

1998

“Matière hadronique : de la structure du nucléon au déconfinement des quarks”
Maubuisson, 17^{ème} session, 7-12 septembre 1998

Table des matières détaillée

Avant-propos Y. Abgrall	p. i
I - Une introduction à la symétrie chirale M. Knecht	p. 2
II - QCD et le confinement P. Guichon	p. 46
III - Quarks et gluons à haute température J.-Y. Ollitrault	p. 81
IV - Une étrange sonde du nucléon : la violation de parité en diffusion $ep \rightarrow ep$ C. Cavata	p. 107
V - The model of the stochastic vacuum and high energy electroma- gnetic reactions H.-J. Pirner	p. 165
VI - La structure électromagnétique du deuton S. Kox	p. 174
VII - Mésons dans la matière hadronique dense et chaude G. Chanfray	p. 214
VIII - Plasma de quarks et de gluons et matière étrange du SPS au LHC C. Kuhn	p. 300
IX - Le quarkonium : du Fermilab au SPS M. Gonin	p. 359
Séminaires Jeunes	p. 379
Liste des participants	p. 383

L'INSTITUT NATIONAL DE PHYSIQUE NUCLEAIRE ET DE PHYSIQUE DES PARTICULES DU CNRS

en collaboration avec

LA DIRECTION DES SCIENCES DE LA MATIERE DU CEA

ET LE FONDS NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE DE BELGIQUE

**ECOLE JOLIOT-CURIE
DE
PHYSIQUE NUCLEAIRE
1998**

MATIERE HADRONIQUE

De la structure du nucléon au déconfinement des quarks

M. KNECHT

P. GUICHON

J.-Y. OLLITRAULT

C. CAVATA

H.-J. PIRNER

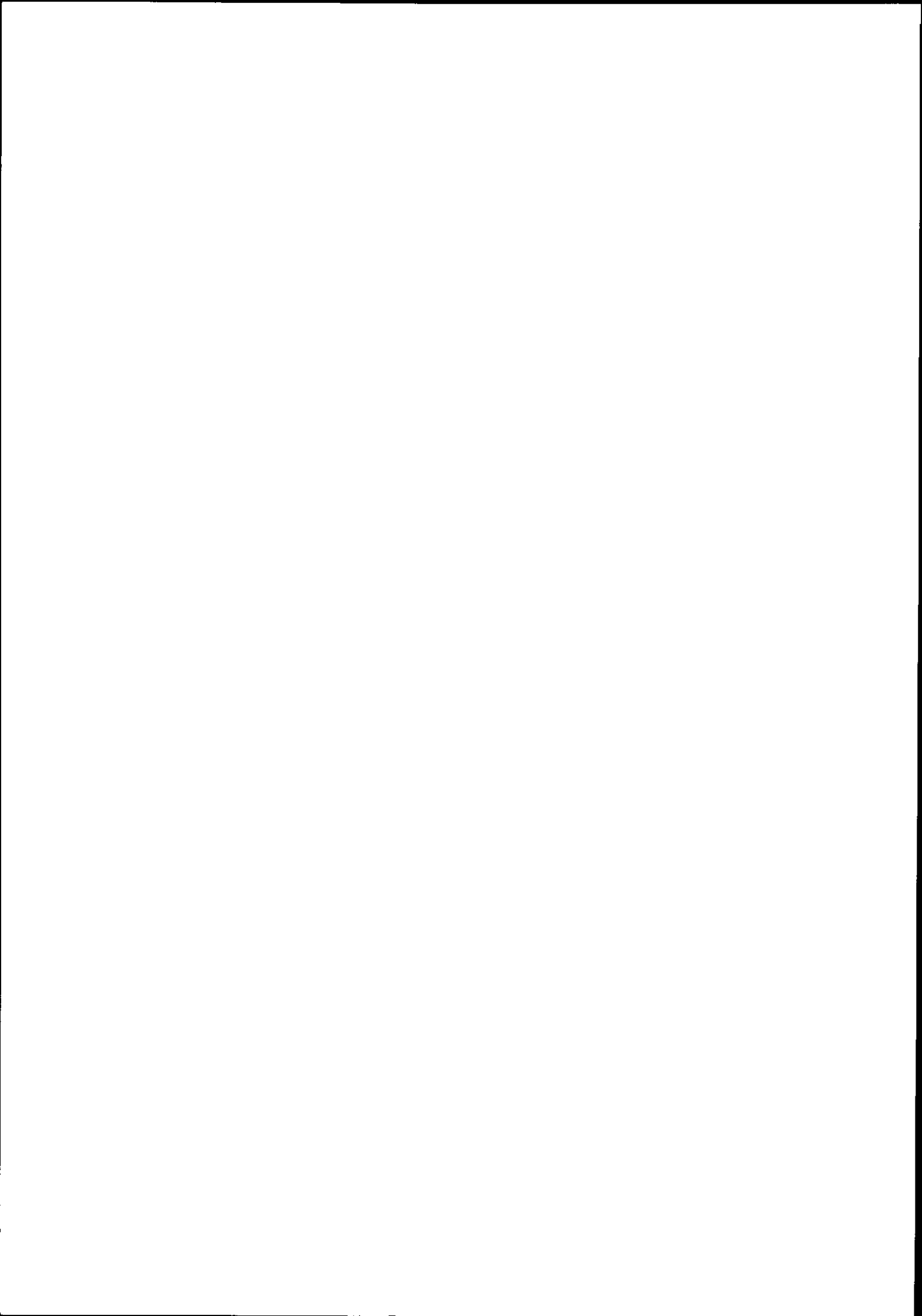
S. KOX

G. CHANFRAY

C. KUHN

M. GONIN

O. SORLIN



ECOLE INTERNATIONALE JOLIOT-CURIE
DE PHYSIQUE NUCLEAIRE

Maubuisson, France

17^{ème} session, 7-12 Septembre 1998

L'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules du CNRS

en collaboration avec

La Direction des Sciences de la Matière du CEA

et le Fonds National de la Recherche Scientifique de Belgique

MATIERE HADRONIQUE :
de la structure du nucléon au déconfinement des quarks

M. KNECHT
P. GUICHON
J.-Y. OLLITRAULT
C. CAVATA
H.-J. PIRNER
S. KOX
G. CHANFRAY
C. KUHN
M. GONIN
O. SORLIN

Conseil Scientifique

Y. ABGRALL (CEN Bordeaux), N. ALAMANOS (CEA Saclay), F. AZAIEZ (IPN Orsay), J.-P. BLAIZOT (CEA Saclay), B. BLANK (CEN Bordeaux), P. BONCHE (CEA Saclay), Ph. CHOMAZ (GANIL Caen), J. CUGNON (U Liège), G. DUCHÊNE (IReS Strasbourg), Y. EL MASRI (UC Louvain), R. FRASCARIA (IPN Orsay), J. GOSSET (CEA Saclay), D. GOUTTE (CEA Bruyères-le-Châtel), J.-Y. GROSSIORD (IPN Lyon), P.-H. HEENEN (UL Bruxelles), C. LE BRUN (LPC Caen), C. LECLERCQ-WILLAIN (UL Bruxelles), A. LEFEBVRE (CSNSM Orsay), M. LEWITOWICZ (GANIL Caen), J.-F. MATHIOT (LPC Clermont), J. MEYER (IPN Lyon), Ch. MIEHE (IReS Strasbourg), J.-A. PINSTON (ISN Grenoble), F. SEBILLE (SUBATECH Nantes), C. SEMAY (U Mons), B. SILVESTRE-BRAC (ISN Grenoble), E. SURAUD (LPQ Toulouse).

Comité d'Organisation

Y. ABGRALL, J.-P. BLAIZOT, R. FRASCARIA, J. GOSSET, J.-Y. GROSSIORD, J.-F. MATHIOT, C. SEMAY.

Cours enseignés aux précédentes sessions de l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire :

- 1982 : COLLISIONS NUCLEAIRES AUX ENERGIES VOISINES DE L'ENERGIE DE FERMI
H. Flocard, J. Hüfner, J. Richert, B. Tamain, R. Babinet, J. Cugnon, D. Guerreau, C. Guet,
J. Menet, H. Pimer
- 1983 : STRUCTURE NUCLEAIRE AUX FRONTIERES DE LA STABILITE
J.-P. Blaizot, M. Epherre, C. Mahaux, M. Meyer, H. Sergolle, Z. Szymanski, S. Della Negra,
J. Delorme, S. Gales, D. Gogny, B. Haas, J.-P. Vivien.
- 1984 : MESONS, BARYONS, QUARKS ET PHYSIQUE NUCLEAIRE
B. Desplanques, B. Frois, U. Gastaldi, E. Predazzi, G. Ripka, J. Arvieux, J.-J. Aubert,
M. Ericson, G. London, B. Vignon.
- 1985 : LA MATIERE NUCLEAIRE DANS TOUS SES ETATS
P. Bonche, J. Cugnon, R. Babinet, J.-F. Mathiot, L. Van Hove, M. Buenerd, J. Galin, M.-C. Lemaire,
J. Meyer.
- 1986 : SYMETRIES ET PHYSIQUE NUCLEAIRE
P. Depommier, S. Gales, Nguyen Van Giai, P. Guichon, P. Schuck, D. Goutte, M. Vergnes,
M. Avenier, P. Hubert, G. Girardi, B. Loiseau.
- 1987 : AU-DELA DU CHAMP MOYEN
K. Dietrich, G.-J. Wagner, C. Grégoire, X. Campi, B. Silvestre-Brac, S. Platchkov, B. Mayer,
Y. Abgrall, O. Bohigas, P. Grangé, C. Signarbieux.
- 1988 : a/ INSTRUMENTATION EN PHYSIQUE NUCLEAIRE ET PHYSIQUE DES PARTICULES
F. Sauli, V. Comparat, M. Suffert, J. Séguinot, P. Farthouat, R. Wigmans, B. Equer, D. L'Hôte,
L. Fayard, H. Videau, J.-M. Durand, A. Boudart, H. Fanet, F. Bourgeois, D. Perret-Gallix,
L. Gonzalez-Mestres (*en vente aux éditions de Physique. Paris*)
- b/ LA RECHERCHE DU PLASMA DE QUARKS ET DE GLUONS : LES COLLISIONS D'IONS
LOURDS ULTRARELATIVISTES - ANALYSE MULTIDIMENSIONNELLE
J.-P. Blaizot, J.-N. Capdevielle, A. Capella, J. Gosset, G. Landaud, P. Lutz, A. Morel, B. Pire,
D. Vautherin.
- 1989 : NUCLEONS DANS LE NOYAU, MAIS ENCORE...
P. Grangé, J.-F. Mathiot, M. Ericson, H.-J. Pimer, M. Roy-Stephan, J. Delorme, R. Frascaria,
S. Gales, A. Magnon, M. Arnould.
- 1990 : LA PHYSIQUE NUCLEAIRE DU LABORATOIRE AUX ETOILES
N. Prantzos, M. Arnould, E. Schatzman, J.-P. Thibaud, P. Descouvemont, J.-P. Dufour,
P. Quentin, E. Suraud, R. Schaeffer.
- 1991 : LES NOYEAUX EN PLEINES FORMES
Z. Szymanski, P.-H. Heenen, J.-F. Berger, K. Heyde, B. Haas, R. Janssens, D. Paya, D. Gogny,
G. Huber, S. Bjørnholm, M. Brack.
- 1992 : MATIERE HADRONIQUE OU...AUJOURD'HUI ET DEMAIN AVEC LES ELECTRONS
V. Breton, H. Fonvieille, B. Frois, R. Van de Vyver, G. Smadja, J. Martino, J.-P. Blaizot, J.-F. Mathiot,
P. Vernin, X. Artru, J. Remillieux
- 1993 : LES NOYEAUX EN 1993 : *une nouvelle façon d'exister*
J. Meyer, G. Sletten, S. Gales, A. Mueller, D. Vautherin, J.-P. Dufour, P. Armbruster,
B. Tamain, P. Leleux, M. Belakhovsky.

1994 : PHYSIQUE NUCLEAIRE INSTRUMENTALE : *des éléments pour un bon choix*
Ch. Bourgeois, J.-M. Brom, Y. El Masri, W. Mittig, D. L'Hôte, J.-P. Didelez, P. Desesquelles,
F. Hannachi, G. Fournier, M. Maire, L. Valentin.

1995 : NOYAUX EN COLLISONS
R. Balian, B. Remaud, E. Suraud, D. Durand, A. Gobbi, J. Cugnon, O. Drapier, J. Govaerts,
R. Prieels.

1996 : PRODUCTION D'ENERGIE NUCLEAIRE ET TRAITEMENT DES DECHETS : *des filières
d'aujourd'hui aux solutions innovantes*
J.-P. Dufour, G. Barreau, P. Reuss, J. Cugnon, J. Fréhaut, Y. Quéré, H. Métivier,
J.-P. Schapira, J.-M. Cavedon, M. Delpech, J.-M. Loiseaux, J.-M. Lagniel, S. Leray.

1997 : STRUCTURE NUCLEAIRE : *un nouvel horizon*
J.-F. Mathiot, J.-P. Blaizot, A. Poves, P.-H. Heenen, Ph. Chomaz, P. Van Duppen, N. Orr, B. Gall,
W.R. Phillips, P. Hello

*Ces cours peuvent être consultés dans les bibliothèques des laboratoires de l'IN2P3, du CEA, du
FNRS belge et au CERN. Les cours 1989, 1996, 1997 encore disponibles peuvent être obtenus
sur demande auprès de :*

*Pascale CHAMBON
CEN Bordeaux
BP 120
33175 GRADIGNAN Cedex - France
☎ 05 57 12 08 49
E-mail : chambon@cenbg.in2p3.fr*

TABLE DES MATIERES

AVANT-PROPOS

Y. ABGRALL

UNE INTRODUCTION A LA SYMETRIE CHIRALE

M. KNECHT

1. Introduction	2
2. La chromodynamique quantique	4
3. Identités de Ward de la symétrie chirale	15
3.1 Algèbre des courants	16
4. Le sort de la symétrie chirale en QCD	20
4.1 Deux théorèmes fondamentaux	20
4.2 Notion de paramètre d'ordre de la symétrie chirale	25
4.3 Propriétés à basse énergie des bosons de Goldstone	28
4.4 Effets des masses des quarks : le rôle du condensat	31
5. La règle de somme de Dashen-Weinstein pour les déviations aux relations de Goldberger-Treiman	34
6. Conclusions	37
Références	39

QCD ET LE CONFINEMENT

P. GUICHON

1. Introduction	46
2. Rappels sur QCD	47
2.1 Généralités	47
2.2 Lagrangien de QCD	48
3. Quantification canonique	50
3.1 Système discret	50
3.2 Théorie de champs	51
3.3 QCD	51
3.3.1 Quarks	52
3.3.2 Gluons	53
4. L'espace des boucles	54
4.1 Forme intégrale de la loi de Gauss	54
4.2 Les matrices de lien	57
5. Les lois d'échelle	59
5.1 Régularisation	59
5.2 Groupe de renormalisation	60
5.3 Lois d'échelle	62
6. Matrice de transfert et intégration fonctionnelle	64
6.1 La matrice de transfert	64
6.2 Evaluation par l'intégrale fonctionnelle	66
6.3 Transposition à QCD	68
7. QCD sur réseau	69
8. Application : le potentiel quark-antiquark	73
8.1 Première approche	73
8.2 Deuxième approche : le réseau à 4 dimensions	74
8.3 Résultats	76

9.	Appendice	78
9.1	Notations	78
9.2	Matrices de Dirac	78
9.3	Groupe $SU(N)$	78
	Références	79

QUARKS ET GLUONS A HAUTE TEMPERATURE

J.-Y. OLLITRAULT

1.	Introduction	81
2.	Gaz parfaits quantiques	83
2.1	Rappels de la thermodynamique statistique	83
2.2	Thermodynamique du rayonnement de corps noir	86
2.3	Plasma de quarks et de gluons sans interaction	89
3.	Plasma électronique : différents régimes	90
3.1	Quantique ou classique, relativiste ou non ?	90
3.2	Plasma en interaction faible	92
4.	Phénomènes de polarisation dans les plasmas	93
4.1	Un exemple de phénomène collectif : l'écrantage du champ électrique	94
4.2	Calcul de la longueur d'écran	97
4.3	Autres effets de polarisation	98
5.	Une conséquence de l'écrantage : la suppression du J/ψ	100
6.	Taux d'amortissement des électrons	101
7.	Conclusions	104
	Références	105

UNE ETRANGE SONDE DU NUCLEON : LA VIOLATION DE PARITE EN DIFFUSION

$\bar{e}p \rightarrow ep$

C. CAVATA

	Introduction	107
1.	Un peu d'histoire	108
2.	Structure du proton et diffusion élastique ep	110
2.1	Facteurs de forme électromagnétiques	111
2.2	Section efficace $ep \rightarrow ep$ et mesure des facteurs de formes électromagnétiques	112
2.3	Facteurs de forme du nucléon et facteurs de forme de quarks	115
3.	Facteurs de forme faibles neutres du proton	118
3.1	Facteurs de forme faibles neutres du proton	118
3.2	Facteurs de forme faibles du proton et facteurs de forme des quarks	119
4.	Mesure des facteurs de forme faibles et violation de parité	122
4.1	Comment mesurer $F_{1,2}^{(Z)}$?	123
4.2	Evaluation de l'asymétrie de violation de parité	125
4.3	Choix de la cinématique, asymétrie expérimentale et figure de mérite	129
4.4	La "shopping list"	132
5.	Les ingrédients d'une expérience de violation de parité $\bar{e}p \rightarrow ep$	133
5.1	Le faisceau d'électrons polarisés	133
5.2	La cible de protons	136
5.3	Eléments de détection pour une expérience de violation de parité	137
5.4	Les polarimètres à électrons	144
5.5	La chasse aux erreurs systématiques	147
6.	Situation expérimentale actuelle	154
6.1	SAMPLE	154
6.2	HAPPEX	154
6.3	A4	155
6.5	GO	155
7.	En guise de conclusion	156
7.1	les théories effectives	157

7.2 Les relations de dispersion.....	157
7.3 les modèles hadroniques.....	158
7.4 le mot de la fin.....	159
Références.....	159

THE MODEL OF THE STOCHASTIC VACUUM AND HIGH ENERGY ELECTROMAGNETIC REACTIONS

H.J. PIRNER

1. The theory of the stochastic vacuum.....	165
2. High energy electromagnetic interactions.....	166
3. The proton structure function F_2	167
References.....	169

LA STRUCTURE ELECTROMAGNETIQUE DU DEUTON

S. KOX

1. Le deuton.....	174
1.1 Généralités.....	174
1.2 Fonction d'onde du deuton.....	175
2. Formalisme de la polarisation.....	176
2.1 Polarisation d'un ensemble de particules.....	176
2.2 Description d'une réaction.....	178
2.3 Etude de la réaction $b(\bar{a}, c)d$	179
2.4 Les polarimètres.....	181
3. Structure électromagnétique du deuton.....	182
3.1 Diffusion élastique d'électron.....	183
3.2 Fonctions de structure et facteurs de forme.....	184
4. Modèles théoriques.....	186
4.1 L'approximation d'impulsion non-relativiste (NRJA).....	186
4.2 Corrections à la NRJA.....	187
4.3 les modèles relativistes.....	188
4.4 Modèles hybrides et pQCD.....	189
5. Contexte expérimental.....	190
5.1 Mesure des fonctions de structure élastiques $A(Q^2)$ et $B(Q^2)$	191
5.2 Observables de polarisation.....	192
6. Nouvelles expériences au Jefferson Laboratory.....	197
6.1 CEBAF.....	198
6.2 L'expérience t_{20}	200
6.3 Mesure de $A(Q^2)$ au Jefferson Laboratory.....	208
7. Conclusions.....	210
Références.....	211

MESONS DANS LA MATIERE HADRONIQUE DENSE ET CHAUDE

G. CHANFRAY

I. Introduction.....	214
II. Généralités sur la symétrie chirale et sa restauration.....	216
III. Le modèle de NAMBU-JONA-LASINIO.....	223
IV. Matière hadronique chaude.....	229
V. Matière nucléaire.....	239
VI. Production de dileptons en collisions d'ions lourds relativistes et méson rho dans la matière hadronique dense et chaude.....	265
VII. Conclusion.....	292
Références.....	293

PLASMA DE QUARKS ET DE GLUONS ET MATIERE ETRANGE DU SPS AU LHC

C. KUHN

Introduction	300
I. Le plasma de quarks et de gluons : généralités	302
1. La transition de phases	302
1.A. Déconfinement des quarks	302
1.B. Le PQG pour différentes conditions de température et de densité baryonique	303
1.C. Evaluation de la température et de la densité critiques avec le "Bag Model"	304
1.D. QCD sur réseau et la transition chirale	306
2. Collisions d'ions lourds ultra-relativistes	309
2.A. Densité d'énergie, stopping et température	309
2.B. Evolution du PQG : scénario de Bjorken	313
3. les signatures expérimentales du PQG	314
3.A. Les observables globales	315
3.B. Leptons et photons	316
3.C. Les signatures hadroniques	318
II. Production de baryons et d'anti-baryons (multi-) étranges	319
A. Les idées de départ	319
B. Equilibration chimique de $s\bar{s}$ dans un PQG	320
C. Formation des (anti-)baryons (multi-)étranges dans un gaz hadronique	321
D. Comparaison qualitative entre la production d'hypérons à partir d'un PQG et d'un GH au freeze-out	323
E. La démarche expérimentale	323
F. Les résultats de WA 97	326
G. Modèles de plasma et de gaz hadronique	329
H. Modélisation de la transition de phases	331
I. Production d'étrangeté par des processus hors-équilibre	332
III. Matière étrange exotique	334
1. Les strangelets	334
1.A. Les idées de base	334
1.B. Etude de la stabilité et des modes de désintégration des strangelets	336
1.C. Mécanisme de formation des strangelets dans un PQG	339
2. Les MEMOs (Metastable Exotic Multi-hypernuclear Objects)	340
3. Recherche des strangelets et de MEMOs dans les expériences d'ions lourds	342
IV. Les expériences du futur	344
1. Bilan des expériences au SPS	344
2. Les collisionneurs RHIC et LHC	345
3. Les expériences ALICE et STAR	347
3.A. Le détecteur ALICE	347
3.B. Le détecteur STAR	352
Conclusion	353
Références	354

LE QUARKONIUM : DU FERMILAB AU SPS

M. GONIN

1. Introduction	359
2. Principe de la mesure	361
2.1 Variables expérimentales	363
2.2 Production et absorption	367
3. Résultats expérimentaux	368
3.1 Production dans l'état initial	369
3.2 Suppression dans l'état final	370
3.3 La suppression anormale du J/ψ	372
4. Discussion	374
5. Conclusion	376
Références	377

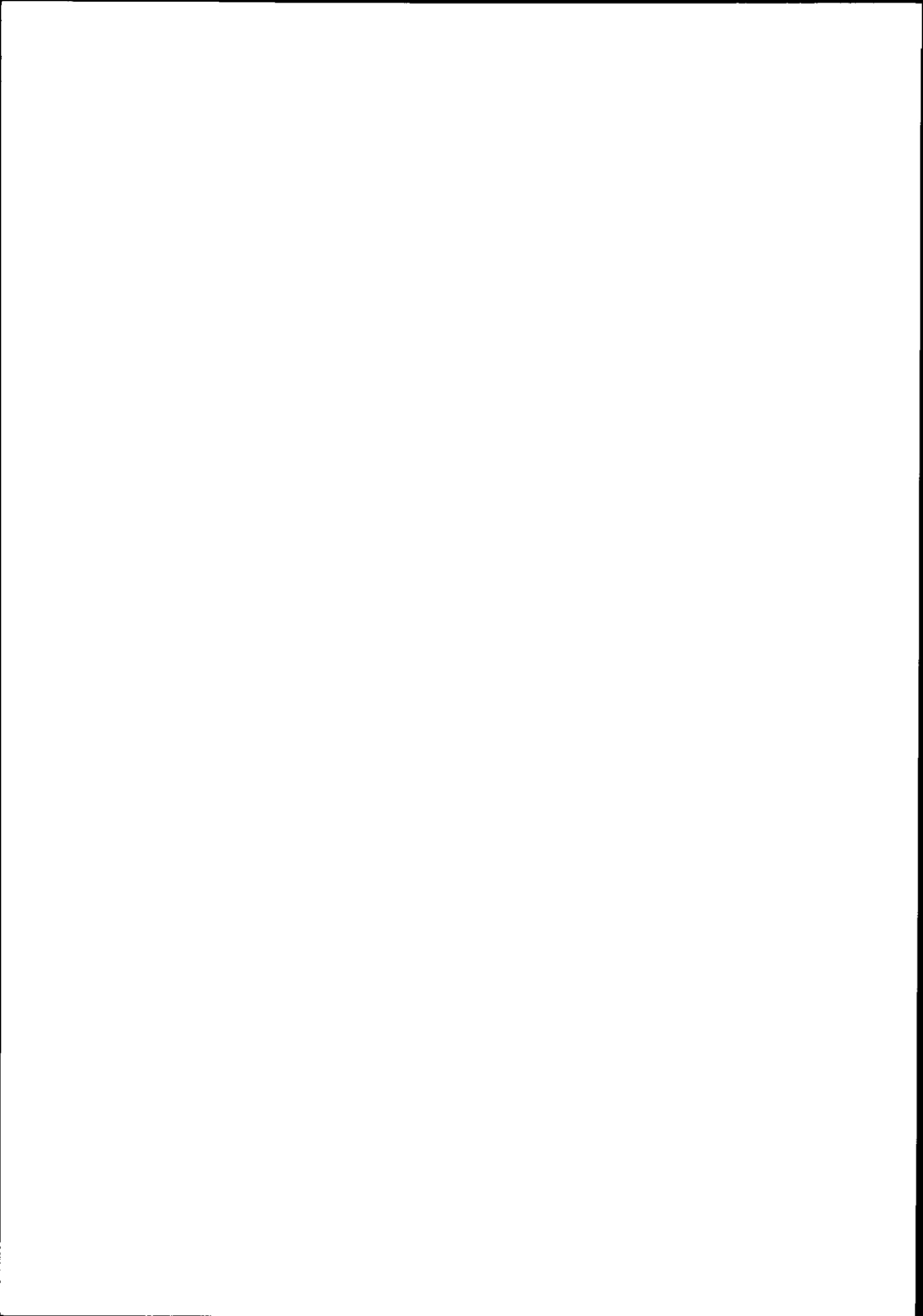
SEMINAIRES JEUNES379

LISTE DES PARTICIPANTS.....383

La Table Ronde a été animée par J. Cugnon

et

O. Sorlin a donné une conférence sur "l'Histoire de la Radioactivité"



Avant-propos

La 17^{ème} session de l'Ecole Joliot-Curie, intitulée "MATIERE HADRONIQUE : DE LA STRUCTURE DES NUCLEONS AU DECONFINEMENT DES QUARKS", s'est déroulée à Maubuisson du 7 au 12 septembre 1998. Elle a réuni 56 participants et a permis un dialogue utile et très intéressant entre les deux communautés qui se consacrent à l'étude de la matière hadronique, l'une avec des électrons, l'autre avec des ions lourds relativistes.

Le contenu de l'Ecole était fort substantiel. Il a donné lieu à des cours, dont on trouvera ici la version écrite, qui s'organisaient autour de quatre thèmes,

- L'INTERACTION FORTE : symétrie chirale, confinement et déconfinement
- DES FACES CACHEES DU NUCLEON
- MESONS ET NUCLEONS EN INTERACTION : du deuton à la matière dense et chaude
- VERS LE DECONFINEMENT ? du SPS au LHC

Durant la semaine, les " Séminaires Jeunes " ont également donné l'occasion à 19 jeunes chercheurs de présenter leur sujet de recherche. On trouvera, à la fin de ce recueil, le résumé de leurs exposés.

L'Ecole Joliot-Curie se devait évidemment de marquer le centenaire de la découverte de la radioactivité. Dans ce contexte, O. Sorlin nous en a retracé la passionnante histoire.

Que tous les orateurs et J. Cugnon qui a animé la Table Ronde, soient ici remerciés pour leur contribution à la fois pertinente et généreuse au succès de l'Ecole 98.

Nos remerciements iront également à Mlle P. Chambon du CEN Bordeaux et Mme M. Furgolle du siège de l'IN2P3 pour le dévouement et la compétence qu'elles mettent au service de l'Ecole.

Y. ABGRALL

Pour le Comité d'Organisation



UNE INTRODUCTION À LA SYMÉTRIE CHIRALE

Marc KNECHT

*Centre de Physique Théorique
CNRS-Luminy, Case 907
F-13288 Marseille Cedex 9, France*

RÉSUMÉ : Ces notes de cours se proposent de fournir une introduction aux idées et aux concepts de la symétrie chirale et de sa brisure spontanée dans le cadre de la chromodynamique quantique comme théorie fondamentale des interactions fortes. Les symétries globales du lagrangien de QCD et les courants de Noether associés sont discutés en détail. Après une discussion des identités de Ward qui en découlent pour les fonctions de Green de QCD, les aspects théoriques liés à la brisure spontanée de la symétrie chirale sont examinés. Les déviations à la relation de Goldberger-Treiman et une discussion de leur importance fournissent une illustration phénoménologique.

ABSTRACT : These lecture notes are meant to provide an introduction to the ideas and concepts of chiral symmetry and spontaneous chiral symmetry breaking within the framework of QCD viewed as the fundamental theory of strong interactions. The symmetries of the QCD lagrangian and the properties of the associated Noether currents are discussed in detail. After the treatment of the corresponding Ward identities for QCD Green's functions, the theoretical issues related to the spontaneous breaking of chiral symmetry in QCD are addressed. Finally, deviations from the Goldberger-Treiman relation are used as a phenomenological illustration.

1 Introduction

L'objet de ce cours est l'étude de certains aspects des interactions fortes dans le domaine des basses énergies, c'est-à-dire lorsque les énergies typiques E mises en jeu sont petites par rapport à une échelle hadronique caractéristique Λ_H de l'ordre de 1 GeV. Le cadre de notre étude est fourni par la Chromodynamique Quantique (QCD), une théorie des champs quantique et relativiste qui décrit les interactions fortes en termes de degrés de liberté fondamentaux que sont les quarks et les gluons. Dans le domaine cinématique auquel nous nous intéressons, ceux-ci interagissent fortement et sont confinés à l'intérieur des hadrons. Il n'est donc pas possible de se contenter du cadre perturbatif habituel, c'est-à-dire un développement en puissances de α_s , la constante de couplage des interactions fortes. Bien au contraire, un recours à des méthodes non-perturbatives est inévitable. Une possibilité consiste à discrétiser le lagrangien de QCD pour le mettre sur un réseau fini. Dans cette théorie tronquée à un nombre fini de degrés de liberté, les masses, les constantes de désintégration et autres éléments de matrice hadroniques peuvent, en principe, être calculés par une moyenne sur des configurations gluoniques et fermioniques générées numériquement par un ordinateur. Cette approche, ainsi que les difficultés liées, par exemple, à la nécessité de prendre la limite du continu (maille du réseau tendant vers zéro) et du volume (taille du réseau) infini, sont discutées dans le cours donné par P. Guichon à cette école. Les méthodes dont il sera question dans ce cours sont à la base de ce qui est appelé *la théorie des perturbations chirales*. Elles reposent sur une exploitation systématique de certaines propriétés de symétrie de la QCD, qui seront décrites dans la section 2, combinées avec les principes généraux de la théorie des champs et de la théorie de la matrice S : invariance de Lorentz, causalité, analyticité, unitarité et croisement. La théorie des perturbations chirales puise en fait ses origines dans les techniques dites d'*algèbre des courants* [1, 2, 3] développées dès le début des années soixante, bien avant l'avènement de QCD [4] en 1973. Les courants dont il est question dans ce contexte sont les parties hadroniques des courants vectoriels et axiaux. Ceux-ci sont sondés dans les désintégrations faibles des mésons et des baryons dans le cadre du Modèle Standard, ou de son approximation à basse énergie, la théorie de Fermi [5].

Ces méthodes procèdent également de certaines propriétés du spectre hadronique et que nous rappelons brièvement.

- L'étude du spectre des mésons et des baryons montre que ceux-ci s'organisent en multiplets quasi-dégénérés. Ce sont d'abord les multiplets d'isospin, doublets (n, p) ou (Ξ^-, Ξ^0) , triplets (π^-, π^0, π^+) , (ρ^-, ρ^0, ρ^+) ou $(\Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+)$, qua-

druplets ($\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}$), etc. Cette symétrie d'isospin est presque parfaite, les écarts des masses par rapport à la masse moyenne à l'intérieur d'un même multiplet sont typiquement de l'ordre de 5% en valeur relative. A leur tour, ces multiplets d'isospin s'organisent à l'intérieur de structures plus vastes, des octets, comme (π, K, η) , (ρ, K^*, ω) ou $(N, \Sigma, \Xi, \Lambda)$, des décuplets, etc. Gell-Mann et Ne'eman [6] proposèrent d'attribuer ces régularités du spectre à l'existence d'une symétrie $SU(3)_V$, qui possède précisément des représentations irréductibles de dimensions 8, 10, etc. Les générateurs de cette symétrie sont identifiés aux mêmes courants vectoriels qui décrivent les désintégrations faibles des hadrons. Cette symétrie de "l'Octuple Voie" (*Eightfold Way*) [7] de Gell-Mann et Ne'eman est moins exacte que la symétrie d'isospin : les écarts de masse à l'intérieur des multiplets sont typiquement de l'ordre de 10 à 30%.

- Le second aspect marquant du spectre hadronique concerne "l'insoutenable légèreté du pion" : alors que tous les états mentionnés à l'instant (sauf les mésons K et η) possèdent des masses qui sont typiquement de l'ordre d'une échelle caractéristique $\Lambda_H \sim 1$ GeV, le pion est lui beaucoup plus léger, $M_\pi \sim 140$ MeV. Une explication "naturelle" de cette situation a été proposée par Nambu dès 1960 [8] : les interactions fortes seraient en fait invariantes sous une symétrie approchée $SU(2) \times SU(2)$, engendrée par les courants vectoriels d'isospin et leurs partenaires axiaux. La *brisure spontanée* de cette symétrie produit une particule légère, le pion, dont la masse serait strictement nulle dans un monde où cette symétrie $SU(2) \times SU(2)$ serait exacte. Cette approche permet également de rendre compte naturellement d'une relation entre la constante de désintégration du pion et la constante de couplage pion-nucléon obtenue deux années auparavant par Goldberger et Treiman [9], et sur laquelle nous aurons l'occasion de revenir.

La combinaison des propositions de Gell-Mann-Ne'eman et de Nambu mène donc à supposer qu'il existe un groupe de symétrie approché $SU(3)_L \times SU(3)_R$ ¹ sous lequel les interactions fortes sont invariantes dans une certaine limite, mais dont seule une partie, le sous-groupe $SU(3)_V$ de Gell-Mann et Ne'eman, est visible dans le spectre. Notre tâche consistera à replacer cette analyse dans le cadre de la Chromodynamique Quantique, qui décrit les interactions fortes en termes de degrés de liberté fondamentaux, les quarks et les gluons. Au niveau du lagrangien de QCD, la symétrie $SU(3)_V$ de Gell-Mann et Ne'eman apparaît dans la limite où les masses des saveurs les plus légères, les quarks u , d et s , ont des valeurs égales. Les violations d'isospin et de $SU(3)_V$ sont produits par les différences

¹ La signification des indices L ="left" et R ="right" sera expliquée plus loin.

des masses des quarks, $m_d - m_u$ et $m_s - (m_u + m_d)/2$. L'observation, dans le spectre hadronique, des traces de ces symétries quasi-exactes ne s'explique que si ces différences de masses de quarks sont petites par rapport à l'échelle $\Lambda_H \sim 1$ GeV. Pour retrouver la symétrie plus grande $SU(3)_L \times SU(3)_R$ requise par la suggestion de Nambu, il ne suffit pas de se placer dans l'approximation où les quarks u , d et s sont simplement dégénérés, mais il faut en plus prendre la limite de masse nulle $m_u = m_d = m_s = 0$. Dans cette limite, les mésons pseudo-scalaires π , K et η deviennent les *bosons de Goldstone* de la brisure spontanée de $SU(3)_L \times SU(3)_R$ vers le sous-groupe $SU(3)_V$ de Gell-Mann et Ne'eman. La légèreté du pion est alors une conséquence de ce que, dans le monde réel, les masses des quarks u , d et s elles-mêmes, et pas seulement leurs différences, sont petites par rapport à l'échelle caractéristique Λ_H où sont formés les "véritables" états liés, ceux qui ne sont pas des bosons de Goldstone. Autrement dit, les effets dus aux masses m_u , m_d et m_s peuvent être traités comme des perturbations par rapport à la limite où elles seraient nulles.

Nous avons déjà évoqué le fait que certains de ces aspects des interactions fortes et du spectre hadroniques étaient étudiés avant même que la Chromodynamique Quantique ne soit introduite. Notre objectif sera de comprendre non seulement dans quelle mesure ils sont compatibles avec ce que QCD nous apprend sur la structure des interactions fortes au niveau fondamental, mais surtout, dans quelle mesure ces propriétés sont en fait des conséquences de QCD. Dans la section 2, nous étudions en détail les symétries du lagrangien de QCD dans la limite où les masses des quarks légers u , d et s sont nulles. La section 3 est consacrée aux identités de Ward, qui sont des contraintes que les symétries globales continues imposent aux fonctions de Green des courants de Noether qui leur sont associés. Nous montrons ensuite, dans la section 4, qu'en QCD la brisure spontanée de la symétrie $SU(3)_L \times SU(3)_R$ vers le groupe $SU(3)_V$ est une conséquence directe de ces identités de Ward et du confinement. La section qui suit traite des déviations aux relations de Goldberger-Treiman dans l'octet des baryons. Nous montrerons comment ces quantités sont susceptibles de nous fournir un accès expérimental direct à certains aspects non-perturbatifs de QCD, liés à la structure chirale du vide. Enfin, la dernière section offre un résumé succinct des idées essentielles développées dans ces pages.

2 La Chromodynamique Quantique

La Chromodynamique Quantique (QCD) [4] décrit les interactions fortes au niveau le plus fondamental, où les degrés de liberté sont constitué par les quarks et les gluons. Elle est basée sur une invariance *locale* par rapport à un groupe de jauge non-abélien $SU(3)_C$ (couleur). Les bosons de jauge (gluons) interagissent entre eux, et sont également couplés à des fermions, appelés quarks [10], qui se trouvent dans la représentation fondamentale

du groupe de jauge $SU(3)_C$. Dans le cadre du Modèle Standard avec trois générations, il y a six saveurs de quarks distinctes. Le lagrangien qui décrit leurs interactions est donné par

$$\mathcal{L}_{QCD} = \mathcal{L}_{gluons} + \mathcal{L}_{quarks} + \mathcal{L}_{GF} + \mathcal{L}_{FP} . \quad (2.1)$$

Les deux derniers termes, \mathcal{L}_{GF} et \mathcal{L}_{FP} , décrivent respectivement le fixage de la jauge et le terme de Faddeev-Popov qui lui est associé. Nous ne précisons pas davantage ces termes, et par la suite nous ne rencontrerons que des opérateurs invariants de jauge et qui ne dépendent pas des fantômes de Faddeev-Popov. De tels opérateurs constituent les *observables* de QCD. La partie de \mathcal{L}_{QCD} qui décrit la dynamique des gluons est donnée par

$$\mathcal{L}_{gluons} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^\alpha G^{\alpha, \mu\nu} - \frac{g^2 \theta_{QCD}}{64\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} G_{\mu\nu}^\alpha G_{\rho\sigma}^\alpha , \quad (2.2)$$

où g désigne la constante de couplage de QCD ($\alpha_s = g^2/4\pi$). Les indices μ et ν sont des indices de Lorentz ², α est un indice de couleur dans la représentation adjointe du groupe de jauge $SU(3)_C$, $\alpha = 1, \dots, 8$, et

$$G_{\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu G_\nu^\alpha - \partial_\nu G_\mu^\alpha + g f^{\alpha\beta\gamma} G_\mu^\beta G_\nu^\gamma . \quad (2.3)$$

Dans la formule précédente, nous avons désigné par $f^{\alpha\beta\gamma}$ les constantes de structure du groupe de jauge $SU(3)_C$. Le second terme de (2.2), caractérisé par l'angle du vide θ_{QCD} , est un terme topologique, qui ne contribue pas aux équations du mouvement, mais dont la présence conduit à des violations de \mathcal{T} (opération de renversement du temps) et de \mathcal{P} (opération de parité). Ainsi, ce terme induit, par exemple, un moment dipolaire électrique du neutron

$$d_n \sim 4 \times 10^{-16} \theta_{QCD} e \cdot cm .$$

Les limites expérimentales actuelles sur cette quantité [11],

$$|d_n| \lesssim 11 \times 10^{-26} e \cdot cm ,$$

conduisent à une valeur extrêmement petite de l'angle du vide de QCD

$$|\theta_{QCD}| \lesssim 10^{-10} . \quad (2.4)$$

Pour une discussion plus détaillée des aspects théoriques liés à la présence du terme topologique dans le lagrangien gluonique (2.2), voir [12]. Les aspects phénoménologiques relatifs à θ_{QCD} (violation de CP dans les interactions fortes, axion...) sont discutés dans

² Dans ce cours, nous utiliserons la signature (+, -, -, -) pour la métrique de Lorentz.

[13]. Dans ce qui suit, on négligera les violations possibles de \mathcal{T} et de \mathcal{P} dans les interactions fortes (ce qui représente une très bonne approximation), et on posera $\theta_{QCD} = 0$. Le second terme de \mathcal{L}_{QCD} contient l'interaction des quarks avec les gluons. Pour la suite du cours, il est commode de l'écrire sous la forme suivante :

$$\mathcal{L}_{quarks} = \mathcal{L}_{quarks}^0 + \mathcal{L}_{masses} , \quad (2.5)$$

avec

$$\mathcal{L}_{quarks}^0 = \sum_{Q=c,b,t} \bar{Q} (i\not{D} - M_Q) Q + \sum_{q=u,d,s} \bar{q} i\not{D} q , \quad (2.6)$$

et le terme de masses des quarks légers a été écrit à part,

$$\mathcal{L}_{masses} = -m_u \bar{u}u - m_d \bar{d}d - m_s \bar{s}s . \quad (2.7)$$

Le couplage minimal des quarks aux gluons est contenu dans la dérivée covariante

$$\not{D} = \gamma^\mu D_\mu , \quad D_\mu = \partial_\mu - ig G_\mu^\alpha T^\alpha \quad (2.8)$$

Les matrices T_{ij}^α , avec $\alpha = 1, \dots, 8$ désignent les générateurs de $SU(3)_C$ dans la représentation fondamentale. Elles agissent sur chaque triplet de couleur u^i, \dots, t^i , où les indices i et j varient dans l'ensemble des couleurs ($i, j = \text{rouge, bleu, jaune}$), et vérifient les relations de commutation

$$[T^\alpha, T^\beta] = if^{\alpha\beta\gamma} T^\gamma . \quad (2.9)$$

Les indices de couleur et les indices de Dirac des quarks n'ont pas été écrits explicitement dans les équations précédentes, et seront en général omis par la suite.

Au total, le lagrangien de la QCD dépend donc de sept paramètres libres (huit si on y inclut θ_{QCD}), une constante de couplage et six masses,

$$\alpha_s(\mu) = \frac{g^2(\mu)}{4\pi} , M_c(\mu) , M_b(\mu) , M_t(\mu) , m_u(\mu) , m_d(\mu) , m_s(\mu) . \quad (2.10)$$

Ces quantités, qui correspondent ici aux grandeurs *renormalisées*, dépendent d'une échelle μ et d'un schéma de renormalisation. Les valeurs de ces paramètres ne sont pas fixées dans le cadre du Modèle Standard, et doivent être déduites des données expérimentales. Nous verrons par la suite que certains processus hadroniques à basse énergie permettent d'obtenir des renseignements sur les *rappports* des masses des quarks légers. Ces rapports ne dépendent pas de l'échelle μ dans des schémas de renormalisation indépendants de masse comme \overline{MS} .

En plus de l'invariance sous les transformations locales du groupe de jauge $SU(3)_C$, le lagrangien \mathcal{L}_{QCD} est également invariant sous l'action d'un groupe de symétries *globales*

\mathcal{G}_{global} . Ce groupe des symétries globales \mathcal{G}_{global} dépend des valeurs relatives des masses des quarks. Si, à une échelle μ donnée, elles sont toutes différentes et non nulles, \mathcal{G}_{global} est donné par un produit de facteurs $U(1)$ qui correspondent à la conservation de chacune des saveurs de quarks, soit :

$$\mathcal{G}_{global} = U(1)_u \times U(1)_d \times U(1)_s \times U(1)_c \times U(1)_b \times U(1)_t . \quad (2.11)$$

Si deux ou plusieurs saveurs de quarks sont dégénérées, le groupe des symétries globales \mathcal{G}_{global} devient plus grand. Par exemple, si $m_u(\mu) = m_d(\mu)$, on peut effectuer des transformations linéaires qui mélangent les saveurs u et d , ce qui correspond à l'invariance sous le groupe $SU(2)_V$ des transformations d'isospin. A ces symétries continues s'ajoutent (lorsque $\theta_{QCD} = 0$) les symétries discrètes, \mathcal{P} (parité), \mathcal{T} (renversement du temps), et \mathcal{C} (conjugaison de charge).

Dans ce cours, et pour les raisons déjà évoquées dans l'introduction, nous serons amenés à adopter le point de vue suivant : les masses des quarks u , d et s sont supposées être suffisamment petites pour pouvoir être traitées comme des perturbations. De façon plus précise, nous supposons que ces masses sont faibles comparées à la masse typique Λ_H des états hadroniques tels que le nucléon, ou le méson rho, par exemple,

$$m_q(\Lambda_H) \ll \Lambda_H \sim M_N, M_\rho, M_\omega, \dots \sim 1 \text{ GeV} \quad (q = u, d, s) . \quad (2.12)$$

Autrement dit, \mathcal{L}_{masses} défini plus haut sera considéré comme une perturbation, l'approximation d'ordre zéro étant le lagrangien de QCD dans la limite chirale,

$$\mathcal{L}_{QCD} = \mathcal{L}_{QCD}^0 + \mathcal{L}_{masses} , \quad \mathcal{L}_{QCD}^0 = \mathcal{L}_{QCD}|_{m_u=m_d=m_s=0} . \quad (2.13)$$

Du point de vue des symétries globales, le passage à la limite chirale représente un changement très important (les symétries locales ne sont bien évidemment pas affectées, \mathcal{G}_{local} reste égal à $SU(3)_C$). En effet, le groupe des symétries globales \mathcal{G}_{global}^0 de \mathcal{L}_{QCD}^0 est beaucoup plus grand que celui de \mathcal{L}_{QCD} , puisque

$$\mathcal{G}_{global}^0 = SU(3)_L \times SU(3)_R \times U(1)_V \times U(1)_c \times U(1)_b \times U(1)_t . \quad (2.14)$$

Cet accroissement de symétrie trouve son origine dans une particularité bien connue des fermions de masse nulle, à savoir que les projections définies à l'aide de la matrice $\gamma_5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ par

$$q_R \equiv \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)q , \quad q_L \equiv \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)q , \quad q = q_R + q_L , \quad q = u, d, s , \quad (2.15)$$

sont découplées. Cette propriété, qui est triviale à vérifier dans le cas d'un fermion libre de masse nulle, pour lequel le lagrangien de Dirac s'écrit

$$\bar{q}(x)i \not{\partial}q(x) = \bar{q}_R(x)i \not{\partial}q_R(x) + \bar{q}_L(x)i \not{\partial}q(x)_L, \quad (2.16)$$

est à l'origine de la *symétrie chirale* en QCD. Remarquons d'abord que le lagrangien (2.16) conserve séparément le nombre de fermions correspondant à chaque projection, alors que le lagrangien d'un fermion massif, $\bar{q}(x)(i \not{\partial} - m)q(x)$, ne conserve que le nombre fermionique total. Ensuite, notons également que pour des fermions de masse nulle les projections (2.15) coïncident aussi avec les projections d'hélicité droite et gauche, respectivement. C'est pourquoi on parle des projections de *chiralité droite* et de *chiralité gauche*, de limite chirale et de symétrie chirale³. Ce découplage des projections de chiralité (ou d'hélicité) droite et gauche n'est pas affecté par la présence du champ de jauge gluonique. En effet, le lagrangien de QCD dans la limite chirale peut s'écrire sous une forme équivalente,

$$\mathcal{L}_{quarks}^0 = \sum_{Q=c,b,t} \bar{Q}(i \not{\partial} - M_Q)Q + \sum_{q=u,d,s} \{\bar{q}_L i \not{\partial} q_L + \bar{q}_R i \not{\partial} q_R\}, \quad (2.17)$$

alors que le terme de masse crée un couplage entre les composantes de chiralités opposées,

$$\mathcal{L}_{masses} = -m_u(\bar{u}_L u_R + \bar{u}_R u_L) - m_d(\bar{d}_L d_R + \bar{d}_R d_L) - m_s(\bar{s}_L s_R + \bar{s}_R s_L). \quad (2.18)$$

Le fait que les projections de chiralité gauche et droite mènent des existences séparées dans la limite $m_u = m_d = m_s = 0$ permet d'effectuer des transformations globales *indépendantes* sur les champs q_L et q_R et conduit à une symétrie plus grande que celle qui résulte de la seule dégénérescence des trois saveurs. Si on regroupe les champs u , d et s qui correspondent à une couleur donnée dans un triplet de saveur

$$\psi^i(x) = \begin{pmatrix} u^i(x) \\ d^i(x) \\ s^i(x) \end{pmatrix}, \quad \psi_R^i(x) = \begin{pmatrix} u_R^i(x) \\ d_R^i(x) \\ s_R^i(x) \end{pmatrix}, \quad \psi_L^i(x) = \begin{pmatrix} u_L^i(x) \\ d_L^i(x) \\ s_L^i(x) \end{pmatrix}, \quad (2.19)$$

alors le groupe $SU(3)_L \times SU(3)_R$ agit de la façon suivante :

$$\psi_L^i(x) \rightarrow V_L \psi_L^i(x), \quad \psi_R^i(x) \rightarrow V_R \psi_R^i(x), \quad (2.20)$$

où V_L et V_R sont des matrices 3×3 unitaires et unimodulaires indépendantes,

$$V_L^+ V_L = 1 = V_L V_L^+, \quad V_R^+ V_R = 1 = V_R V_R^+, \quad \det V_L = \det V_R = 1. \quad (2.21)$$

³ Le mot chirale vient du grec $\chi\epsilon\acute{\iota}\rho$, qui signifie "la main".

Ces matrices de $SU(3)$ peuvent encore s'écrire sous la forme

$$V_L = \exp\left\{\frac{i}{2} \sum_{a=1}^8 \alpha_L^a \lambda^a\right\}, \quad V_R = \exp\left\{\frac{i}{2} \sum_{a=1}^8 \alpha_R^a \lambda^a\right\}. \quad (2.22)$$

Les coefficients α_L^a et α_R^a désignent seize paramètres réels arbitraires, et les matrices hermitiennes et de trace nulle λ^a , encore appelée matrices de Gell-Mann, sont les générateurs du groupe $SU(3)$,

$$\begin{aligned} \lambda^1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda^4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda^6 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Formellement, les matrices $\lambda^a/2$ coïncident avec les générateurs T^α , mais au lieu d'agir sur les indices de couleur, elles n'agissent que sur les indices de saveur u , d et s . Il importe donc de bien faire la distinction entre les divers groupes $SU(3)$ en présence : le groupe de couleur $SU(3)_C$, et les groupes de saveur $SU(3)_R$ et $SU(3)_L$. Si nous considérons la limite où seules les masses des quarks u et d tendent vers zéro, la symétrie chirale est réduite au groupe $SU(2)_L \times SU(2)_R$, mais le groupe des transformations de jauge reste inchangé.

Les matrices λ^a satisfont également aux relations de commutation de $SU(3)$,

$$[\lambda^a, \lambda^b] = 2i f^{abc} \lambda^c, \quad (2.24)$$

et sont normalisées par $Tr(\lambda^a \lambda^b) = 2\delta^{ab}$. Les constantes f^{abc} sont antisymétriques par rapport à une permutation quelconque de deux indices. Les relations d'anticommutation des matrices de Gell-Mann sont décrites par les symboles d^{abc} , entièrement symétriques par rapport aux permutations des indices a , b et c ,

$$\{\lambda^a, \lambda^b\} = \frac{4}{3} \delta^{ab} + 2d^{abc} \lambda^c. \quad (2.25)$$

Ces relations et la normalisation des matrices λ^a permettent d'exprimer les constantes f^{abc} et d^{abc} sous une forme où leurs propriétés de symétrie par rapport aux permutations d'indices sont explicites.

$$f^{abc} = \frac{1}{4i} Tr([\lambda^a, \lambda^b] \lambda^c), \quad d^{abc} = \frac{1}{4} Tr(\{\lambda^a, \lambda^b\} \lambda^c). \quad (2.26)$$

Le groupe de symétrie du lagrangien de QCD dans la limite chirale est donc égal à $SU(3)_L \times SU(3)_R$ modulo les facteurs $U(1)$ correspondant à la conservation du nombre baryonique et à la conservation du nombre de saveur de chacun des quarks lourds, que nous n'écrivons plus explicitement dorénavant. La construction de Noether fournit les courants associés à ces symétries

$$J_{L,\mu}^a = \bar{\psi}_L \gamma_\mu \frac{\lambda^a}{2} \psi_L, \quad J_{R,\mu}^a = \bar{\psi}_R \gamma_\mu \frac{\lambda^a}{2} \psi_R. \quad (2.27)$$

Ces courants satisfont à des lois de conservation

$$\partial^\mu J_{L,\mu}^a = 0, \quad \partial^\mu J_{R,\mu}^a = 0. \quad (2.28)$$

Le courant vectoriel V_μ de la symétrie $U(1)_V$ qui correspond à la conservation du nombre baryonique s'écrit

$$V_\mu = \bar{\psi} \gamma_\mu \psi = \bar{u} \gamma_\mu u + \bar{d} \gamma_\mu d + \bar{s} \gamma_\mu s. \quad (2.29)$$

Notons au passage qu'au niveau *classique* le lagrangien \mathcal{L}_{QCD}^0 est également invariant sous une symétrie axiale abélienne $U(1)_A$ qui agit en multipliant les projections ψ_R et ψ_L par des phases globales opposées. Le courant de Noether qui correspond à cette symétrie est donné par

$$A_\mu = \bar{u} \gamma_\mu \gamma_5 u + \bar{d} \gamma_\mu \gamma_5 d + \bar{s} \gamma_\mu \gamma_5 s. \quad (2.30)$$

Bien que conservé au niveau classique, ce courant ne l'est plus dans la théorie quantique, où sa divergence, au lieu d'être nulle, devient (pour trois saveurs de masse nulle)

$$\partial^\mu A_\mu = \frac{3g^2}{32\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} G_{\mu\nu}^a G_{\rho\sigma}^a. \quad (2.31)$$

A la place des courants "gauches" $J_{L,\mu}^a$ et "droits" $J_{R,\mu}^a$, on introduit également les courants vectoriels et axiaux

$$V_\mu^a \equiv J_{R,\mu}^a + J_{L,\mu}^a = \bar{\psi} \gamma_\mu \frac{\lambda^a}{2} \psi, \quad A_\mu^a \equiv J_{R,\mu}^a - J_{L,\mu}^a = \bar{\psi} \gamma_\mu \gamma_5 \frac{\lambda^a}{2} \psi, \quad a, b = 1, \dots, 8, \quad (2.32)$$

qui, bien évidemment, sont également conservés

$$\partial^\mu V_\mu^a = 0, \quad \partial^\mu A_\mu^a = 0. \quad (2.33)$$

Les charges associées à ces courants

$$Q_R^a(t) = \int_{x^0=t} d^3 \vec{x} J_{R,0}^a(x^0, \vec{x}), \quad Q_L^a(t) = \int_{x^0=t} d^3 \vec{x} J_{L,0}^a(x^0, \vec{x}), \quad (2.34)$$

sont indépendantes du temps

$$\frac{d}{dt}Q_R^a(t) = 0, \quad \frac{d}{dt}Q_L^a(t) = 0. \quad (2.35)$$

De plus, elles satisfont aux relations de commutation de l'algèbre de $SU(3)_L \times SU(3)_R$

$$\begin{aligned} [Q_L^a, Q_L^b] &= if^{abc}Q_L^c \\ [Q_R^a, Q_R^b] &= if^{abc}Q_R^c \\ [Q_R^a, Q_L^b] &= 0. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Ces charges sont les *générateurs* des transformations de $SU(3)_L \times SU(3)_R$. Ainsi, leur action sur les champs de quarks u , d et s est donnée, en conformité avec (2.20), par

$$[Q_L^a, \psi_L^i] = -\frac{\lambda^a}{2}\psi_L^i, \quad [Q_R^a, \psi_R^i] = -\frac{\lambda^a}{2}\psi_R^i, \quad [Q_L^a, \psi_R^i] = 0 = [Q_R^a, \psi_L^i]. \quad (2.37)$$

Quant aux courants eux-mêmes, ils se transforment de la manière suivante,

$$[Q_L^a, J_L^b(x)] = if^{abc}J_L^c(x), \quad [Q_R^a, J_L^b(x)] = 0 \quad (2.38)$$

$$[Q_R^a, J_R^b(x)] = if^{abc}J_R^c(x), \quad [Q_L^a, J_R^b(x)] = 0$$

Notons que les lois de conservations (2.35) permettent de choisir à loisir le temps pour lequel sont définies les charges dans l'équation (2.34). Par conséquent, les commutateurs dans (2.36), (2.37) ou (2.38) peuvent être ramenés à des commutateurs à temps égaux, qui sont à leur tour fixés par les relations d'anti commutation canoniques à temps égaux des champs fermioniques.

Il est commode de disposer d'une notation qui incorpore le courant $U(1)_V$. Dans ce but, nous étendons le domaine de variation des indices a, b, \dots aux valeurs $0, 1, \dots, 8$. La matrice λ^0 sera définie par $\lambda^0 = \sqrt{2/3} \cdot 1$, où 1 est la matrice 3×3 unité. Les propriétés de normalisation, $Tr(\lambda^a \lambda^b) = 2\delta^{ab}$, et les relations (2.24) et (2.25) restent encore vraies, à condition d'étendre les définitions des symboles f^{abc} et d^{abc} par

$$f^{0ab} = f^{a0b} = f^{ab0} = 0, \quad d^{0ab} = d^{a0b} = d^{ab0} = \sqrt{\frac{2}{3}}\delta^{ab}, \quad a, b = 0, 1, \dots, 8. \quad (2.39)$$

Dans le cas des charges et courants axiaux, il est entendu que les indices a, b, \dots ne varient que de 1 à 8, puisque le courant axial singulet de saveur (2.30) A_μ n'est pas conservé. Le courant vectoriel singulet de saveur V_μ , par contre, est à la fois conservé et invariant sous les transformations du groupe chirale $SU(3)_L \times SU(3)_R$. La charge Q_V associée au nombre

baryonique commute donc avec toutes les charges Q_R^a et Q_L^a . En termes des charges vectorielles ($Q_V^a \equiv Q_R^a + Q_L^a$) et axiales ($Q_A^a \equiv Q_R^a - Q_L^a$), les relations de commutation (2.36) s'écrivent encore

$$\begin{aligned} [Q_V^a, Q_V^b] &= if^{abc}Q_V^c, \quad a, b = 0, \dots, 8 \\ [Q_V^a, Q_A^b] &= if^{abc}Q_A^c, \quad a = 0, \dots, 8, \quad b = 1, \dots, 8 \\ [Q_A^a, Q_A^b] &= if^{abc}Q_V^c, \quad a, b = 1, \dots, 8. \end{aligned} \quad (2.40)$$

Sous cette forme, il apparaît clairement que les charges vectorielles Q_V^a , $a = 1, \dots, 8$ forment une sous-algèbre, qui engendre le sous-groupe diagonal des transformations vectorielles $SU(3)_V$ du groupe chirale de $SU(3)_L \times SU(3)_R$, et qui n'est autre que la symétrie de "l'Octuple Voie" de Gell-Mann et Ne'eman [6, 7].

Si cette dernière symétrie est effectivement observée dans le spectre hadronique, et de ce fait, est donc la bienvenue, on pourrait penser à ce stade que nous avons peut-être un surplus de symétrie, puisque le spectre hadronique ne manifeste pas de façon évidente la présence de la symétrie chirale complète $SU(3)_L \times SU(3)_R$. En effet, l'action de la parité transforme une charge "gauche" Q_L^a en une charge "droite" Q_R^a ,

$$\mathcal{P}Q_L^a\mathcal{P} = Q_R^a, \quad (2.41)$$

et vice-versa. On pourrait donc conclure qu'à tout multiplet de hadrons de parité bien définie est associé un autre multiplet, de parité opposée, et *dégénéré en masse*, ce qui est loin de correspondre à la réalité expérimentale. Pour comprendre cette contradiction apparente, il convient cependant de se souvenir qu'en théorie des champs (et contrairement à ce qui se passe en *mécanique quantique*, c'est-à-dire pour les systèmes à nombre *fini* de degrés de liberté), l'existence de charges conservées ne suffit pas pour garantir que la symétrie soit visible dans le spectre. En effet, si le théorème de Coleman [14] stipule bien que "l'invariance du vide est l'invariance du monde", autrement dit, que si une charge Q annihile le vide, alors elle commute avec le hamiltonien et est donc conservée,

$$Q|0\rangle = 0 \implies \frac{dQ}{dt} \equiv [Q, H] = 0, \quad (2.42)$$

la réciproque n'est pas nécessairement vraie :

$$[Q, H] = 0 \not\Rightarrow Q|0\rangle = 0. \quad (2.43)$$

En théorie des champs (soit pour des systèmes avec un nombre *infini* de degrés de liberté) on peut rencontrer deux types de situations :

$$i) [Q, H] = 0 \text{ et } Q|0\rangle = 0.$$

Dans ce premier cas, la réciproque du théorème de Coleman est vraie. On se trouve alors dans une situation similaire à celle de la mécanique quantique. La symétrie est visible dans le spectre, qui s'organise en multiplets d'états dégénérés. On dit encore que la symétrie est réalisée selon le mode de Wigner-Weyl.

$$ii) [Q, H] = 0 \text{ et } Q|0\rangle \neq 0.$$

Ce second cas correspond à une symétrie *brisée spontanément* : bien que le hamiltonien soit invariant, le vide ne l'est pas, et la symétrie n'est alors pas apparente dans le spectre. On dit qu'elle est réalisée selon le mode de Nambu-Goldstone.

Dans le cadre d'une théorie des champs *relativiste*, la situation d'une symétrie brisée spontanément n'est cependant pas sans conséquence pour le spectre des états propres du hamiltonien. En effet, dans ce cas s'applique le théorème de Goldstone [15, 16]. Celui-ci nous dit que pour toute charge conservée, associée à une symétrie globale *continue*, et qui ne laisse pas le vide invariant, il apparaît, dans le spectre de la théorie, une *particule de masse nulle*, appelée boson de Goldstone, et ayant les mêmes nombres quantiques que la charge en question.

Dans la section 4 nous verrons que dans le cas de la symétrie chirale de QCD, nous nous trouvons dans la seconde situation en ce qui concerne les charges axiales, et que le vide de la QCD dans la limite chirale est caractérisé par les propriétés suivantes

$$Q_V^a|0\rangle = 0, \quad a = 0, \dots, 8, \quad \text{et} \quad Q_A^a|0\rangle \neq 0, \quad a = 1, \dots, 8. \quad (2.44)$$

Jusqu'ici, nous avons décrit les symétries de QCD dans la limite chirale. La présence de masses de quarks m_u , m_d et m_s non nulles constitue une *brisure explicite* de la symétrie chirale. Celle-ci n'est qu'une symétrie approchée de \mathcal{L}_{QCD} , approximation d'autant meilleure que les masses des quarks sont petites. Les courants vectoriels et axiaux correspondants ne sont donc que *partiellement conservés* : les relations (2.33) deviennent

$$\begin{aligned} \partial^\mu V_\mu^a &= i\bar{\psi} \left[\mathcal{M}, \frac{\lambda^a}{2} \right] \psi, \quad a = 0, \dots, 8, \\ \text{et} & \\ \partial^\mu A_\mu^a &= \bar{\psi} \left\{ \mathcal{M}, \frac{\lambda^a}{2} \right\} i\gamma_5 \psi, \quad a = 1, \dots, 8, \end{aligned} \quad (2.45)$$

où \mathcal{M} désigne la matrice de masse (diagonale) des quarks légers

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} m_u & & \\ & m_d & \\ & & m_s \end{pmatrix}. \quad (2.46)$$

Cette brisure explicite introduit les densités scalaires et pseudo-scalaires

$$S^a = \bar{\psi} \frac{\lambda^a}{2} \psi, \quad P^a = \bar{\psi} i \gamma_5 \frac{\lambda^a}{2} \psi. \quad (2.47)$$

Dans la limite chirale, celles-ci possèdent également des propriétés de transformation bien définies sous l'action de $SU(3)_L \times SU(3)_R$,

$$[Q_V^a, S^b(x)] = i f^{abc} S^c(x), \quad [Q_A^a, S^b(x)] = i d^{abc} P^c(x) + i \sqrt{\frac{2}{3}} \delta^{ab} P^0(x) \quad (2.48)$$

$$[Q_V^a, P^b(x)] = i f^{abc} P^c(x), \quad [Q_A^a, P^b(x)] = -i d^{abc} S^c(x) - i \sqrt{\frac{2}{3}} \delta^{ab} S^0(x)$$

Avant d'étudier en détail les conséquences de la symétrie chirale pour QCD et pour la physique hadronique à basse énergie, il nous faut encore mentionner deux points importants. Le premier point concerne les propriétés à courtes distances (ou ultra-violettes) des opérateurs composites (invariants de jauge) tels que les courants vectoriels et axiaux, ou les densités scalaires et pseudo-scalaires. En général, un opérateur composite $\mathcal{O}(x)$ est d'abord défini dans la théorie régularisée, en termes des champs, masses et couplages non-renormalisés,

$$\mathcal{O}^{(0)}(x) = \mathcal{O}(G_{\mu\nu}^{\alpha(0)}(x), q^{(0)}(x), g^{(0)}, m_q^{(0)}). \quad (2.49)$$

Dans la limite où le régulateur disparaît ($d \rightarrow 4$ en régularisation dimensionnelle), cette définition est affectée par des singularités ultra-violettes qui, en général, ne peuvent être totalement absorbées dans la renormalisation des champs et des paramètres du lagrangien : l'opérateur \mathcal{O} renormalisé acquiert une "dimension anormale". En particulier, il dépend de l'échelle et du schéma de renormalisation, par exemple

$$\mathcal{O}^{\overline{MS}}(\mu) = Z_{\mathcal{O}}(\mu) \mathcal{O}(G_{\mu\nu}^{\alpha}(x), q(x), g(\mu), m_q(\mu)). \quad (2.50)$$

La particularité d'un courant conservé réside dans l'absence de dimension anormale : $Z_J = 1$ si $\partial^\mu J_\mu = 0$. Cette propriété trouve son origine dans les identités de Ward satisfaites par le courant. Celles-ci seront discutées dans la section suivante. Mentionnons d'ores et déjà que ces identités traduisent, en particulier, les relations de commutation entre les charges, cf. les équations (2.36) ou (2.40). Celles-ci fournissent des contraintes non linéaires sur les courants, et on peut donc comprendre aisément que les normalisations des courants V_μ^a et A_μ^a sont fixées sans ambiguïté. Soulignons néanmoins que cette non renormalisation des courants ne signifie pas que le produit de deux ou plusieurs courants

sera exempt de singularités à courtes distances. En fait, celles-ci sont déjà présentes dans la théorie libre, et il faudra donc compter avec elles a fortiori en QCD.

Le second point concerne le devenir de ces propriétés à courtes distances des courants en présence de la brisure explicite de la symétrie chirale par les masses des quarks légers. Cette brisure est ce qu'on appelle une *brisure douce*, en ce sens que l'absence de dimension anormale reste vérifiée même pour les courants V_μ^a et A_μ^a qui ne sont que partiellement conservés. La raison "technique" réside dans le fait que, dans le cadre d'une théorie des champs lagrangienne renormalisable (en quatre dimensions) comme QCD, les identités de Ward associées à une symétrie continue explicitement brisée restent "opérationnelles" si le terme de brisure explicite dans le lagrangien est produit par un opérateur de dimension strictement inférieure à quatre [17]. Dans le cas de \mathcal{L}_{QCD} la brisure explicite est causée par les opérateurs $\bar{u}u$, $\bar{d}d$ et $\bar{s}s$, de dimension égale à trois. Notons que les densités scalaires $S^a(x)$ et pseudo-scalaires $P^a(x)$ possèdent des dimensions anormales, mais que les produits $m_q S^a(x)$ et $m_q P^a(x)$ en sont exempts, puisqu'ils réalisent les divergences des courants vectoriels et axiaux, qui ne sont pas renormalisés.

Ces deux propriétés ne sont pas valables dans le cas du courant axial abélien A_μ défini en (2.30) : à cause des corrections quantiques, sa divergence n'est pas nulle même dans la limite chirale, mais elle est donnée par l'opérateur $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} G_{\mu\nu}^\alpha G_{\rho\sigma}^\alpha$ (2.31), qui est de dimension quatre.

En résumé, les courants vectoriels et axiaux sont des observables privilégiées de QCD : ils sont invariants de jauge, leurs éléments de matrice entre des états physiques sont définis sans ambiguïté à toutes les échelles, et, bien entendu, ils traduisent directement les propriétés de symétrie globale de la QCD. Rien d'étonnant donc à ce que la suite du cours soit consacrée à l'étude des propriétés des fonctions de Green construites avec ces courants et leurs divergences, et de certaines conséquences phénoménologiques qui en découlent.

3 Identités de Ward de la symétrie chirale

En théorie des champs, l'existence de symétries globales *continues* se traduit par des *identités de Ward*. Celles-ci consistent en une hiérarchie infinie de relations entre les fonctions de Green qui font intervenir les courants conservés ou partiellement conservés associés à ces symétries.

Dans le cas de la symétrie chirale de QCD, nous verrons d'abord comment ces identités s'obtiennent dans le cadre de "l'algèbre des courants" introduite par Gell-Mann [18, 1, 2, 3]. Puis, nous décrirons une approche fonctionnelle qui permet d'obtenir sous une forme compacte la hiérarchie complète de toutes les identités de Ward satisfaites par

les fonctions de Green des courants vectoriels et axiaux de QCD et de leurs divergences.

3.1 Algèbre des courants

Les lois de conservation (2.33) ou de conservation partielle (2.45) des courants de Noether de la symétrie chirale $SU(3)_L \times SU(3)_R$ fournissent des relations, appelées identités de Ward, entre fonctions de Green. Pour comprendre l'origine de ces identités, considérons le cas le plus simple d'une fonction à deux points de deux courants vectoriels dans la limite chirale

$$\Pi_{\mu\nu}^{ab}(q) = i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0 | T \{ V_\mu^a(x) V_\nu^b(0) \} | 0 \rangle . \quad (3.1)$$

Pour des valeurs fixées des indices de saveur a et b , cette fonction à deux points est décrite par seize fonctions $\Pi_{\mu\nu}^{ab}(q)$ qui dépendent des quatre variables q_μ . L'invariance de Lorentz nous permet de réduire la description de cette fonction de Green à deux fonctions d'une seule variable, l'invariant q^2 ,

$$\Pi_{\mu\nu}^{ab}(q) = q_\mu q_\nu \Pi_V^{ab}(q^2) + \eta_{\mu\nu} \tilde{\Pi}_V^{ab}(q^2) . \quad (3.2)$$

Nous allons montrer que la symétrie chirale implique une relation entre $\Pi_V^{ab}(q^2)$ et $\tilde{\Pi}_V^{ab}(q^2)$, et donc que toute l'information sur la fonction de corrélation $\langle 0 | T \{ V_\mu^a(x) V_\nu^b(0) \} | 0 \rangle$ est contenue dans les fonctions $\Pi_V^{ab}(q^2)$. Avant toute chose, il nous appartient de définir le produit chronologique (T -produit) qui apparaît dans cette expression. Rappelons que, de façon générale, le T -produit de deux opérateurs locaux $\mathcal{O}_1(x)$ et $\mathcal{O}_2(x)$ doit, par définition, vérifier la propriété suivante

$$T\{\mathcal{O}_1(x)\mathcal{O}_2(y)\} = \begin{cases} \mathcal{O}_1(x)\mathcal{O}_2(y) & \text{si } x^0 > y^0 \\ \mathcal{O}_2(y)\mathcal{O}_1(x) & \text{si } y^0 > x^0 \end{cases} . \quad (3.3)$$

Cette propriété ne définit pas $T\{\mathcal{O}_1(x)\mathcal{O}_2(y)\}$ de manière unique : elle laisse la possibilité de modifier le T -produit de deux opérateurs par une contribution localisée en $x^0 = y^0$. Nous serons amenés à faire usage de cette liberté de choix dans un instant. Pour l'heure, supposons que nous employions le T -produit *canonique*, défini à l'aide de la distribution $\theta(x)$ de Heaviside :

$$T_{can}\{\mathcal{O}_1(x)\mathcal{O}_2(y)\} = \theta(x^0 - y^0)\mathcal{O}_1(x)\mathcal{O}_2(y) + \theta(y^0 - x^0)\mathcal{O}_2(y)\mathcal{O}_1(x) . \quad (3.4)$$

Puisque $d\theta(x)/dx = \delta(x)$, la suite d'égalités suivante s'établit aisément :

$$iq^\mu \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0 | T_{can}\{V_\mu^a(x)V_\nu^b(0)\} | 0 \rangle =$$

$$\begin{aligned}
&= - \int d^4x e^{iq \cdot x} \partial_x^\mu \langle 0 | T_{can} \{ V_\mu^a(x) V_\nu^b(0) \} | 0 \rangle \\
&= - \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0 | T_{can} \{ (\partial^\mu V_\mu^a)(x) V_\nu^b(0) \} | 0 \rangle \\
&\quad - \int d^3\vec{x} e^{-iq \cdot \vec{x}} \langle 0 | [V_0^a(0, \vec{x}), V_\nu^b(0)] | 0 \rangle \\
&= - \int d^3\vec{x} e^{-iq \cdot \vec{x}} \langle 0 | [V_0^a(0, \vec{x}), V_\nu^b(0)] | 0 \rangle ,
\end{aligned}$$

où la dernière relation résulte de la conservation du courant vectoriel. Pour extraire de cette identité le résultat qui nous intéresse, il nous faut disposer d'informations sur la valeur moyenne dans le vide du commutateur à temps égaux $[V_0^a(0, \vec{x}), V_\nu^b(0)]$. En partant des relations de commutation (2.40) ou (2.38) entre les charges vectorielles et axiales et les courants, Gell-Mann [18] avait postulé les relations de commutation à temps égaux suivantes pour les composantes temporelles des courants :

$$\begin{aligned}
[V_0^a(x), V_0^b(y)]_{x^0=y^0} &= i f^{abc} V_0^c(x) \delta(\vec{x} - \vec{y}) , \\
[A_0^a(x), A_0^b(y)]_{x^0=y^0} &= i f^{abc} V_0^c(x) \delta(\vec{x} - \vec{y}) , \\
[V_0^a(x), A_0^b(y)]_{x^0=y^0} &= i f^{abc} A_0^c(x) \delta(\vec{x} - \vec{y}) ,
\end{aligned} \tag{3.5}$$

qui à priori, sont en accord avec l'invariance de Lorentz et les équations (2.40) et (2.38). L'extension naïve à des relations similaires pour les composantes spatiales des courants, par exemple,

$$\begin{aligned}
[V_0^a(x), V_i^b(y)]_{x^0=y^0} &= i f^{abc} V_i^c(x) \delta(\vec{x} - \vec{y}) , \\
[A_0^a(x), A_i^b(y)]_{x^0=y^0} &= i f^{abc} V_i^c(x) \delta(\vec{x} - \vec{y}) , \\
[V_0^a(x), A_i^b(y)]_{x^0=y^0} &= i f^{abc} A_i^c(x) \delta(\vec{x} - \vec{y}) ,
\end{aligned}$$

est plus problématique. Bien que les relations ci-dessus reproduisent les propriétés de transformation (2.38) des courants sous l'action de $SU(3)_L \times SU(3)_L$, elles sont en conflit avec des propriétés générales de QCD (en fait, de toute théorie des champs locale), à savoir l'invariance de Lorentz et la positivité. Ce défaut des relations de commutation naïves avait été souligné par Schwinger [19], et la forme donnée ci-dessus pour les commutateurs à temps égaux des courants doit en général être modifiée par des termes supplémentaires, appelés "termes de Schwinger". Ceux-ci reflètent les singularités à courtes distances des produits d'opérateurs composites comme les courants. Les relations correctes s'écrivent

$$[V_0^a(0, \vec{x}), V_\nu^b(0)] = i f^{abc} V_\nu^c(0) \delta(\vec{x}) + S_{\nu j}^{ab}(0) \partial^j \delta(\vec{x}) . \tag{3.6}$$

La forme des termes de Schwinger est en partie contrainte par l'invariance de Poincaré et la nécessité de reproduire, par intégration sur la variable d'espace \vec{x} , les commutateurs

charge-courant ⁴. Naturellement, des termes semblables apparaissent également dans les commutateurs qui font intervenir les courants axiaux. Pour une discussion plus détaillée, voir [20, 1, 2, 3]. Comme le montrent les études effectuées dans divers modèles [1, 2, 3], les coefficients $S_{\mu_j}^{ab}(x)$ sont loin d'être universels.

Les mêmes singularités à courtes distances des produits de courants qui sont à l'origine des termes de Schwinger se manifestent également dans le produit chronologique d'opérateurs composites : le T -produit canonique de deux ou de plusieurs courants n'est, en général, pas covariant sous l'action du groupe de Lorentz. Il est possible de remédier à ce défaut en usant de la possibilité de modifier la définition du produit chronologique pour les temps coïncidants [20] :

$$\langle 0|T_{cov}\{\mathcal{O}_1(x)\mathcal{O}_2(y)\}|0\rangle = \langle 0|T_{can}\{\mathcal{O}_1(x)\mathcal{O}_2(y)\}|0\rangle + \tau(x,y), \quad (3.7)$$

où le support de la distribution $\tau(x,y)$, qui dépend des opérateurs $\mathcal{O}_1(x)$ et $\mathcal{O}_2(x)$ considérés, est restreint à $x^0 = y^0$, de façon à préserver la définition (3.3) du produit chronologique. Par contre, le seul critère de covariance ne fixe pas totalement $\tau(x,y)$: l'addition d'une terme $\tau_0(x,y)$ covariant est toujours possible. Compte-tenu de ces modifications dans les relations de commutation et le produit chronologique des courants, l'identité de Ward précédente s'écrit

$$\begin{aligned} i q^\mu \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0|T_{cov}\{V_\mu^a(x)V_\nu^b(0)\}|0\rangle &= \\ &= i S_{\nu j}^{ab}(0) q^j + i q^\mu \int d^4x e^{iq \cdot x} \tau_{\mu\nu}^{ab}(x), \end{aligned}$$

puisque l'invariance relativiste exige $\langle 0|V_\nu^c(0)|0\rangle = 0$. Si la redéfinition $\tau_{\mu\nu}^{ab}(x)$ de la valeur moyenne dans le vide du T -produit des deux courants $V_\mu^a(x)$ et $V_\nu^b(0)$ peut être choisie de façon à ce qu'elle compense la contribution des termes de Schwinger, l'identité de Ward se ramène à sa forme "naïve",

$$i q^\mu \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0|T_{cov}\{V_\mu^a(x)V_\nu^b(0)\}|0\rangle = 0, \quad (3.8)$$

qui implique le résultat annoncé, $q^2 \Pi_V^{ab}(q^2) + \tilde{\Pi}_V^{ab}(q^2) = 0$, soit

$$\Pi_{\mu\nu}^{ab}(q^2) = (q_\mu q_\nu - \eta_{\mu\nu} q^2) \Pi_V^{ab}(q^2). \quad (3.9)$$

De la même façon, et sous la même réserve de compensation entre termes de Schwinger et contributions non covariantes au produit chronologique, on montre que la fonction de corrélation de deux courants axiaux est également transverse,

$$i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0|T_{cov}\{A_\mu^a(x)A_\nu^b(0)\}|0\rangle = (q_\mu q_\nu - \eta_{\mu\nu} q^2) \Pi_A^{ab}(q^2). \quad (3.10)$$

⁴ On peut donc envisager des termes de Schwinger avec des dérivées de la fonction $\delta(\vec{x})$ d'ordre supérieur à un. Nous ne les avons pas écrits par souci de simplification.

S'il est possible de montrer, à partir d'arguments très généraux [20, 3], qu'il existe toujours un choix de $\tau_{\mu\nu}^{ab}(x)$ qui permette de reproduire les identités de Ward naïves pour les fonctions à deux points, ce n'est déjà plus le cas pour les fonctions à trois points. L'existence de ces contributions "anormales" aux identités de Ward a d'abord été mise en évidence par des calculs perturbatifs dans le modèle σ linéaire [21] et en électrodynamique [22]. Si les conséquences phénoménologiques des identités de Ward anormales sont intéressantes en soi, elles montrent également qu'une approche basée uniquement sur des considérations de symétrie est déficiente, dans la mesure où elle ne contient aucune information sur les propriétés à courtes distances. L'intérêt de disposer d'une théorie sous-jacente des interactions fortes, ce qui n'était bien évidemment pas le cas à l'époque héroïque où les techniques d'algèbre des courants furent développées, réside dans la possibilité d'exercer un contrôle sur les aspects à courtes distances de la théorie, du moins dans le cadre perturbatif. En particulier, dans QCD, les contributions anormales à certaines identités de Ward peuvent être obtenues de manière exacte par un calcul perturbatif à l'ordre le plus bas, le résultat n'étant pas modifié par les corrections gluoniques. Nous ne présentons pas la démarche et le résultat général de cette analyse [23, 24, 25].

Mentionnons pour clore cette section, que dans le cas où on se trouve en présence de symétries approchées, comme la symétrie chirale de QCD dans le monde réel, avec des quarks massifs, ces identités de Ward fournissent des relations entre fonctions de Green qui découlent des relations de conservation partielle (2.45), qu'il est commode d'écrire sous la forme

$$\partial^\mu V_\mu^a(x) = D_V^a(x), \quad a = 0, \dots, 8, \quad (3.11)$$

$$\partial^\mu A_\mu^a(x) = D_A^a(x), \quad a = 1, \dots, 8,$$

avec. cf. (2.45)

$$D_V^a(x) = f^{abc} \mathcal{M}^b S^c(x), \quad D_A^a(x) = d^{abc} \mathcal{M}^b P^c(x), \quad (3.12)$$

et $\mathcal{M}^a = \text{Tr}(\lambda^a \mathcal{M})$, $a = 0, \dots, 8$, soit

$$\mathcal{M}^3 = (m_u - m_d), \quad \mathcal{M}^8 = \frac{1}{\sqrt{3}}(m_u + m_d - 2m_s), \quad \mathcal{M}^0 = \sqrt{\frac{2}{3}}(m_u + m_d + m_s). \quad (3.13)$$

Ainsi, les deux identités de Ward précédentes deviennent

$$\begin{aligned} i q^\mu \int d^4x e^{iq \cdot x} < \Omega | T_{cov} \{ V_\mu^a(x) V_\nu^b(0) \} | \Omega > = \\ = - f^{acd} \mathcal{M}^c \int d^4x e^{iq \cdot x} < \Omega | T_{cov} \{ S^d(x) V_\nu^b(0) \} | \Omega > \\ = - \int d^4x e^{iq \cdot x} < \Omega | T_{cov} \{ D_V^a(x) V_\nu^b(0) \} | \Omega >, \end{aligned} \quad (3.14)$$

et

$$\begin{aligned}
iq^\mu \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle \Omega | T_{cov} \{ A_\mu^a(x) A_\nu^b(0) \} | \Omega \rangle &= \\
&= -d^{abcd} \mathcal{M}^c \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle \Omega | T_{cov} \{ P^d(x) A_\nu^b(0) \} | \Omega \rangle = \\
&= - \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle \Omega | T_{cov} \{ D_A^a(x) A_\nu^b(0) \} | \Omega \rangle .
\end{aligned} \tag{3.15}$$

Dans le cas massif, on établit ainsi une relation entre les combinaisons $q^2 \Pi_V^{ab}(q^2) + \tilde{\Pi}_V^{ab}(q^2)$ et $q^2 \Pi_A^{ab}(q^2) + \tilde{\Pi}_A^{ab}(q^2)$ et les fonctions qui décrivent les deux corrélateurs

$$\langle \Omega | T_{cov} \{ V_\mu^a(x) D_V^b(0) \} | \Omega \rangle$$

et

$$\langle \Omega | T_{cov} \{ A_\mu^a(x) D_A^b(0) \} | \Omega \rangle .$$

Les identités de Ward que satisfont ces derniers permettent alors de se ramener aux fonctions à deux points $\langle \Omega | T_{cov} \{ D_V^a(x) D_V^b(0) \} | \Omega \rangle$ et $\langle \Omega | T_{cov} \{ D_A^a(x) D_A^b(0) \} | \Omega \rangle$. Citons comme exemple la relation suivante, qui nous sera utile par la suite

$$\begin{aligned}
iq^\mu \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle \Omega | T_{cov} \{ A_\mu^a(x) P^b(0) \} | \Omega \rangle &= \\
&= id^{abc} \langle \Omega | S^c(0) | \Omega \rangle - \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle \Omega | T_{cov} \{ D_A^a(x) P^b(0) \} | \Omega \rangle .
\end{aligned} \tag{3.16}$$

Dans ces trois dernières identités de Ward, nous avons pris soin de distinguer le vide de la théorie massive, noté $|\Omega\rangle$, du vide de la limite chirale, désigné par $|0\rangle$.

4 Le sort de la symétrie chirale en QCD

Dans ce qui précède, nous avons étudié en détail les symétries globales de QCD dans la limite chirale (section 2), et nous avons mis en place la machinerie des identités de Ward (section 3) qui représentent les contraintes imposées par ces symétries au niveau des fonctions de Green des courants et de leurs divergences. Il nous appartient maintenant d'en exploiter le contenu et d'en tirer les conclusions qui en découlent pour la structure chirale du vide de QCD et des interactions fortes à basse énergie.

4.1 Deux théorèmes fondamentaux

Nous avons déjà signalé que l'adéquation des symétries du lagrangien de QCD à la structure du spectre hadronique telle qu'elle est observée exige que le vide $|0\rangle$ de QCD dans la limite chirale ne soit pas invariant sous les transformations engendrées par les

charges axiales, et que la symétrie chirale $SU(3)_L \times SU(3)_R$ subisse une brisure spontanée vers le sous-groupe $SU(3)_V$ engendré par les charges vectorielles Q_V^a .

Il s'avère que cette propriété du vide de la QCD peut se démontrer : elle est en fait une *conséquence directe* des identités de Ward de la symétrie chirale et du confinement. Ainsi, le sort de la symétrie chirale en QCD est réglé par les deux théorèmes fondamentaux énoncés ci-dessous. Une démonstration complète de ces résultats fait appel à des concepts et des techniques qui, bien que très intéressants en soi, vont cependant au-delà des objectifs de ce cours d'introduction. Nous nous contenterons donc d'une esquisse d'esquisse de démonstration.

- **Théorème 1** [26] : En QCD, si on suppose que l'angle du vide θ_{QCD} est nul, le sous-groupe des symétries vectorielles ne peut pas être brisé spontanément.

Ce théorème nous donne donc un premier renseignement, à savoir que le vide de QCD est toujours invariant sous les symétries vectorielles, $Q_V^a |0\rangle = 0$. Une situation où certaines charges *vectorielles* n'annihileraient pas le vide n'est pas permise. Ceci ne nous dit rien sur les propriétés de transformation du vide sous les symétries axiales. Par contre, certaines possibilités, comme par exemple la brisure spontanée de $SU(3)_L \times SU(3)_R$ vers $SU(2)_L \times SU(2)_R$, sont exclues. Pour arriver à ce résultat [26], il convient d'abord d'effectuer une rotation de Wick et de considérer la version euclidienne de QCD. Le cœur de la démonstration consiste à établir, pour la théorie euclidienne, une inégalité à laquelle doit satisfaire la fonction de corrélation à deux points des courants vectoriels. Cette inégalité serait violée si le vide n'était pas invariant sous l'action des transformations de $SU(3)_V$. Pour obtenir ce résultat, il est crucial de disposer d'une mesure d'intégration sur les configurations gluoniques qui soit réelle et définie positive. Ces propriétés ne sont garanties, dans la version euclidienne de la théorie, que si l'angle du vide θ_{QCD} est nul.

Il nous reste donc à montrer que la seconde propriété du vide, à savoir $Q_A^a |0\rangle \neq 0$, est également réalisée. C'est là l'objet du :

- **Théorème 2** [27] : Si le spectre des états physiques ne contient pas d'états colorés (confinement), et si le nombre de saveurs de masse nulle est *au moins égal à 3*, alors les symétries axiales sont brisées spontanément.

La démonstration [27, 28] de ce second théorème repose sur les identités de Ward anormales, évoquées dans la section précédente, et satisfaites par certaines fonctions à trois points prises dans la limite chirale. Pour les deux fonctions à trois points (sauf mention explicite du contraire, il est entendu que dorénavant le symbole T désigne un T -produit covariant)

$$(\Gamma_{AAA})_{\mu\nu\rho}^{abc}(q, p) = i \int d^4x d^4y e^{i(p \cdot x + q \cdot y)} \langle 0 | T \{ A_\mu^a(x) A_\nu^b(y) A_\rho^c(0) \} | 0 \rangle_c$$

(4.1)

$$(\Gamma_{VVA})_{\mu\nu\rho}^{abc}(q, p) = i \int d^4x d^4y e^{i(p \cdot x + q \cdot y)} \langle 0 | T \{ V_\mu^a(x) V_\nu^b(y) A_\rho^c(0) \} | 0 \rangle_c ,$$

ces identités de Ward anormales s'écrivent (en l'absence de termes anormaux, les seconds membres seraient identiquement nuls)

$$(p+q)^\rho (\Gamma_{AAA})_{\mu\nu\rho}^{abc}(q, p) = -\frac{N_C}{24\pi^2} d^{abc} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p^\rho q^\sigma , \quad (4.2)$$

$$(p+q)^\rho (\Gamma_{VVA})_{\mu\nu\rho}^{abc}(q, p) = -\frac{N_C}{8\pi^2} d^{abc} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p^\rho q^\sigma ,$$

où le nombre de couleurs N_C est égal à trois en QCD. La fonction $(\Gamma_{VVA})_{\mu\nu\rho}^{abc}(q, p)$ satisfait de plus aux identités de Ward suivantes

$$p^\mu (\Gamma_{VVA})_{\mu\nu\rho}^{abc}(q, p) = q^\nu (\Gamma_{VVA})_{\mu\nu\rho}^{abc}(q, p) = 0 . \quad (4.3)$$

L'invariance sous les transformations de Lorentz et la parité nous permet de décomposer ces fonctions à trois points en termes de facteurs de forme invariants (comme nous l'avions fait pour la fonction à deux points, voir les équations (3.1) et (3.10)). Si on se restreint à des configurations ⁵ pour lesquelles $p^2 = q^2 = (p+q)^2 \equiv -Q^2$, on obtient

$$(\Gamma_{AAA})_{\mu\nu\rho}^{abc}(q, p) = F(Q^2) d^{abc} [\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p^\alpha q^\beta (p+q)_\rho + \epsilon_{\nu\rho\alpha\beta} q^\alpha (p+q)^\beta p_\mu + \epsilon_{\rho\mu\alpha\beta} (p+q)^\alpha p^\beta q_\nu] + \dots \quad (4.4)$$

La première identité de Ward anormale de l'équation (4.2) donne alors la condition (il existe une contrainte similaire pour la fonction $(\Gamma_{VVA})_{\mu\nu\rho}^{abc}(q, p)$ qui provient de la seconde équation (4.2))

$$Q^2 F(Q^2) = \frac{N_C}{24\pi^2} . \quad (4.5)$$

Autrement dit, l'anomalie fixe le facteur de forme $F(Q^2)$ pour toutes les valeurs de Q^2 . En particulier, $F(Q^2)$ possède un pôle en $Q^2 = 0$, et le résidu de ce pôle est fixé par les propriétés à courtes distances de QCD ! Il est possible de montrer que ce pôle dans le facteur de forme $F(Q^2)$ implique que la fonction de Green $(\Gamma_{AAA})_{\mu\nu\rho}^{abc}$ possède une discontinuité en $Q^2 = 0$. La suite de l'analyse fait alors appel à deux résultats de la théorie de la matrice S . Le premier résultat, connu sous le nom de "règles de Landau", permet de localiser les singularités dans la région physique d'une fonction de Green. Le second résultat, les "règles de Cutkosky", permet de calculer la discontinuité d'une fonction de Green quelconque à ces singularités [29]. Dans le cas des fonctions de Green $(\Gamma_{AAA})_{\mu\nu\rho}^{abc}(p, q)$

⁵ Cette restriction n'est pas du tout une nécessité, mais elle permet de simplifier les formules, et n'enlève rien à la généralité de la discussion.

et $(\Gamma_{VVA})_{\mu\nu\rho}^{abc}(q,p)$, on montre alors que les singularités exigées par les identités de Ward anormales ne peuvent être causées que par des états physiques intermédiaires de masse nulle et de *spin* 0 ou de *spin* 1/2. Que ces singularités puissent être reproduites par des états intermédiaires de masse nulle de *spin* 1/2 n'est pas surprenant, puisque ce sont les boucles de quarks qui créent les contributions anormales aux identités de Ward (4.2). Par contre, si on suppose que la théorie confine, alors les seuls états physiques de *spin* 1/2 à considérer sont des baryons *qqq singulets de couleur* et de masse nulle. Si la symétrie chirale n'est pas brisée spontanément, ces baryons de masse nulle s'organisent à l'intérieur de multiplets de $SU(3)_L \times SU(3)_R$. Les multiplets qui sont possibles sont contraints par les propriétés de transformation (2.37) des quarks eux-mêmes, et par la structure *qqq* des baryons⁶. Une analyse détaillée [27, 28] montre qu'il est impossible de reproduire les singularités requises pour les fonctions à trois points avec des baryons de masse nulle et de *spin* 1/2. Le spectre de la théorie comporte donc nécessairement des particules de *spin* 0 et de masse nulle, qui couplent aux courants axiaux. Comme les générateurs qui laissent le vide invariant forment nécessairement un sous-groupe de $SU(3)_L \times SU(3)_R$, une inspection de toutes les possibilités et l'interdiction, imposée par le théorème 1 de briser, ne serait-ce qu'en partie, le sous-groupe vectoriel $SU(3)_V$ ne laisse de place que pour une seule possibilité :

$$Q_V^a|0\rangle = 0, \quad a = 0, \dots, 8, \quad \text{et} \quad Q_A^a|0\rangle \neq 0, \quad a = 1, \dots, 8. \quad (4.6)$$

La possibilité de déduire la brisure spontanée de la symétrie chirale en QCD à partir des principes premiers est en soi remarquable, puisqu'il s'agit là d'une propriété non-perturbative de la théorie. Ce résultat ne demande qu'un nombre minimal d'hypothèses "techniques" : la théorie confine la couleur, ce confinement ne modifie pas les identités de Ward de la symétrie chirale, l'angle du vide θ_{QCD} est nul, et le nombre de saveurs de masse nulle est au moins égal à 3. Cette dernière condition mérite d'être soulignée. Si on considère la limite $m_u, m_d \rightarrow 0$ en fixant m_s à sa valeur physique, le lagrangien de QCD exhibe une symétrie chirale $SU(2)_L \times SU(2)_R$, qui devrait être brisée spontanément vers la symétrie d'isospin $SU(2)_V$. Dans le cas de seulement deux saveurs de masse nulle, il n'existe cependant pas de démonstration à partir des principes premiers que cette brisure spontanée de la symétrie chirale a bien lieu (le théorème 1 reste vrai).

Combinés avec le théorème de Goldstone, les deux théorèmes précédents impliquent que le spectre des états liés de QCD contient huit états pseudo-scalaires $|\pi^a(p)\rangle$ de masse nulle, $p^2 = 0$. Ces états saturent la singularité (4.5) exigée par les identités de Ward anormales (4.2) pour les fonctions à trois points, et couplent aux courants axiaux

⁶ L'extension de la présente analyse en y incluant la possibilité de baryons exotiques *qqq \bar{q} q* [30] ou hybrides *qqq* ne modifie pas la conclusion.

A_μ^a , $a = 1, \dots, 8$. Les relations de commutation (2.40) impliquent que ces bosons de Goldstone forment un octet sous l'action de la symétrie non-brisée $SU(3)_V$,

$$Q_V^a |\pi^b(p)\rangle = if^{abc} |\pi^c(p)\rangle . \quad (4.7)$$

De même, leur couplage aux courants axiaux est décrit par une seule constante, F_0 , avec

$$\langle 0 | A_\mu^a(x) | \pi^b(p) \rangle = i \delta^{ab} F_0 p_\mu e^{ip \cdot x} . \quad (4.8)$$

Les phases des états $|\pi^a(p)\rangle$ peuvent être choisies de manière à ce que F_0 soit réelle et positive. La signification physique de la constante F_0 est la suivante : elle correspond à la valeur dans la limite chirale de la constante de désintégration F_π du pion, qui est mesurée dans le processus $\pi \rightarrow \mu\nu$,

$$F_0 = F_\pi |_{m_u, m_d, m_s \rightarrow 0}, \quad F_\pi = 92.4 \text{ MeV} [31] . \quad (4.9)$$

Les états de Goldstone sont identifiés à l'octet des mésons les plus légers π , K , et η . A un choix de phases près, cette correspondance est donnée par

$$\begin{aligned} |\pi^\pm\rangle &= \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (|\pi^1\rangle \pm i |\pi^2\rangle), & |\pi^0\rangle &= |\pi^3\rangle \\ |K^\pm\rangle &= \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (|\pi^4\rangle \pm i |\pi^5\rangle), & |K^0\rangle &= \frac{-1}{\sqrt{2}} (|\pi^6\rangle + i |\pi^7\rangle) \\ |\bar{K}^0\rangle &= \frac{-1}{\sqrt{2}} (|\pi^6\rangle - i |\pi^7\rangle), & |\eta\rangle &= |\pi^8\rangle . \end{aligned} \quad (4.10)$$

Bien entendu, les masses de ces mésons pseudo-scalaires ne sont pas nulles, et ce pour une raison bien comprise : dans le monde réel, les quarks u , d et s possèdent une masse, qui est petite devant l'échelle $\Lambda_H \sim 1 \text{ GeV}$ à laquelle sont formés les autres états hadroniques, comme les mésons ρ et ω , ou le nucléon N , ... Alors que ceux-ci restent massifs dans la limite chirale, les masses des mésons π , K , et η tendent vers zéro avec m_u , m_d , et m_s .

La présence des masses des quarks légers se traduit donc par deux conséquences pour le spectre des états hadroniques :

- les bosons de Goldstone acquièrent une petite masse,
- les états d'un même multiplet de $SU(3)_V$ n'ont pas des masses strictement égales.

Ces deux caractéristiques sont, au moins sur le plan qualitatif, en accord avec le spectre hadronique tel qu'il est observé, et tel qu'il a été décrit dans l'introduction.

Ainsi, les mésons π , K , et η sont actuellement les seuls états hadroniques dont l'existence est prédite par QCD ! En fait, les identités de Ward de la symétrie chirale nous donnent même beaucoup plus de renseignements sur ces états. Nous y reviendrons dans les sections suivantes.

4.2 Notion de paramètre d'ordre de la symétrie chirale

Avant de nous tourner vers les conséquences phénoménologiques des deux théorèmes qui précèdent, il nous reste encore à définir une notion utile, celle de paramètre d'ordre de la brisure spontanée de la symétrie chirale. Rappelons d'abord que la brisure spontanée d'une symétrie continue est un phénomène qui apparaît dans d'autres contextes de la physique, notamment en physique de la matière condensée, où il est à l'origine de certaines transitions de phase [32]. L'exemple peut-être le mieux connu et le plus étudié concerne les propriétés magnétiques des systèmes de spin. A haute température, ces systèmes sont caractérisés par un état fondamental invariant par rapport aux rotations d'espace. Par contre, en-deçà d'une température critique T_c , certains matériaux exhibent un comportement radicalement différent : il apparaît un ordre magnétique à longue portée, qui se manifeste par une forte corrélation entre des spins même très éloignés. Ces corrélations traduisent le fait que l'état fondamental a cessé d'être invariant sous les rotations d'espace. Expérimentalement, cette transition de phase est détectée en suivant l'évolution en fonction de la température de certaines observables physiques convenablement choisies, et appelées *paramètres d'ordre* [32].

Afin de mieux saisir cette notion, considérons un exemple précis. Il est bien connu que dans les systèmes ferromagnétiques, la phase ordonnée à basse température est caractérisée par l'apparition d'une aimantation spontanée $\langle \vec{M} \rangle$ non nulle, qui traduit un alignement macroscopique de tous les spins du réseau. Par contre, dans la phase désordonnée à haute température, $\langle \vec{M} \rangle = \vec{0}$. L'opérateur \vec{M} désigne ici la somme (par unité de volume) des spins individuels placés en chaque site du réseau. La valeur moyenne $\langle \dots \rangle$ est en général donnée par une somme statistique sur tous les états du système, pondérée par les poids de Boltzmann appropriés. A température nulle, seul l'état fondamental $|0\rangle$, d'énergie minimale, contribue à cette moyenne statistique, et

$$\langle \vec{M} \rangle_{T=0} = \langle 0 | \vec{M} | 0 \rangle . \quad (4.11)$$

Si le système est décrit par un hamiltonien H invariant sous l'action des rotations d'espace, il existe un opérateur moment angulaire total du système, \vec{L} , qui commute avec H ,

$$[L_i, H] = 0 , \quad i = 1, 2, 3 , \quad (4.12)$$

et qui vérifie les relations de commutation de l'algèbre de $SO(3)$,

$$[L_i, L_j] = i \epsilon_{ijk} L_k . \quad (4.13)$$

Par ailleurs, l'aimantation \vec{M} se transforme comme un vecteur sous les rotations,

$$[L_i, M_j] = i \epsilon_{ijk} M_k , \quad (4.14)$$

soit encore

$$M_i = -\frac{i}{2} \epsilon_{ijk} [L_j, M_k]. \quad (4.15)$$

Il est maintenant aisé de voir en quoi $\langle \vec{M} \rangle$ est un paramètre d'ordre qui nous indique que le système se trouve dans une phase ordonnée, où l'invariance par rotation est spontanément brisée. En effet,

$$\langle M_i \rangle_{T=0} = -\frac{i}{2} \epsilon_{ijk} \langle 0 | [L_j, M_k] | 0 \rangle. \quad (4.16)$$

Si l'état fondamental $|0\rangle$ est invariant par rotation, il est annihilé par les générateurs L_i , et $\langle M_i \rangle = 0$. Autrement dit, $\langle M_i \rangle \neq 0$ implique nécessairement $L_i |0\rangle \neq 0$. Un paramètre d'ordre est donc un "indicateur de brisure spontanée de symétrie". En général, il existe un ensemble infini de paramètres d'ordre. Dans l'exemple précédent, on peut également prendre le tenseur $M_i M_j - \frac{1}{3} \vec{M}^2 \delta_{ij}$. La nécessité de soustraire $\frac{1}{3} \vec{M}^2 \delta_{ij}$ se comprend aisément : le tenseur $M_i M_j$ ne se transforme pas sous une représentation irréductible du groupe des rotations, mais se compose d'une superposition d'opérateurs de moments angulaires $\ell = 0$ et $\ell = 2$. Une valeur moyenne non nulle pour $\langle 0 | M_i M_j | 0 \rangle$ est donc parfaitement compatible, d'après le théorème de Wigner-Eckart, avec un état fondamental $|0\rangle$ invariant sous les rotations (i.e. de moment angulaire $\ell = 0$). Par contre, le tenseur $M_i M_j - \frac{1}{3} \vec{M}^2 \delta_{ij}$, symétrique et de trace nulle, se transforme de manière irréductible comme un opérateur de moment angulaire $\ell = 2$. Par conséquent, toujours d'après le théorème de Wigner-Eckart, $\langle 0 | M_i M_j - \frac{1}{3} \vec{M}^2 \delta_{ij} | 0 \rangle \neq 0$ implique que $|0\rangle$ ne peut pas être un état de moment angulaire nul, et donc que la symétrie de rotation est brisée spontanément.

En d'autres termes, pour un groupe de symétrie continu donné, ne sont des paramètres d'ordre que les valeurs moyennes d'opérateurs qui, sous l'action de ce groupe, se transforment selon une représentation, en général réductible, dont la décomposition en représentations irréductibles ne contient pas la représentation triviale (ou singulet).

Notons également que si une valeur non nulle d'un paramètre d'ordre signale avec certitude une brisure spontanée de symétrie, la réciproque n'est pas vraie. La brisure spontanée d'une symétrie n'implique pas que tous les paramètres d'ordre soient différents de zéro. Les systèmes magnétiques décrits plus haut offrent d'ailleurs un contre-exemple. En effet, certains matériaux, dits anti-ferromagnétiques, exhibent, dans la phase de basse température, un ordre à longue portée où les spins sont anti-parallèles. Bien que l'invariance par rotation soit brisée spontanément, l'aimantation spontanée reste nulle. Celle-ci n'est donc pas un paramètre d'ordre pertinent pour décrire la phase anti-ferromagnétique. L'aptitude d'un paramètre d'ordre à rendre compte d'un phénomène de brisure spontanée de symétrie dépend donc du mécanisme qui en est à l'origine, autrement dit des

détails structurels du système. A l'inverse, l'étude expérimentale des paramètres d'ordre peut nous renseigner sur ce mécanisme.

Avant de revenir plus en détail sur ce dernier point dans le contexte de la brisure spontanée de la symétrie chirale en QCD, transcrivons d'abord les notions précédentes dans le langage du groupe $SU(3)_L \times SU(3)_R$. Les représentations irréductibles de ce groupe sont formées par des couples de représentations irréductibles de $SU(3)$, notés (n_L, n_R) , où $n_L, n_R = 1, 3, 3^*, 8, \dots$ correspondent aux représentations singulet, triplet et sa complexe conjuguée, octet, etc. Par exemple, la représentation triviale de $SU(3)_L \times SU(3)_R$ est notée $(1, 1)$. Les projections de chiralité gauche u_L, d_L, s_L des champs de quarks se transforment comme un triplet par rapport à $SU(3)_L$, mais sont invariantes sous l'action de $SU(3)_R$. Elles appartiennent donc à la représentation $(3, 1)$. A l'inverse, les projections de chiralité droite u_R, d_R, s_R se transforment selon la représentation $(1, 3)$, alors que les champs $\overline{\psi}_L$ et $\overline{\psi}_R$ se transforment suivant les représentations conjuguées, respectivement $(3^*, 1)$ et $(1, 3^*)$. A partir de là, il est possible d'exprimer les propriétés de transformations chirales de tout opérateur composite. Les courants, par exemple, appartiennent aux représentations irréductibles $(8, 1)$ pour $J_{L,\mu}^a$ et $(1, 8)$ pour $J_{R,\mu}^a$. Les courants vectoriels et axiaux se transforment donc suivant une représentation réductible $(8, 1) \oplus (1, 8)$. Les bilinéaires de quarks comme les densités scalaires S^a et pseudo-scalaires P^a se transforment selon la représentation $(3^*, 3) \oplus (3, 3^*)$, etc. Les paramètres d'ordre de la symétrie chirale sont les opérateurs qui se transforment suivant une représentation, en général réductible, de $SU(3)_L \times SU(3)_R$, qui ne contient pas la représentation triviale $(1, 1)$. De plus, il faut naturellement que les valeurs moyennes dans le vide de ces opérateurs ne soient pas nulles par suite de l'invariance de celui-ci sous les transformations de Lorentz ou de $SU(3)_V$, et sous l'action des symétries discrètes (\mathcal{P}, C, T) .

Donnons, pour clore cette discussion, quelques exemples. Le paramètre d'ordre de la symétrie chirale le plus simple est fourni par le condensat de quarks :

$$\langle \bar{q}q \rangle_0 \equiv \langle 0 | \bar{u}u | 0 \rangle = \langle 0 | \bar{d}d | 0 \rangle = \langle 0 | \bar{s}s | 0 \rangle, \quad (4.17)$$

où les égalités reflètent la symétrie $SU(3)_V$ de QCD dans la limite chirale. Le condensat se transforme comme $(3^*, 3) \oplus (3, 3^*)$. D'autres paramètres d'ordre sont fournis par certaines combinaisons de fonctions de Green des courants vectoriels et axiaux. Par exemple, la fonction à deux points

$$\int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0 | T \{ V_\mu^a(x) V_\nu^b(0) - A_\mu^a(x) A_\nu^b(0) \} | 0 \rangle, \quad (4.18)$$

qui se transforme comme $(8, 8)$, est un paramètre d'ordre pour toutes les valeurs du transfert d'impulsion q^2 . En particulier, à transfert nul, cette fonction à deux points est

reliée à la constante F_0 qui décrit les éléments de matrice (4.8) du courant axial entre le vide et les états à un boson de Goldstone :

$$\begin{aligned}
 F_0^2 \delta^{ab} &= \frac{1}{3i} \int d^4x \langle 0 | T \{ V_\mu^a(x) V^{b,\mu}(0) - A_\mu^a(x) A^{b,\mu}(0) \} | 0 \rangle \\
 &= \frac{1}{3i} \int d^4x \langle 0 | T \{ (\bar{\psi}_L \gamma_\mu \lambda^a \psi_L)(x) (\bar{\psi}_R \gamma^\mu \lambda^b \psi_R)(0) \} | 0 \rangle .
 \end{aligned}
 \tag{4.19}$$

La seconde expression illustre de quelle façon un paramètre d'ordre comme F_0 traduit l'existence de corrélations à *longue portée* ($q = 0$!) entre quarks de chiralités gauche et droite. Nous rencontrerons d'autres paramètres d'ordre dans la suite du cours. Ce lien avec des paramètres d'ordre constitue une motivation supplémentaire pour étudier les fonctions de Green : elles contiennent des renseignements de nature non perturbative sur la structure chirale du vide de QCD.

Notons cependant qu'il existe également des paramètres d'ordre qui ne sont pas des fonctions de Green des courants A_μ^a , V_μ^a ou des densités S^a et P^a . En guise d'exemples, citons des condensats plus complexes, comme le condensat mixte $\langle 0 | \bar{q}^i \sigma^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^\alpha T_{ij}^\alpha q^j | 0 \rangle$, qui fait intervenir à la fois les champs de quarks légers $q = u, d, s$ et le champ de gluon $G_{\mu\nu}^\alpha$, ou les condensats à quatre quarks, de la forme $\langle 0 | (\bar{q} \Gamma_1 q)(\bar{q} \Gamma_2 q) | 0 \rangle$, où les matrices Γ_1 et Γ_2 appartiennent à l'ensemble des seize matrices $1, \gamma_5, \gamma_\mu, \sigma_{\mu\nu}, \gamma_5 \gamma_\mu$. Le condensat mixte se transforme suivant une représentation $(3^*, 3) \oplus (3, 3^*)$, tout comme le condensat $\langle \bar{q} q \rangle_0$, puisque le champ de gluon $G_{\mu\nu}^\alpha$ est invariant sous l'action du groupe de saveur chirale $SU(3)_L \times SU(3)_R$.

4.3 Propriétés à basse énergie des bosons de Goldstone

Dans les fonctions de Green des courants vectoriels et axiaux, les états intermédiaires qui correspondent à l'échange d'un ou de plusieurs bosons de Goldstone produisent, dans l'espace des impulsions, des singularités, pôles ou points de branchement. Considérons les fonctions à deux points du courant axial. L'invariance de Lorentz, la symétrie $SU(3)_V$ et l'identité de Ward

$$i q^\mu \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0 | T \{ A_\mu^a(x) A_\nu^b(0) \} | 0 \rangle = 0 ,
 \tag{4.20}$$

nous permettent de décrire ces fonctions à deux points à l'aide d'une seule fonction $\Pi_A(q^2)$,

$$i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0 | T \{ A_\mu^a(x) A_\nu^b(0) \} | 0 \rangle = \delta^{ab} (q_\mu q_\nu - q^2 \eta_{\mu\nu}) \Pi_A(q^2) .
 \tag{4.21}$$

Insérons maintenant des états intermédiaires dans le T -produit. Pour ce faire, utilisons le T -produit canonique défini en (3.4). Puisque nous nous intéressons aux singularités des

fonctions de Green, le choix du T -produit n'est pas important. En effet, dans une théorie des champs locale renormalisable, un choix différent du produit chronologique modifie les fonctions de Green au plus par des polynômes (de degrés finis) dans les transferts d'impulsion, qui ne produisent pas de singularités à distance finie. Nous obtenons donc successivement

$$\begin{aligned}
& i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0 | T_{can} \{ A_\mu^a(x) A_\nu^b(0) \} | 0 \rangle = \\
& = i \int d^4x e^{iq \cdot x} \int \frac{d^3\vec{p}}{(2\pi)^3 2|\vec{p}|} \sum_{c=1}^8 \{ \theta(x^0) \langle 0 | A_\mu^a(x) | \pi^c(\vec{p}) \rangle \langle \pi^c(\vec{p}) | A_\nu^b(0) | 0 \rangle + \\
& \quad + \theta(-x^0) \langle 0 | A_\nu^b(0) | \pi^c(\vec{p}) \rangle \langle \pi^c(\vec{p}) | A_\mu^a(x) | 0 \rangle \} + \dots \\
& = i (2\pi)^3 \delta^{ab} F_0^2 \int dx^0 e^{iq^0 x^0} \int \frac{d^3\vec{p}}{(2\pi)^3 2|\vec{p}|} \{ \theta(x^0) e^{-i|\vec{p}|x^0} p_\mu p_\nu \delta(\vec{p} - \vec{q}) \\
& \quad + \theta(-x^0) e^{i|\vec{p}|x^0} p_\mu p_\nu \delta(\vec{p} + \vec{q}) \} + \dots \\
& = i \delta^{ab} F_0^2 \int dx^0 e^{iq^0 x^0} \frac{1}{2|\vec{q}|} \{ \theta(x^0) e^{-i|\vec{q}|x^0} q'_\mu q'_\nu + \theta(-x^0) e^{i|\vec{q}|x^0} q''_\mu q''_\nu \} + \dots
\end{aligned}$$

Les quadrivecteurs q' et q'' dans l'expression ci-dessus sont donnés par

$$q' = (|\vec{q}|, \vec{q}), \quad q'' = (|\vec{q}|, -\vec{q}). \quad (4.22)$$

Les points de suspension représentent les contributions des états à plusieurs bosons de Goldstone ou des états massifs, qui ne donnent pas lieu à un pôle en $q^2 = 0$. Afin d'exhiber ce dernier, il suffit d'effectuer l'intégration sur x^0 , à l'aide des formules bien connues

$$\int dx^0 e^{i(q^0 \mp |\vec{q}|)x^0} \theta(\pm x^0) = \frac{\pm i}{(q^0 \mp |\vec{q}|) \pm i\epsilon} \quad (4.23)$$

pour finalement obtenir ⁷

$$i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0 | T_{cov} \{ A_\mu^a(x) A_\nu^b(0) \} | 0 \rangle = -\delta^{ab} (q_\mu q_\nu - q^2 \eta_{\mu\nu}) \frac{F_0^2}{q^2 + i\epsilon} + \dots, \quad (4.24)$$

après avoir absorbé un terme non covariant dans la définition du T -produit covariant. Autrement dit,

$$\Pi_A(q^2) = -\frac{F_0^2}{q^2 + i\epsilon} + \bar{\Pi}_A(q^2), \quad (4.25)$$

⁷ Ce résultat n'est (bien évidemment) pas sans rapport avec l'expression (4.19) de F_0 .

où le terme $\bar{\Pi}_A(q^2)$ est exempt de pôle en $q^2 = 0$, mais possède des coupures produites par les états intermédiaires à trois ou plus bosons de Goldstone, ou des pôles en $q^2 \sim \Lambda_H^2$, produits par les états intermédiaires massifs (des résonances comme a_1 , par exemple). En d'autres termes, le pôle du boson de Goldstone est la singularité dominante de la fonction à deux points $\Pi_A(q^2)$ au voisinage de $q^2 = 0$.

Des considérations similaires s'appliquent à tout élément de matrice qui reçoit une contribution due à l'échange d'un seul boson de Goldstone. Par exemple, l'élément de matrice du courant axial entre le vide et un état à trois bosons de Goldstone s'écrit

$$\begin{aligned} & \langle \pi^{a_1}(p_1)\pi^{a_2}(p_2)\pi^{a_3}(p_3)|A_\mu^{a_4}(0)|0 \rangle = \\ & = -\frac{iF_0 g^{a_1 a_2 a_3 a_4}(p_1, p_2, p_3)}{(p_1 + p_2 + p_3)^2 + i\epsilon} (p_1 + p_2 + p_3)_\mu + \bar{R}_\mu^{a_1 a_2 a_3 a_4}(p_1, p_2, p_3) . \end{aligned} \quad (4.26)$$

Le pôle en $(p_1 + p_2 + p_3)^2 = 0$ vient de la contribution où un boson de Goldstone est émis par le courant axial, alors que $\bar{R}_\mu^{a_1 a_2 a_3 a_4}(p_1, p_2, p_3)$ rassemble toutes les autres contributions, exemptes de pôle en $(p_1 + p_2 + p_3)^2 = 0$. La conservation du courant axial implique que

$$(p_1 + p_2 + p_3)^\mu \langle \pi^{a_1}(p_1)\pi^{a_2}(p_2)\pi^{a_3}(p_3)|A_\mu^{a_4}(0)|0 \rangle = 0 , \quad (4.27)$$

soit encore

$$iF_0 g^{a_1 a_2 a_3 a_4}(p_1, p_2, p_3) - (p_1 + p_2 + p_3)^\mu \bar{R}_\mu^{a_1 a_2 a_3 a_4}(p_1, p_2, p_3) = 0 . \quad (4.28)$$

Puisque $\bar{R}_\mu^{a_1 a_2 a_3 a_4}$ ne possède pas de pôle en $(p_1 + p_2 + p_3)^2 = 0$, nous en déduisons que

$$g^{a_1 a_2 a_3 a_4}(0, 0, 0) = 0 . \quad (4.29)$$

D'autre part, rappelons que, par définition, le résidu du pôle, soit

$$g^{a_1 a_2 a_3 a_4}(p_1, p_2, p_3)|_{(p_1 + p_2 + p_3)^2 = 0} ,$$

n'est autre, à une opération de croisement près, que l'amplitude de diffusion entre deux bosons de Goldstone. Le résultat précédent nous apprend donc que cette amplitude s'annule lorsque les impulsions tendent vers zéro : **les bosons de Goldstone interagissent faiblement à basse énergie !** Puisque l'invariance de Lorentz impose à une amplitude de ne dépendre des impulsions qu'au travers de quantités invariantes, par exemple les variables de Mandelstam, qui sont quadratiques dans les impulsions, nous en déduisons que l'amplitude de diffusion élastique de deux bosons de Goldstone tend vers zéro comme le carré de l'énergie dans le centre de masse lorsque celle-ci s'annule. Par récurrence, ce résultat se généralise aux amplitudes de diffusion avec un nombre quelconque de bosons de Goldstone dans les états initiaux et finals.

4.4 Effets des masses des quarks : le rôle du condensat

Dans le monde réel, où les masses m_u , m_d et m_s des quarks légers sont différentes de zéro, les bosons de Goldstone acquièrent une masse et deviennent les états physiques π , K et η . Les singularités des fonctions de Green précédentes sont donc déplacées : les pôles des fonctions à deux points des courants axiaux partiellement conservés sont localisés en $q^2 = M_\pi^2$ ou $q^2 = M_\eta^2$ dans la voie non étrange, ou en $q^2 = M_K^2$ dans la voie étrange (nous négligeons la différence de masse entre les K chargés et les K neutres). De même, les points de branchement produits par les états intermédiaires à plusieurs mésons pseudo-scalaires sont situés en $q^2 = 4M_\pi^2$, $4M_K^2$, $(M_\pi + M_K)^2$, etc.

Les masses des quarks induisent également des brisures explicites de la symétrie $SU(3)_V$ dans les éléments de matrice des courants. Par exemple, pour les courants axiaux chargés non étranges et étranges

$$(\bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 u)(x) = A_\mu^1(x) - iA_\mu^2(x), \quad (\bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 u)(x) = A_\mu^4(x) - iA_\mu^5(x), \quad (4.30)$$

nous obtenons, au lieu de (4.8),

$$\langle \Omega | (\bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 u)(x) | \pi^+(p) \rangle = -i\sqrt{2}F_\pi p_\mu e^{ip \cdot x}, \quad (4.31)$$

$$\langle \Omega | (\bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 u)(x) | K^+(p) \rangle = -i\sqrt{2}F_K p_\mu e^{ip \cdot x}.$$

Les deux constantes F_π et F_K tendent vers une valeur commune F_0 dans la limite chirale, en accord avec (4.8), mais leurs valeurs physiques sont distinctes : expérimentalement, on obtient $F_K/F_\pi = 1,22$ [33], soit une brisure de $SU(3)_V$ de l'ordre de 20%. Les relations de conservation partielle (2.45) ou (3.11),

$$\partial^\mu (\bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 u)(x) = (m_u + m_d)(\bar{d}i\gamma_5 u)(x), \dots \quad (4.32)$$

nous fournissent alors les éléments de matrices correspondants pour les densités pseudo-scalaires, par exemple

$$\langle \Omega | (\bar{d}i\gamma_5 u)(0) | \pi^+(p) \rangle = -\frac{\sqrt{2}F_\pi M_\pi^2}{(m_u + m_d)}. \quad (4.33)$$

A partir de l'identité de Ward (3.16), qui s'écrit encore

$$iq^\mu \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle \Omega | T_{cov} \{ (\bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 u)(x) (\bar{u}i\gamma_5 d)(0) \} | \Omega \rangle = i \langle \Omega | \bar{u}u + \bar{d}d | \Omega \rangle + \\ - (m_u + m_d) \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle \Omega | T_{cov} \{ (\bar{d}i\gamma_5 u)(x) (\bar{u}i\gamma_5 d)(0) \} | \Omega \rangle,$$

on obtient, après avoir séparé la contribution du pôle de pion,

$$\begin{aligned}
 i q^\mu \int d^4 x e^{i q \cdot x} < \Omega | T_{cov} \{ (\bar{d} \gamma_\mu \gamma_5 u)(x) (\bar{u} i \gamma_5 d)(0) \} | \Omega > = \\
 = i < \Omega | \bar{u} u + \bar{d} d | \Omega > - \frac{i}{q^2 - M_\pi^2} \frac{2 F_\pi^2 M_\pi^4}{(m_u + m_d)} + O(m_{quark}) .
 \end{aligned} \tag{4.34}$$

Lorsque $q \rightarrow 0$, le membre de gauche tend vers zéro, puisqu'il n'y a pas, dans la théorie massive, d'état de masse nulle qui pourrait produire une singularité en $q^2 = 0$. En ne gardant que les termes linéaires dans les masses des quarks (en particulier, $F_\pi = F_0 + O(m_{quark})$), on obtient la formule suivante :

$$M_\pi^2 = (m_u + m_d) B_0 + O(m_{quark}^2) , \tag{4.35}$$

avec

$$B_0 = - \frac{< 0 | \bar{u} u | 0 >}{F_0^2} = - \frac{< 0 | \bar{d} d | 0 >}{F_0^2} = - \frac{< 0 | \bar{s} s | 0 >}{F_0^2} . \tag{4.36}$$

Des formules semblables pour M_K et M_η découlent d'une étude similaire des fonctions à deux points des courants axiaux appropriés (nous négligeons ici les effets électromagnétiques et la différence $m_d - m_u$; dans ce cas, $m_u = m_d \equiv \widehat{m}$ et $M_{K^+} = M_{K^0} \equiv M_K$)

$$M_K^2 = (\widehat{m} + m_s) B_0 + O(m_{quark}^2) , \tag{4.37}$$

$$M_\eta^2 = \frac{2}{3} (\widehat{m} + 2m_s) B_0 + O(m_{quark}^2) .$$

Ces formules sont remarquables dans la mesure où elles relient un effet observable de la *brisure explicite* de la symétrie chirale, les masses des mésons pseudo-scalaires, à une quantité, le condensat $< \bar{q} q >_0$, qui témoigne de la *brisure spontanée* de celle-ci. Insistons cependant sur la présence de corrections $O(m_{quark}^2)$ dans les formules ci-dessus. Pour des masses de quarks infinitésimales, celles-ci sont supprimées par rapport aux contributions linéaires proportionnelles au condensat. Au passage, notons que la remarque précédente implique que le condensat $< \bar{q} q >_0$ est *négatif* (ou nul). Dans le cas contraire, les carrés des masses des mésons pseudo-scalaires seraient négatives pour des masses de quarks très petites, ce qui reviendrait à admettre que le vide $|0 >$ de QCD dans la limite chirale devient instable lorsqu'on "branche" les masses des quarks.

Comme dit plus haut, le développement en masses des quarks de M_π^2 , M_K^2 n'est, a priori, pas décrit complètement par les seuls termes linéaires en m_{quark} . Cependant, il est souvent admis que la brisure spontanée de la symétrie chirale est le résultat d'une forte condensation de paires de quarks-antiquarks dans le vide [34], caractérisée par une valeur du condensat de l'ordre de

$$< \bar{q} q >_0 \sim -(230 \text{ MeV})^3 , \quad B_0 \sim \Lambda_H \sim 1 \text{ GeV} . \tag{4.38}$$

Sur le plan pratique, cette hypothèse revient à supposer que les corrections dans les formules des masses sont petites (typiquement, de l'ordre de 2% pour M_π^2), soit

$$\frac{2\widehat{m} B_0}{M_\pi^2} \sim 1, \quad \frac{(m_s + \widehat{m}) B_0}{M_K^2} \sim 1. \quad (4.39)$$

Autrement dit, le terme linéaire dans les masses des quarks ne serait pas seulement le terme dominant pour des masses de quarks infinitésimales, mais le resterait encore pour les valeurs réelles de celles-ci. Notons que les valeurs des masses de quarks ne nous sont pas connues, ce sont des paramètres libres du Modèle Standard. Une conséquence immédiate dans ce "scénario standard" est une prédiction pour le rapport m_s/\widehat{m} des masses de quarks [35, 36],

$$\frac{m_s}{\widehat{m}} \sim 2 \frac{M_K^2}{M_\pi^2} - 1 \sim 25. \quad (4.40)$$

Plusieurs arguments peuvent être invoqués pour étayer ce scénario standard d'une forte condensation de paires de quarks-antiquarks dans le vide. D'abord, le condensat $\langle \bar{q}q \rangle_0$ est le plus simple des paramètres d'ordre de la brisure spontanée de la symétrie chirale. Les autres paramètres d'ordre sont soit des condensats plus compliqués (condensat mixte $\langle \bar{q}(\sigma \cdot G)q \rangle_0$, condensats à quatre quarks $\langle (\bar{q}\Gamma q)(\bar{q}\Gamma q) \rangle_0$, ...) ou alors des fonctions de corrélation à deux points, à trois points ..., par exemple certaines fonctions de Green des courants vectoriels et axiaux. Mais la raison essentielle qui a conduit à privilégier le scénario standard vient du fait que le condensat $\langle \bar{q}q \rangle_0$ décrit de façon générale, et pas seulement pour les masses des mésons pseudo-scalaires, les déviations à la limite chirale pour des masses de quarks *infinitésimales*. Le condensat $\langle \bar{q}q \rangle_0$ jouerait donc un rôle prépondérant, un peu comme l'aimantation spontanée dans le cas des matériaux ferromagnétiques. Les autres paramètres d'ordre associés au développement par rapport aux masses des quarks ne décriraient que des aspects secondaires du mécanisme de brisure spontanée de la symétrie chirale.

En fait, bien que cette image standard soit tout à fait plausible, elle ne représente pas une nécessité absolue dans l'état actuel de nos connaissances théoriques. Ainsi, il est parfaitement permis d'imaginer un scénario très différent, où le condensat B_0 ne jouerait qu'un rôle marginal (tout comme l'aimantation spontanée cesse d'être un paramètre d'ordre pertinent pour décrire une phase anti-ferromagnétique), voire même d'envisager le cas extrême où il serait nul. En effet, les deux théorèmes de la section 4.1, bien que très importants pour établir que la brisure spontanée de la symétrie chirale a bien lieu en QCD, ne nous éclairent cependant pas sur le mécanisme qui en est à l'origine.

Dans le cas d'un condensat très petit,

$$\frac{2\widehat{m} B_0}{M_\pi^2} \ll 1, \quad (4.41)$$

la contribution dominante aux masses des mésons pseudo-scalaires légers vient du terme quadratique dans les masses des quarks (pour une discussion plus détaillée voir les articles [37, 38, 39]). Dans le cas général, le rapport m_s/\widehat{m} n'est plus fixé, mais varie dans l'intervalle $6,3 \lesssim m_s/\widehat{m} \lesssim 25$, où la valeur inférieure correspond au cas extrême d'un condensat nul,

$$\frac{m_s}{\widehat{m}} \sim 2 \frac{M_K}{M_\pi} - 1 \sim 6,3 \text{ pour } B_0 \sim 0. \quad (4.42)$$

Aucun argument théorique ne permet actuellement de trancher en faveur d'une possibilité au détriment de l'autre. De même, il n'existe actuellement pas la moindre indication expérimentale qui permettrait de rejeter l'une ou l'autre de ces éventualités. Deux raisons au moins permettent de comprendre l'origine de cette situation :

- d'abord, ce n'est qu'au cours de ces dix ou quinze dernières années qu'a été développé un cadre théorique précis, la théorie des perturbations chirales [40, 41, 42], qui permet de relier les données expérimentales sur les processus qui mettent en jeu les mésons pseudo-scalaires π , K et η , à des quantités qui décrivent la structure non perturbative du vide de la QCD.

- ensuite, puisque le condensat apparaît toujours multiplié par une masse de quark dans les observables physiques (voir les formules (4.35) et (4.37)), mesurer ses effets revient, sur le plan expérimental, à mettre en évidence des effets de brisure explicite de la symétrie chirale, ce qui est extrêmement difficile, ces effets étant très petits. Dans la section suivante nous illustrerons ce point dans le cas des déviations aux relations de Goldberger-Treiman, qui sont sensibles à la valeur du condensat ou du rapport m_s/\widehat{m} . Nous verrons que les erreurs expérimentales actuelles n'atteignent malheureusement pas la précision requise pour distinguer les diverses alternatives.

5 La règle de somme de Dashen-Weinstein pour les déviations aux relations de Goldberger-Treiman

Une situation potentiellement sensible au mécanisme de brisure spontanée de la symétrie chirale a été discutée dans la référence [43], et est liée à un problème ancien, les déviations aux relations de Goldberger-Treiman [9] (voir l'article [44] pour une revue et une discussion plus récente). Considérons l'élément de matrice du courant axial chargé non étrange entre deux états du nucléon ($q_\mu = (p - p')_\mu$),

$$\langle P(p') | \bar{u} \gamma_5 \gamma_\mu d | N(p) \rangle = \bar{u}_P(p') \left[\gamma_\mu \gamma_5 G_A^{NP}(q^2) + q_\mu \gamma_5 G_B^{NP}(q^2) \right] u_N(p). \quad (5.43)$$

La conservation partielle du courant axial, $\partial^\mu (\bar{u} \gamma_5 \gamma_\mu d) = (m_u + m_d) \bar{u} i \gamma_5 d$, conduit, pour

$q^2 = 0$, à la relation

$$(M_N + M_P)G_A^{NP}(0) = 2F_\pi g_{\pi NN} + (m_u + m_d)H^{NP}(0). \quad (5.44)$$

Dans cette formule, $g_{\pi NN}$ désigne la constante de couplage pion-nucléon, et $H^{NP}(0)$ décrit l'élément de matrice (à transfert d'impulsion nul) de la densité pseudo-scalaire $\bar{u}i\gamma_5 d$, après soustraction du pôle du pion,

$$\langle P(p') | \bar{u}i\gamma_5 d | N(p) \rangle = \bar{u}_P(p') i\gamma_5 u_N(p) \left[H^{NP}(q^2) + \text{pôle du pion} \right]. \quad (5.45)$$

Dans la limite chirale, l'équation (5.45) conduit à la relation de Goldberger-Treiman,

$$(M_N + M_P)G_A^{NP}(0) = 2F_\pi g_{\pi NN}, \quad (5.46)$$

et les déviations à celle-ci s'expriment en termes de l'élément de matrice inconnu $H^{NP}(0)$. Numériquement, le membre de gauche de cette relation est égal à 2380 MeV, et si on néglige les déviations à la limite chirale, le membre de droite vaut de 2430 MeV à 2500 MeV, suivant la valeur de la constante $g_{\pi NN}$ (les valeurs numériques utilisées sont précisées ci-après), soit un accord remarquable. Pour comprendre les déviations au résultat de la limite chirale, il faudrait avoir une estimation phénoménologique solide de la quantité $H^{NP}(0)$, ce qui est loin d'être le cas. Une extension de cette analyse à tout l'octet permet en quelque sorte de contourner ce problème.

De la même façon, considérons donc les éléments de matrice du courant axial étrange entre un nucléon et un hyperon. La même procédure conduit à des relations similaires,

$$\begin{aligned} (M_\Lambda + M_P)G_A^{\Lambda P}(0) &= -\sqrt{2}F_K g_\Lambda + (m_u + m_s)H^{\Lambda P}(0), \\ (M_N + M_\Sigma)G_A^{N\Sigma}(0) &= 2F_K g_\Sigma + (m_u + m_s)H^{N\Sigma}(0), \end{aligned} \quad (5.47)$$

où à la place de la constante de couplage pion-nucléon et de la constante de désintégration du pion F_π apparaissent les constantes de couplage kaon-nucléon-hyperon, g_Λ et g_Σ , et la constante de désintégration du kaon F_K . Développons ensuite les éléments de matrice $H^{NP}(0)$, $H^{\Lambda P}(0)$ et $H^{N\Sigma}(0)$ par rapport aux masses des quarks, $H^{NP}(0) = \overset{\circ}{H}^{NP}(0) + O(m_{quark})$, et utilisons l'invariance sous la symétrie $SU(3)_V$ dans la limite chirale pour obtenir, d'après le théorème de Wigner-Eckart,

$$\begin{aligned} \overset{\circ}{H}^{NP}(0) &= F + D \\ \overset{\circ}{H}^{\Lambda P}(0) &= -\sqrt{\frac{3}{2}} \left(F + \frac{1}{3}D \right) \\ \overset{\circ}{H}^{N\Sigma}(0) &= -F + D. \end{aligned} \quad (5.48)$$

Les équations (7.11) et (7.33) nous fournissent ainsi trois relations pour les deux éléments de matrice réduits inconnus F et D . Leur élimination conduit à la règle de somme de Dashen-Weinstein [45] (les quantités Γ_Λ et Γ_Σ sont définies dans [43]),

$$\frac{\sqrt{3}}{2}g_\Lambda + \frac{1}{2}g_\Sigma = 3\Gamma_\Lambda + \Gamma_\Sigma + \frac{F_\pi g_{\pi NN} - M_N G_A^{NP}(0)}{2F_K} \cdot \frac{m_s + \widehat{m}}{\widehat{m}} + O(m_{quark}^2). \quad (5.49)$$

Cette règle de somme relie le rapport m_s/\widehat{m} à des quantités expérimentales. Les constantes de couplage hypéroniques g_Λ et g_Σ peuvent être extraites des données sur la diffusion kaon-nucléon. Ces analyses ne fournissent qu'une borne supérieure sur g_Σ [46] ($|g_\Sigma| < 7$), de sorte que l'équation (5.49) ne permet d'obtenir qu'une borne supérieure sur m_s/\widehat{m} . Celle-ci est particulièrement sensible à la valeur de la constante de couplage pion-nucléon $g_{\pi NN}$, comme le montre la table ci-dessous :

$g_{\pi NN}$	$(m_s/\widehat{m})_{max}$
$13,55 \pm 0,14$ [47]	10 ± 5
$13,40 \pm 0,08$ [48]	13 ± 6
$13,23 \pm 0,12$ [49]	20 ± 12
$13,14 \pm 0,07$ [50]	28 ± 12

Nous avons utilisé $F_\pi = (92,4 \pm 0,2)$ MeV, $G_A^{NP}(0) = 1,2670 \pm 0,0028$ [31] et, pour les autres quantités, les valeurs données dans l'article [43] ont été quelque peu réactualisées [31]. Une confirmation de la valeur élevée de $g_{\pi NN}$ obtenue dans la référence [47] permettrait d'ores et déjà d'exclure une valeur $m_s/\widehat{m} \sim 25$ telle que l'exige un grand condensat. Par contre, pour des valeurs plus petites de $g_{\pi NN}$, toutes les possibilités restent permises. Pour des valeurs de $g_{\pi NN}$ encore plus petites que celles qui figurent dans la table ci-dessus, par exemple $g_{\pi NN} = 12,71 \pm 0,16$ [51], l'équation (35) ne contraint plus m_s/\widehat{m} en pratique.

Les valeurs centrales de $(m_s/\widehat{m})_{max}$ déduites de la règle de somme (35) dépendent également des autres données expérimentales, en particulier les valeurs des constantes g_Λ et g_Σ . Par exemple, si la borne sur $|g_\Sigma|$ se voyait réduite d'un facteur deux, les valeurs de $(m_s/\widehat{m})_{max}$ diminueraient de plusieurs unités, et le cas standard ne serait compatible qu'avec des valeurs plus faibles de $g_{\pi NN}$. La détermination expérimentale des constantes g_Λ et g_Σ est indirecte [46] : elle demande une extrapolation dans la région non-physique des amplitudes de diffusion KN ou $\bar{K}N$. Cette extrapolation est un problème délicat, que la présence en-deçà du seuil de résonances hypéroniques rend encore plus difficile (pour une discussion plus élaborée, voir les articles cités dans la référence [43]). Des données plus précises sur la diffusion KN ou $\bar{K}N$, qui pourront être obtenues auprès de FINUDA à DAΦNE [52], contribueraient à une meilleure détermination des constantes g_Λ et g_Σ . En

principe, celles-ci peuvent également s'obtenir à partir de données suffisamment précises sur la photo-production d'étrangeté associée. Cependant, les problèmes évoqués ci-dessus deviennent encore plus aigus : distance plus grande entre le seuil de la réaction et le pôle du nucléon, présence de plusieurs résonances baryoniques en-deçà du seuil, etc...

Récemment, des valeurs de g_Λ et de g_Σ ont également été obtenues [53] à partir des données sur la production de paires hypéroniques $Y\bar{Y}$ dans des collisions proton-antiproton au repos obtenues à LEAR. Là aussi, l'analyse est loin d'être facile, et les valeurs obtenues dans [53] sont très vraisemblablement entachées d'erreurs systématiques importantes et difficiles à estimer. Si, pour les besoins de l'exercice, on utilise les valeurs correspondantes, $g_\Lambda = 13,7 \pm 0,4$, $g_\Sigma = 3,9 \pm 0,7$, dans l'équation (5.49), les valeurs obtenues pour le rapport m_s/\widehat{m} varient de $6,4 \pm 2,8$ pour $g_{\pi NN} = 13,55 \pm 0,14$ à $17,9 \pm 9,2$ pour $g_{\pi NN} = 13,14 \pm 0,07$.

Il apparaît donc clairement qu'une détermination expérimentale **précise et fiable** des constantes de couplage $g_{\pi NN}$, g_Λ et g_Σ représente certainement un enjeu important dans le contexte de la règle de somme de Dashen-Weinstein. Sur le plan théorique, une évaluation des corrections $O(m_{quark}^2)$ dans l'équation (5.49) est indispensable pour s'assurer que la relation entre ces quantités expérimentales et le rapport des masses de quarks m_s/\widehat{m} est sous contrôle.

6 Conclusions

La Chromodynamique Quantique avec trois saveurs de quarks légers possède une symétrie chirale $SU(3)_L \times SU(3)_R$ qui est nécessairement brisée spontanément. Cette propriété non-perturbative du vide de QCD implique l'existence d'un octet de mésons pseudo-scalaires légers, π , K et η , qui interagissent faiblement à basse énergie.

Les processus où interviennent ces mésons pseudo-scalaires peuvent être étudiés dans le cadre d'un développement systématique par rapport à l'énergie et par rapport aux masses des quarks, m_u , m_d et m_s (la théorie des perturbations chirales), qui tient compte de toutes les contraintes imposées par les identités de Ward chirales.

Ce développement chiral introduit des paramètres, ou constantes de basse énergie, qui sont des paramètres d'ordre de la brisure spontanée de la symétrie chirale. Ces constantes de basse énergie peuvent également être reliées au comportement à petits transferts d'impulsion de fonctions de corrélation de QCD, ce qui rend leur évaluation possible, en principe, par des méthodes non-perturbatives (réseaux, règles de somme de QCD, ...).

A l'inverse, certaines données expérimentales à basse énergie, si elles sont suffisamment précises, peuvent nous apporter, par une détermination phénoménologique de ces

constantes de basse énergie, des renseignements sur la structure chirale du vide de QCD. En particulier, elles sont susceptibles de confirmer ou d'infirmier l'image standard, qui attribue la brisure spontanée de la symétrie chirale à une forte condensation de paires de quarks-antiquarks dans le vide.

Les processus qui, à l'ordre dominant du développement chirale, sont sensibles aux effets de brisure explicite de la symétrie chirale par les masses des quarks légers, sont particulièrement intéressants, puisqu'ils font intervenir le condensat $\langle \bar{q}q \rangle_0$, plus précisément les rapports $2\widehat{m} \langle \bar{q}q \rangle_0 / F_\pi^2 M_\pi^2$ ou m_s/\widehat{m} . Des exemples de tels processus sont donnés par les diffusions $\pi - \pi$ et $\pi - K$ à basse énergie, la désintégration $\eta \rightarrow 3\pi, \dots$ Pour une discussion détaillée dans le cas de la diffusion pion-pion, voir les articles [54] et [55].

Le manque de précision des données expérimentales actuellement disponibles suscite un intérêt particulier pour plusieurs expériences en cours de réalisation :

- la possibilité, pour KLOE à DAΦNE, d'effectuer une nouvelle expérience $K_{\ell 4}$ [56], qui pourrait conduire à une détermination des déphasages pion-pion à basse énergie avec un gain de précision considérable ; dans ce contexte, les résultats d'une expérience $K_{\ell 4}$ récente effectuée à BNL [57] sont également d'un intérêt particulier ;

- la mesure, avec une précision de 10%, du temps de vie des atomes $\pi^+ - \pi^-$ par l'expérience DIRAC au CERN [58] ;

- la possibilité, pour FINUDA à DAΦNE, d'effectuer des expériences de diffusion KN et $\bar{K}N$ [56] à grande statistique, susceptibles d'améliorer les évaluations des constantes g_Λ et g_Σ . Enfin, il serait certainement très utile d'arriver à une meilleure détermination de la constante $g_{\pi NN}$.

Les applications de la théorie des perturbations chirales sont beaucoup plus nombreuses que celles auxquelles nous avons dû nous limiter ici. Des revues plus détaillées de ce point de vue [59] constituent un complément utile à ce cours.

References

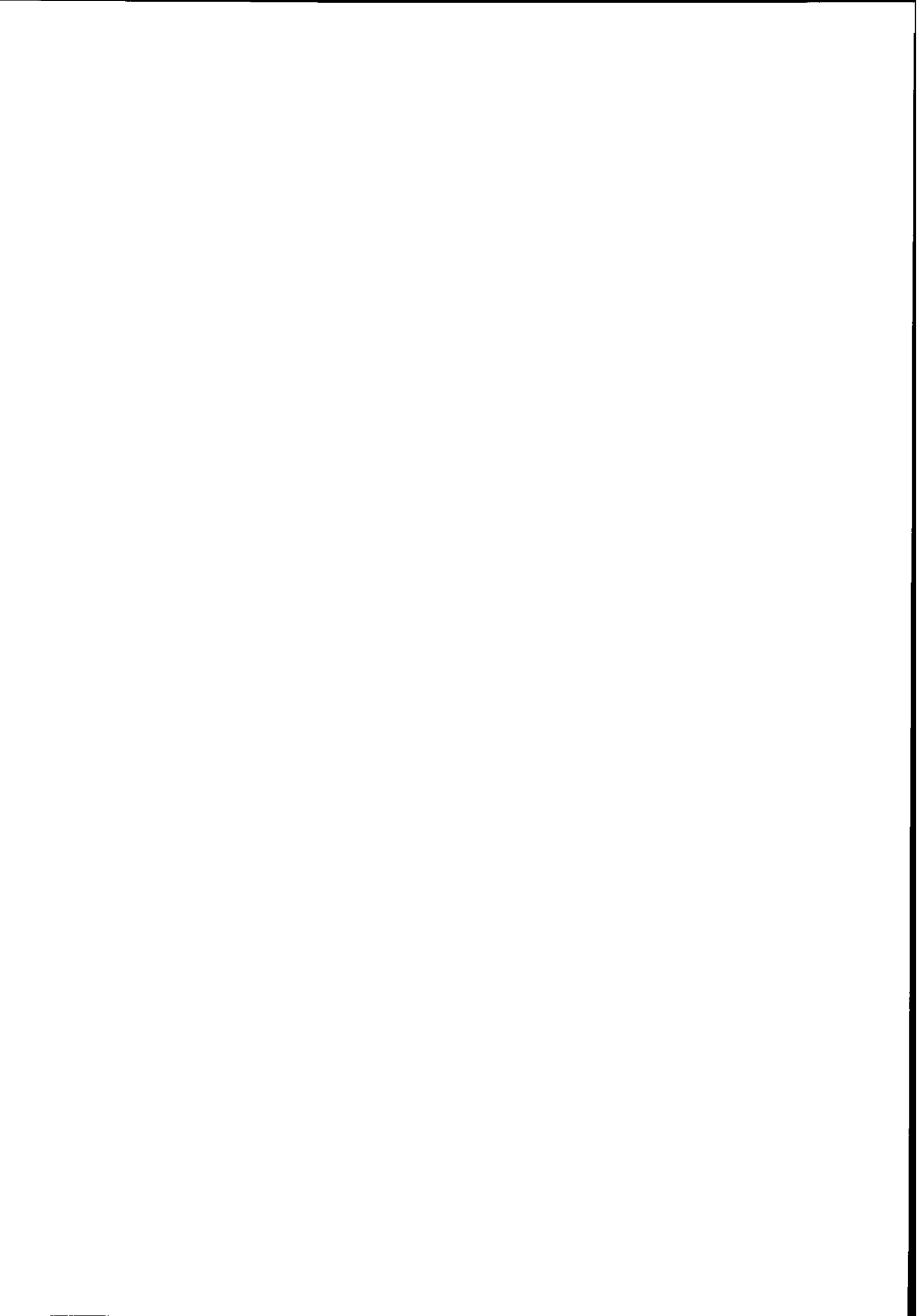
- [1] S. L. Adler et R. F. Dashen, *Current Algebras and Applications to Particle Physics*, W. A. Benjamin Inc., 1968.
B. Renner, *Current Algebras and their Applications*, Pergamon Press, 1968.
- [2] De Alfaro, Fubini, Furlan et Rossetti, *Currents in Hadron Physics*, North Holland Publishing Company, 1973.
- [3] S. B. Treiman, R. Jackiw, B. Zumino et E. Witten, *Current Algebra and Anomalies*, World Scientific, 1985.
- [4] H. Fritzsch, M. Gell-Mann et H. Leutwyler, *Phys. Lett.* B47 (1973) 365.
- [5] R. E. Marshak, Riazuddin et C. P. Ryan, *Theory of Weak Interactions in Particle Physics*, John Wiley and Sons, 1969.
- [6] M. Gell-Mann, Caltech Preprint, 1961, reproduit dans [7].
Y. Ne'eman, *Nucl. Phys.* 26 (1961) 222.
- [7] M. Gell-Mann et Y. Ne'eman, *The Eightfold Way*, W. A. Benjamin Inc., 1964.
- [8] Y. Nambu, *Phys. Rev. Lett.* 4 (1960) 380.
- [9] M. L. Goldberger et S. B. Treiman, *Phys. Rev.* 111 (1958) 354.
- [10] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* 8 (1964) 214.
G. Zweig, rapport CERN 8182/TH401 (1964).
- [11] N. F. Ramsey, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 40 (1990) 1.
- [12] R. Jackiw, *Topological Investigations of Quantized Gauge Theories*, dans [3].
- [13] R. Peccei, dans *CP Violation*, édité par C. Jarlskog, World Scientific, 1989.
- [14] S. Coleman, *J. Math. Phys.* 7 (1966) 787.
E. Fabri et L. Picasso, *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966) 408.
J. A. Swieca, *Phys. Rev. Lett.* 17 (1966) 974.
- [15] J. Goldstone, *Nuovo Cim.* 19 (1961) 154.
J. Goldstone, A. Salam et S. Weinberg, *Phys. Rev.* 127 (1962) 965.
- [16] G. S. Guralnik, C. R. Hagen et T. W. B. Kibble, dans *Advances in Particle Physics*, édité par R. L. Cool et R. E. Marshak, Interscience, 1968. J. A. Swieca, dans *Cargèse Lectures in Physics*, vol. 4, édité par D. Kastler, Gordon and Breach, 1970.

- [17] K. Symanzik, *Comm. Math. Phys.* 16 (1970) 48. Pour plus de détails sur ces questions de comportements à courtes distances des courants, on pourra également consulter J. C. Collins, *Renormalization*, Cambridge University Press, 1984.
- [18] M. Gell-Mann, *Physics* 1 (1964) 63; *Phys. Rev.* 125 (1962) 1067.
- [19] J. Schwinger, *Phys. Rev. Lett.* 3 (1959) 296.
- [20] D. J. Gross et R. Jackiw, *Nucl. Phys.* B14 (1969) 269. Voir également la fin de la section 5-1-7 dans C. Itzykson et J.-B. Zuber, *Quantum Field Theory*, McGraw-Hill Inc, 1980.
- [21] J. S. Bell et R. Jackiw, *Nuovo Cim.* 60A (1969) 47.
- [22] S. L. Adler, *Phys. Rev.* 177 (1969) 2426.
J. Schwinger, *Phys. Rev.* 82 (1951) 664.
- [23] W. A. Bardeen, *Phys. Rev.* 184 (1969) 1848.
- [24] S. L. Adler et W. A. Bardeen, *Phys. Rev.* 182 (1969) 1517.
S. L. Adler, dans *1970 Brandeis University Summer Institute in Theoretical Physics* vol. 1, édité par S. Deser, M. Grisaru et H. Pendleton, MIT Press, 1970.
- [25] J. Wess et B. Zumino, *Phys. Lett.* 37B (1971) 95.
- [26] C. Vafa et E. Witten, *Nucl. Phys.* B 234 (1984) 173; *Comm. Math. Phys.* 95 (1984) 257.
- [27] G. 't Hooft, dans : "Recent Developements in Gauge Theories", édité par G. 't Hooft et al., Plenum, New York (1980).
- [28] S. Coleman et B. Grossman, *Nucl. Phys.* B 203 (1982) 205 ;
Y. Frishman, A. Schwimmer, T. Banks et S. Yankielowicz, *Nucl. Phys.* B 177 (1981) 157.
- [29] R. J. Eden, P. V. Landshoff, D. J. Olive et J. C. Polkinghorne, *The Analytic S-Matrix*, Cambridge University Press, 1966.
- [30] G. R. Farrar, *Phys. Lett* B96 (1980) 273.
- [31] C. Caso et al., "Review of Particle Properties", *Eur. J. Phys.* C3 (1998) 1.

- [32] N. Boccara, "Symétries brisées", Hermann (1976) ;
P. W. Anderson, "Basic Notions in Condensed Matter Physics", The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc. (1984) ;
J. C. Tolédano et P. Tolédano, "The Landau Theory of Phase Transitions", World Scientific (1987).
- [33] H. Leutwyler et M. Roos, Z. Phys. C25 (1984) 91.
- [34] M. Gell-Mann, R. J. Oakes et B. Renner, Phys. Rev. 175 (1968) 2195.
- [35] S. Weinberg, dans : "A Festschrift for I. I. Rabi", édité par L. Motz, New York Academy of Sciences (1977) 185.
- [36] J. Gasser et H. Leutwyler, Phys. Rep. 87 (1982) 77.
- [37] N. H. Fuchs, H. Sazdjian et J. Stern, Phys. Lett. B269 (1991) 183.
- [38] J. Stern, H. Sazdjian et N. H. Fuchs, Phys. Rev. D47 (1993) 3814.
- [39] M. Knecht et J. Stern, "Generalized Chiral Perturbation Theory", dans [56] ;
M. Knecht, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) B 39 (1995) 249.
- [40] S. Weinberg, Physica A 96 (1979) 327.
- [41] J. Gasser et H. Leutwyler, Phys. Lett. B125 (1983) 321, 325 ; Ann. Phys. 158 (1984) 142.
- [42] J. Gasser et H. Leutwyler, Nucl. Phys. B250 (1985) 465.
- [43] N. H. Fuchs, H. Sazdjian et J. Stern, Phys. Lett. B238 (1990) 380.
- [44] C. A. Dominguez, Riv. Nuovo Cim. 8 (1985) 1.
- [45] R. Dashen et M. Weinstein, Phys. Rev. 188 (1969) 2330.
- [46] G. K. Atkin, B. Di Claudio, G. Violini et N. M. Queen, Phys. Lett. B95 (1980) 447.
A. D. Martin, Nucl. Phys. B179 (1981) 33.
J. Antolin, Phys. Rev. D35 (1987) 122; Phys. Rev. D43 (1991) 1532; J. Math. Phys. 31 (1990) 791.
- [47] T. O. E. Ericson et al., Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 1046.
- [48] R. Koch et E. Pietarinen, Nucl. Phys. A336 (1980) 331.
- [49] F. G. Markopoulo-Kalamara et D. V. Bugg, Phys. Lett. B318 (1993) 565.

- [50] R. Arndt et al., Phys. Rev. C49 (1994) 2729.
- [51] F. Bradamante et al., Phys. Lett. B343 (1995) 431.
- [52] P. M. Gensini, "Low Energy Kaon-Nucleon Interactions and Scattering at DAΦNE", dans [56].
- [53] R.G.E. Timmermans et al., Phys. Lett. B257 (1991) 227; Nucl. Phys. A585 (1995) 143c.
- [54] J. Stern, H. Sazdjian and N.H. Fuchs, Phys. Rev. D47 (1993) 3814 ;
M. Knecht, B. Moussallam, J. Stern, et N. H. Fuchs, Nucl. Phys. B457 (1995) 513 ;
M. Knecht, B. Moussallam, J. Stern, et N. H. Fuchs, Nucl. Phys. B471 (1996) 445.
- [55] J. Stern, dans Proceedings of the *Workshop on Physics and Detectors for DaΦne '95*, R. Baldini, F. Bossi, G. Capon and G. Pancheri Eds., Frascati Physics Series vol. IV, INFN-LNF SIS-Ufficio Pubblicazioni, 1995, et hep-ph/9510318;
M.R. Pennington, dans *DAPHCE Workshop on Hadron Dynamics with the New DaΦne and TJNAF Facilities*, Frascati (1996), Nucl. Phys. A 623 (1997) 189c;
H. Leutwyler, dans *DAPHCE Workshop on Hadron Dynamics with the New DaΦne and TJNAF Facilities*, Frascati (1996), Nucl. Phys. A 623 (1997) 169c.
- [56] "The Second DAΦNE Physics Handbook", édité par L. Maiani, G. Pancheri et N. Paver, publication INFN-LNF (1995).
- [57] Voir, par exemple, la contribution de J. Lowe dans *Chiral Dynamics: Theory and Experiment*, eds. A.M Bernstein, D. Drechsel and T. Walcher, Springer-Verlag, 1998, Lecture Notes in Physics 513, p. 375.
- [58] B. Adeva et al., pré-tirage CERN/SPSLC 95-1, décembre 1994.
- [59] H. Leutwyler, dans *Proceedings of the XXVth Conference on High Energy Physics*, Dallas, Am. Inst. Phys., 1993 (édité par J. R. Sanford).
H. Leutwyler, dans *Proceedings of the Hadron94 Workshop*, Granado (Brésil), 1994 ; hep-ph/9406283.
U.-G. Meißner, Rep. Prog. Phys. 56 (1993) 903.
M. Knecht and J. Stern, Generalized Chiral perturbation Theory, dans [56].
V. Bernard, N. Kaiser et U.-G. Meißner, Int. J. Mod. Phys. E4 (1995) 193.
G. Ecker, Prog. Part. Nucl. Phys. 35 (1995) 1.
J. Stern, "Two alternatives of spontaneous chiral symmetry breaking in QCD", preprint IPNO-TH-97-41, et hep-ph/9801282.
J. Stern, "Light Quark masses and Condensates in QCD", dans *Chiral Dynamics:*

Theory and Experiment, eds. A.M Bernstein, D. Drechsel and T. Walcher, Springer-Verlag, 1998, Lecture Notes in Physics 513.



QCD et le confinement

P.A.M. GUICHON

*DAPNIA - SPhN
CEA Saclay
F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex*

Abstract

Ce cours est une introduction à la Chromodynamique Quantique et aux calculs non perturbatifs sur réseau. Son objectif principal est de donner au lecteur le moyen de comprendre l'intense activité qui règne dans ce domaine. Après lecture de ce cours on doit être (presque) capable de calculer le potentiel quark antiquark statique, et donc d'interpréter le phénomène de confinement à partir de la théorie fondamentale des interactions fortes.

1 Introduction

La chromodynamique quantique (QCD) est la théorie de l'interaction forte. En raison de son caractère asymptotiquement libre, ses prédictions perturbatives ont pu être testées aux plus hautes énergies accessibles. La constante de couplage renormalisée dépend de l'échelle d'énergie et tend vers zéro lorsque celle-ci augmente. Dans une réaction quelconque, même à très haute énergie, il y a toujours des échanges "mous" qui interdisent un développement perturbatif, mais les théorèmes de factorisation[1] permettent, dans certaines conditions cinématiques, de décomposer l'amplitude en une partie non perturbative¹ et une partie calculable perturbativement. C'est sur cette dernière que portent les tests expérimentaux.

La partie non perturbative a son origine dans le confinement. Quelle que soit la réaction, l'état initial ou final contient des hadrons physiques dans lesquels sont confinés les quarks et les gluons, ce qui ne peut être décrit dans le cadre perturbatif.

Pour le physicien nucléaire, le confinement, et plus généralement les phénomènes non perturbatifs, sont les aspects les plus importants de QCD. En effet les noyaux sont, en moyenne, constitués de quasi-particules qui ont les nombres quantiques des nucléons. L'intervention de QCD dans la dynamique nucléaire est donc essentiellement dans les phénomènes non perturbatifs qui construisent les hadrons à partir des quarks et des gluons.

Cela ne veut pas dire qu'une description effective qui ignore complètement la sous-structure des hadrons soit satisfaisante car la distance moyenne entre nucléons, à la densité normale de la matière nucléaire, n'est guère plus que deux fois le rayon du nucléon mesuré en diffusion d'électrons. Cette remarque naïve a conduit à bien des spéculations sur le rôle direct des quarks dans la dynamique nucléaire, mais aucun des effets exotiques prédits n'a été observé. Ce "multi-quark fiasco"[2] est dû à l'utilisation injustifiée de modèles de quark rustiques, suffisants pour un nucléon isolé, mais incapables de prédire correctement ce qui se passe lorsque deux nucléons se rapprochent. En fait si, on veut comprendre le rôle de QCD dans la physique nucléaire, il faut d'abord comprendre les phénomènes non perturbatifs, et le confinement est en tête de liste.

Si on explore la littérature sur le sujet, on réalise qu'il existe des pistes intéressantes. Par exemple la plus en vogue[3] est la condensation des monopoles magnétiques qui, par un effet Meissner dual, conduit à la formation de tubes de flux qui confinent les quarks. Cependant aucune de ces idées n'est vraiment déduite de QCD. Il s'agit d'hypothèses et la principale activité dans ce domaine est d'analyser les calculs sur réseau pour voir si l'idée en question permet de comprendre, "en gros", ce qui domine dans le calcul non perturbatif.

La première chose à faire est donc de comprendre ce qu'est un calcul sur réseau et c'est l'objectif principal de ce cours. C'est un sujet en pleine évolution, et pas seulement à cause de l'augmentation de la puissance de calcul. En fait les progrès les plus spectaculaires sont dus à des travaux purement théoriques[4] qui permettent, à précision égale, d'utiliser une maille de réseau plus grande. Ce sont aussi des développements théoriques[5], hérités des théories super-symétriques, qui donnent l'espoir que l'on pourra bientôt traiter correctement les quarks légers.

L'idée de ce cours n'est pas de faire une revue de l'état de l'art des calculs sur réseau. Il existe des revues récentes sur ce sujet[6, 7]. L'objectif est plutôt qu'à la fin de ce cours le lecteur se sente capable d'effectuer lui-même un calcul. Pour cela il faut viser un objectif assez simple et le choix naturel est le calcul de l'énergie potentielle entre deux quarks statiques. Cela permet d'évacuer le problème pas vraiment résolu des quarks légers tout en gardant l'essentiel,

¹C'est la cas, par exemple, des distributions de partons.

c'est-à-dire le confinement.

Nous commencerons par rappeler comment on dérive le Lagrangien de QCD à partir du principe d'invariance de jauge locale. Nous passerons ensuite à la quantification canonique en insistant sur les difficultés particulières liées à l'invariance de jauge. La loi de Gauss, qui est une contrainte que doivent vérifier les états physiques, sera étudiée en détail. Nous expliquerons ensuite comment satisfaire cette contrainte avec les matrices de lien et les boucles. L'étape suivante sera la régularisation de la théorie par le réseau. L'obligation physique de la régularisation sera commentée et on montrera comment les lois d'échelle permettent de contrôler que le résultat d'un calcul de QCD a un sens quand la maille du réseau tend vers zéro. Pour aller plus loin nous aurons besoin d'introduire la matrice de transfert et sa représentation fonctionnelle. C'est l'outil de base pour les calculs non perturbatifs et nous verrons qu'il est opérationnel quand la théorie est formulée sur le réseau. Nous combinerons enfin l'ensemble des concepts en calculant le potentiel quark-antiquark. L'appendice contient un résumé des notations et conventions ainsi que quelques rappels mathématiques.

2 Rappels sur QCD

2.1 Généralités

Commençons par préciser les degrés de liberté. Il y a 6 saveurs possibles: up, down, strange, charm, bottom et top. On les distingue par un indice de saveur ($i, j, \dots = 1, \dots, 6$). Pour chaque saveur il y a $N_c = 3$ couleurs qui seront indexées par ($m, n, \dots = 1, \dots, N_c$). La plupart du temps on garde N_c arbitraire, ce qui permet de traiter des cas plus simples ($N_c = 2$) ou limites ($N_c \rightarrow \infty$). Finalement, pour chaque saveur et chaque couleur, il y a deux degrés de liberté d'hélicité et deux degrés de liberté de charge dont l'ensemble est décrit par un spineur de Dirac d'indice ($\alpha, \beta, \dots = 1, \dots, 4$). Le champ de quark est donc de la forme

$$q_\alpha^{i,m}(x), \quad i = 1, \dots, 6; \quad m = 1, \dots, N_c; \quad \alpha = 1, \dots, 4.$$

En l'absence d'interaction, il satisfait l'équation de Dirac libre, que nous écrivons pour la dernière fois avec tous les indices (i et m sont fixés)

$$i \sum_{\beta, \mu} \gamma_{\alpha\beta}^\mu \partial_\mu q_\beta^{i,m}(x) - M_i q_\alpha^{i,m}(x) = i \gamma \cdot \partial q^{i,m}(x) - M_i q^{i,m}(x) = 0. \quad (1)$$

Dorénavant les indices de Dirac ne seront plus apparents et le plus souvent nous utiliserons la convention de sommation sur les indices répétés, sauf s'il y a une ambiguïté. Les masses M_i ne dépendent que de la saveur. Les symétries approchées (symétrie de saveur ou symétrie chirale) qui existent lorsque l'on peut considérer les masses comme égales ou négligeables sont expliquées, avec leur conséquences, dans le cours de M.Knetch. Dans la suite de ce cours, qui traite du confinement, la saveur ne joue aucun rôle. On va donc considérer le cas d'une seule saveur et l'indice i sera supprimé.

Une transformation de jauge (de couleur) globale est définie par la substitution

$$q^m(x) \rightarrow \sum_n g^{mn} q^n(x), \quad (2)$$

ou de façon compacte

$$q(x) \rightarrow gq(x). \quad (3)$$

Dans l'équation (3) g est une matrice du groupe $SU(N_c)$ dont quelques propriétés utiles sont rappelées dans l'appendice. Lorsque g dépend du point x , c'est-à-dire

$$q(x) \rightarrow g(x)q(x), \quad (4)$$

la transformation de jauge est dite locale (TJL).

On construit la chromodynamique quantique en imposant qu'elle soit invariante sous les transformations de jauge locales. Cela revient à dire qu'en chaque point de l'espace temps, on peut choisir arbitrairement le repère de couleur. Le prix à payer est l'introduction d'un autre champ, dont le quanta est le gluon, qui transmet l'information d'un point à un autre.

Ce principe de jauge, c'est-à-dire la promotion d'une symétrie globale exacte en une symétrie locale, est à la base des théories de champs modernes. Il n'y a pas actuellement de justification théorique si ce n'est que la méthode est élégante et produit des théories qui marchent. Dans le cadre de certaines théories unifiées on pense que ce principe est une relique à basse énergie des dimensions qui ont été compactifiées pour retomber sur un espace-temps à 4 dimensions.

2.2 Lagrangien de QCD

Pour construire QCD on part du fait que l'équation de Dirac n'est pas invariante sous une TJL. En effet

$$i\gamma.\partial q - Mq = 0 \rightarrow i\gamma.\partial(gq) - M(gq) = g(i\gamma.\partial q - Mq) + i\gamma.(\partial g)q = i\gamma.(\partial g)q \neq 0. \quad (5)$$

Donc l'équation transformée n'est satisfaite que si g est une constante. Le problème vient de ce que

$$\partial_\mu q \rightarrow g\partial_\mu q + (\partial_\mu g)q, \quad (6)$$

c'est-à-dire que $\partial_\mu q$ ne se transforme pas comme q .

Pour y remédier définissons la dérivée covariante

$$D_\mu = \partial_\mu + iA_\mu, \quad (7)$$

où A_μ est le champ de jauge, qu'on appelle parfois potentiel. Dans une théorie non Abélienne, A_μ est une matrice et il est implicite que ∂_μ est multiplié par la matrice unité. Déterminons la loi de transformation $A_\mu \rightarrow A'_\mu$ pour que $D_\mu q$ se transforme comme q . On a

$$D_\mu q \rightarrow g\partial_\mu q + (\partial_\mu g)q + iA'_\mu gq = gD_\mu q - giA_\mu q + (\partial_\mu g)q + iA'_\mu gq. \quad (8)$$

Si les trois derniers termes de l'équation (8) se compensent, on aura la propriété recherchée. Il faut donc

$$A'_\mu = gA_\mu g^{-1} + i(\partial_\mu g)g^{-1} = g(A_\mu - i\partial_\mu)g^{-1}, \quad (9)$$

où on a utilisé la relation $\partial_\mu(gg^{-1}) = 0$.

L'équation de Dirac modifiée

$$i\gamma.Dq - Mq = 0, \quad (10)$$

est alors invariante sous les TJL simultanées

$$\begin{aligned} q &\rightarrow gq, \\ A &\rightarrow g(A - i\partial)g^{-1}. \end{aligned}$$

Puisque g est une matrice unitaire, la combinaison $ig\partial g^{-1}$ est une matrice hermitique. Pour être compatible avec la loi de transformation (9) on impose au champ A d'avoir la même propriété et on le développe sur les générateurs de l'algèbre de Lie du groupe ($T_\alpha, \alpha = 1, N_c^2 - 1$, voir l'appendice pour les détails)

$$A_\mu = \sum_\alpha A_\mu^\alpha T_\alpha. \quad (11)$$

Le champ de jauge est donc spécifié par la donnée de $(N_c^2 - 1)$ champs réels indépendants $A_\mu^\alpha(x)$ dont les quanta sont les gluons. Notons que la position (en haut ou en bas) de l'indice α est sans importance, *contrairement aux indices de Lorentz*.

Reste à trouver les équations qui déterminent les champs A_μ , c'est-à-dire l'analogie des équations de Maxwell. Elles doivent bien sûr être invariantes sous une TJJ et le plus simple est de les dériver comme équations d'Euler-Lagrange d'une action invariante de jauge. Considérons le tenseur antisymétrique

$$F^{\mu\nu} = \sum_\alpha F_\alpha^{\mu\nu} T_\alpha = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu + i[A^\mu, A^\nu], \quad (12)$$

où le dernier terme est le commutateur matriciel. On vérifie facilement que, dans une TJJ définie par (9), on a

$$F^{\mu\nu} \rightarrow g F^{\mu\nu} g^{-1}, \quad (13)$$

et donc la quantité

$$Tr(F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}) \quad (14)$$

est invariante de Lorentz et invariante de jauge par la propriété de la trace. L'action la plus simple que l'on puisse construire est

$$S(A, \bar{q}, q) = \int d^4x \left(-\frac{1}{2g_{QCD}^2} Tr(F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}) + i\bar{q}\gamma.D(A)q - M\bar{q}q \right), \quad (15)$$

où la sommation sur les indices de couleur des quarks est sous entendue. Le coefficient devant la trace dépend des unités et de la normalisation du champ de jauge et le signe est choisi pour avoir une densité d'énergie positive. Si on fait le changement d'échelle $A \rightarrow g_{QCD}A$ on retrouve une définition souvent utilisée de l'action de QCD. Le choix de l'équation (15) permet de minimiser le nombre de fois où g_{QCD} apparaît dans les équations.

Il est clair que l'équation d'Euler-Lagrange de $S(A, \bar{q}, q)$ par rapport au champ de quark est bien l'équation de Dirac invariante de jauge (10). Pour trouver celles que vérifie le champ de jauge il faut d'abord exprimer $S(A, \bar{q}, q)$ en fonction des champs indépendants $A_\mu^\alpha(x)$. On obtient alors l'ensemble d'équations couplées

$$i\gamma.\partial q - Mq = A.\gamma q, \quad (16)$$

$$\partial_\mu F_\alpha^{\mu\nu} = g_{QCD}^2 \bar{q}\gamma^\nu T_\alpha q - f_{\alpha\beta\gamma} F_\beta^{\mu\nu} A_{\gamma\mu}. \quad (17)$$

Notons que les facteurs $A.\gamma$ ou $\gamma^\nu T_\alpha$ agissent à la fois sur l'indice de Dirac et sur l'indice de couleur.

Si on compare avec l'électrodynamique, l'équation (16) est l'équivalent de l'équation du mouvement en présence de la force de Lorentz tandis que l'équation (17) donne la loi de Gauss ($\nu = 0$) et la loi de Biot et Savart ($\nu = 1, 2, 3$). On voit bien dans le second membre de l'équation (17) que les gluons contribuent au courant de couleur. Les deux autres équations de Maxwell sont implicites dans la définition (12) de $F^{\mu\nu}$.

3 Quantification canonique

3.1 Système discret

Commençons par le cas le plus simple, c'est-à-dire un système à un degré de liberté, noté $q(t)$, dont le Lagrangien est

$$L(q, \dot{q}) = \frac{1}{2}m\dot{q}^2 - V(q). \quad (18)$$

On suppose que le système est isolé, donc que L ne dépend du temps qu'à travers les coordonnées. Le moment conjugué de q est $p = \partial L / \partial \dot{q} = m\dot{q}$. On construit le Hamiltonien

$$H(p, q) = p\dot{q} - L = \frac{p^2}{2m} + V(q), \quad (19)$$

et on élève les variables conjuguées (p, q) au rang d'opérateurs, que l'on note (\hat{p}, \hat{q}) . On postule alors les relations de commutation canoniques à temps égal ($\hbar = 1$)

$$[\hat{p}(t), \hat{q}(t)] = -i. \quad (20)$$

L'état d'un système quantique est décrit par un vecteur $|\psi(t)\rangle$ dont l'évolution temporelle est donnée par l'équation de Schrödinger

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = H(\hat{p}, \hat{q}) |\psi(t)\rangle.$$

Comme le Hamiltonien est indépendant du temps, les arguments, \hat{p} et \hat{q} , de H peuvent être évalués à $t = 0$, ce qui sera sous-entendu par la suite. Il est souvent commode d'utiliser une représentation où \hat{q} est diagonal au temps $t = 0$

$$\hat{q}|q\rangle = q|q\rangle \quad (21)$$

$$\langle q|q'\rangle = \delta(q - q'). \quad (22)$$

Dans cette représentation on a

$$\langle q|\hat{p}|\psi(t)\rangle = -i \frac{\partial}{\partial q} \psi(q, t) \quad (23)$$

où l'on a défini la fonction d'onde en représentation q : $\langle q|\psi(t)\rangle = \psi(q, t)$. Le problème se ramène alors à résoudre une équation différentielle

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi(q, t) = \left(-\frac{1}{2m} \frac{\partial^2}{\partial q^2} + V(q) \right) \psi(q, t). \quad (24)$$

Pour un système à N degrés de liberté la transposition est évidente. Partant du Lagrangien $L(q_1, \dot{q}_1, \dots, q_N, \dot{q}_N)$ on définit les moments conjugués $p_i = \partial L / \partial \dot{q}_i$, on construit le Hamiltonien $H(q_1, p_1, \dots, q_N, p_N)$ et on impose les relations de commutation $[\hat{p}_i(t), \hat{q}_j(t)] = -i\delta_{ij}$. En représentation q le système est décrit par une fonction d'onde $\psi(q_1, \dots, q_N, t)$ qui satisfait l'équation de Schrödinger.

3.2 Théorie de champs

Dans une théorie de champs, les N coordonnées $(q_1(t), q_2(t), \dots, q_N(t))$ sont remplacées par une fonction $\phi(\vec{x}, t)$. Imaginons que l'on a discrétisé l'espace avec un réseau cubique de maille a et dont on note les sites \vec{X}_i . On peut définir les coordonnées

$$\phi(\vec{X}_i, t) = \frac{1}{a^3} \int_a d\vec{x} \phi(\vec{x}, t), \quad (25)$$

et $\phi(\vec{x}, t)$ peut être considéré comme la limite lorsque a tend vers zéro de l'ensemble des coordonnées $\phi(\vec{X}_i, t)$. On peut donc transposer les concepts du cas discret. Par exemple l'état du système dans la représentation où l'opérateur $\hat{\phi}(\vec{X}_i, t = 0)$ est diagonal

$$\hat{\phi}(\vec{X}_i, t = 0)|\phi_i \rangle = \phi_i |\phi_i \rangle, \quad (26)$$

sera décrit par une fonction d'onde

$$\Psi(\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_N; t), \quad (27)$$

dont l'évolution temporelle sera donnée par une équation de Schrödinger

$$i \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\phi_1, \dots, \phi_N; t) = H(\phi_1, \dots, \phi_N; \hat{\Pi}_1, \dots, \hat{\Pi}_N) \Psi(\phi_1, \dots, \phi_N; t), \quad (28)$$

avec dans cette représentation

$$\hat{\Pi}_i = -i \frac{\partial}{\partial \phi_i}. \quad (29)$$

Puisque l'évolution temporelle est entièrement fixée par le Hamiltonien, il suffit de donner la fonction d'onde à $t = 0$, ce qui sera souvent sous entendu. Dans la suite, pour simplifier les équations, nous utiliserons la notation continue qui est plus compacte que la notation discrétisée. Nous noterons

$$\Psi(\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_N) = \Psi[\phi(\vec{x})] \quad (30)$$

la fonction d'onde dans la représentation où l'opérateur $\hat{\phi}(\vec{x})$ est diagonal

$$\hat{\phi}(\vec{x})|\phi(\vec{x}) \rangle = \phi(\vec{x})|\phi(\vec{x}) \rangle, \quad (31)$$

et

$$\hat{\Pi}(\vec{x}) = -i \frac{\delta}{\delta \phi(\vec{x})}. \quad (32)$$

etc... On gardera à l'esprit que les manipulations formelles avec les opérations fonctionnelles sont en fait justifiées par la discrétisation.

3.3 QCD

Essayons maintenant d'appliquer ces notions à QCD. On sait que les théories de jauge posent des difficultés spéciales parce que certaines variables ne sont pas indépendantes. La méthode générale pour quantifier de tels systèmes a été élaborée par Dirac[8] mais elle est un peu lourde à mettre en oeuvre. Nous nous contenterons d'une approche plus intuitive qui conduit au résultat correct.

D'après l'équation (15) le Lagrangien de QCD est, après évaluation de la trace

$$L(A, \bar{q}, q) = \int d\vec{x} \mathcal{L} = \int d\vec{x} \left(-\frac{1}{4g_{QCD}^2} F_{\alpha}^{\mu\nu} F_{\mu\nu}^{\alpha} + i\bar{q}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}q - A_{\alpha}^{\mu}\bar{q}\gamma_{\mu}T_{\alpha}q - M\bar{q}q \right). \quad (33)$$

Notons Π_{μ}^{α} et $\Pi(q)$ les moments conjugués de A_{α}^{μ} et q . Par définition

$$\Pi(q) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_0 q} = iq^{\dagger} \quad (34)$$

$$\Pi_{\mu}^{\alpha} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial^{\mu} A_{\alpha}^{\mu}} = -\frac{1}{g_{QCD}^2} F_{\mu 0}^{\alpha} \quad (35)$$

et un peu d'algèbre conduit au Hamiltonien

$$H = \int d\vec{x} \left(\frac{g_{QCD}^2}{2} \vec{\Pi}_{\alpha} \cdot \vec{\Pi}_{\alpha} + \frac{1}{2g_{QCD}^2} \vec{B}_{\alpha} \cdot \vec{B}_{\alpha} + h_q - \bar{q}\vec{\gamma} \cdot \vec{A}_{\alpha} T_{\alpha} q - A_{\alpha}^0 G_{\alpha} \right) \quad (36)$$

où l'on a défini le champ magnétique

$$B_{\alpha}^1 = F_{\alpha}^{23}, B_{\alpha}^2 = F_{\alpha}^{31}, B_{\alpha}^3 = F_{\alpha}^{12},$$

le Hamiltonien du quark libre

$$\int d\vec{x} h_q = \int d\vec{x} \left(-i\bar{q}\vec{\gamma} \cdot \vec{\nabla} q + M\bar{q}q \right), \quad (37)$$

et l'opérateur de Gauss

$$G_{\alpha} = \vec{\nabla} \cdot \vec{\Pi}_{\alpha} - f_{\alpha\beta\gamma} \vec{\Pi}_{\beta} \cdot \vec{A}_{\gamma} - q^{\dagger} T_{\alpha} q \quad (38)$$

qui va être important dans la discussion sur le confinement.

3.3.1 Quarks

Pour les quarks, la définition (34) conduit à postuler les relations d'anticommutation²

$$\{q_{\alpha}^{\dagger}(\vec{x}, t), q_{\alpha'}(\vec{x}', t)\} = \delta_{\alpha, \alpha'} \delta(\vec{x} - \vec{x}'). \quad (39)$$

afin de respecter l'antisymétrie par rapport à l'échange de deux quarks. Evidemment, puisque l'opérateur q n'est pas normal³, il ne peut pas être diagonalisé. Il n'y a donc pas de représentation diagonale et on sait qu'il faut utiliser la représentation en nombre d'occupation. C'est ce que nous ferons dans le calcul pratique, mais pour alléger la discussion de la section suivante nous utiliserons une notation pas très rigoureuse où q sera traité comme si il admettait une représentation diagonale.⁴

En pratique nous allons considérer les quarks comme des sources de couleur externes, ce qui revient à supposer qu'ils sont infiniment lourds. Il est clair que pour étudier le spectre des hadrons légers ou bien la symétrie chirale, cette approximation est insuffisante. Mais il y a un

²On restore provisoirement l'indice de spineur en espérant qu'il n'y a pas confusion avec l'indice de couleur α !

³Il ne commute pas avec son hermitique conjugué.

⁴En fait le caractère fermionique des quarks ne joue pas de rôle dans ce cours. On aurait aussi bien pu prendre des bosons comme champs de matière.

consensus (quasi-) général⁵ en faveur du fait que le confinement ne dépend pas de l'existence des quarks légers. En outre il n'y a pas pour l'instant de formulation satisfaisante de QCD non perturbatif avec des quarks légers.

Dans la limite $M \rightarrow \infty$ on peut négliger les termes $\gamma \cdot \vec{\nabla}$ et $\bar{q} \vec{\gamma} \cdot \vec{A}_\alpha T_\alpha q$ car ils sont d'ordre $1/M$ et la contribution des quarks au Hamiltonien se réduit à M multiplié par le nombre de quarks.

3.3.2 Gluons

Pour les gluons, un problème apparaît quand on considère la définition du moment conjugué Π_μ^α . En effet, en raison de l'antisymétrie de $F_{\mu\nu}$ on a

$$\Pi_0^\alpha \equiv 0, \quad \forall t. \quad (40)$$

Si on élève Π_μ^α et A_μ^α au rang d'opérateurs et qu'on impose les relations de commutation

$$[\hat{\Pi}_\mu^\alpha(\vec{x}, t), \hat{A}_\nu^\beta(\vec{x}', t)] = -i\delta_{\alpha\beta}\eta_{\mu\nu}\delta(\vec{x} - \vec{x}') \quad (41)$$

alors, d'après l'expression (36), on a

$$[H, \hat{\Pi}_0^\alpha(\vec{x}, t)] = -iG^\alpha(\vec{x}, t). \quad (42)$$

Si Π_0^α doit être nul quelque soit t , comme l'impose l'équation (40), il faut qu'il soit une constante du mouvement et donc il doit commuter avec H . D'après (42) ceci n'est possible que si on l'a aussi

$$G^\alpha(\vec{x}, t) = 0, \quad \forall t \quad (43)$$

c'est-à-dire si la loi de Gauss est satisfaite. Cependant il est facile de vérifier que

$$[H, G^\alpha(\vec{x}, t)] = 0, \quad (44)$$

ce qui montre que si la loi de Gauss est satisfaite à $t = 0$, elle le sera à tout t , et à cause de l'équation (42), ce sera vrai aussi pour la condition $\Pi_0^\alpha = 0$.

Le fait que les deux conditions n'ont à être imposées qu'au temps $t = 0$ rappelle le problème des conditions initiales en mécanique classique. En mécanique quantique les conditions initiales sont remplacées par la donnée d'un vecteur d'état (la fonction d'onde). L'interprétation correcte est donc que les seuls états admissibles, ou physiques, sont ceux qui vérifient, à $t = 0$, les deux contraintes

$$\hat{\Pi}_0^\alpha(\vec{x}, 0)|\text{Physique}\rangle = 0, \quad (45)$$

$$G^\alpha(\vec{x}, 0)|\text{Physique}\rangle = 0. \quad (46)$$

Remarquons que de telles contraintes sur les états sont compatibles car

$$[\hat{\Pi}_0^\alpha(\vec{x}, 0), G^\alpha(\vec{y}, 0)] = 0, \quad (47)$$

$$[G^\alpha(\vec{x}, 0), G^\beta(\vec{y}, 0)] = i\delta(\vec{x} - \vec{y})f_{\alpha\beta\gamma}G^\gamma(\vec{x}, 0). \quad (48)$$

Dans ce sous-espace le Hamiltonien se simplifie

⁵Voir cependant la ref.[9].

$$H = \int d\vec{x} \left(\frac{g_{QCD}^2}{2} \vec{\Pi}_\alpha \cdot \vec{\Pi}_\alpha + \frac{1}{2g_{QCD}^2} \vec{B}_\alpha \cdot \vec{B}_\alpha + h_q - \bar{q}\vec{\gamma} \cdot \vec{A}_\alpha T_\alpha q \right), \quad (49)$$

ou encore, dans la limite statique que nous considérons désormais

$$H = nM + \int d\vec{x} \left(\frac{g_{QCD}^2}{2} \vec{\Pi}_\alpha \cdot \vec{\Pi}_\alpha + \frac{1}{2g_{QCD}^2} \vec{B}_\alpha \cdot \vec{B}_\alpha \right). \quad (50)$$

La première contrainte (45) est facile à satisfaire. Dans la représentation où $\hat{A}_\mu^\alpha(\vec{x}, t=0)$ est diagonal, avec valeur propre $A_\mu^\alpha(\vec{x})$, $\vec{\Pi}_0^\alpha$ est proportionnel à la dérivée par rapport à A_0^α . Il suffit donc que la fonction d'onde ne dépende que des composantes spatiales A_i^α .

La seconde contrainte (46), la loi de Gauss, est beaucoup moins triviale et pour se persuader de son importance, remarquons que dans le Hamiltonien statique il n'y a plus de couplage entre les quarks et les gluons. Si confinement il y a, il provient certainement de la réalisation de la loi de Gauss.

4 L'espace des boucles

4.1 Forme intégrale de la loi de Gauss

Pour construire l'espace des états qui satisfont la contrainte (46) et dans lequel on doit diagonaliser le Hamiltonien (50), il est commode de remplacer l'équation différentielle (46) par sa forme intégrale.⁶ Pour cela, considérons une matrice $\omega(\vec{x}) = \omega^\alpha(\vec{x})T_\alpha$ fonction du point \vec{x} et construisons l'opérateur

$$Q(\omega) = - \int d\vec{x} \left[\vec{\Pi}_\alpha \cdot \left(\vec{\nabla} \omega^\alpha + f^{\alpha\beta\gamma} \vec{A}_\beta \omega_\gamma \right) + q^\dagger T^\alpha q \omega_\alpha \right]. \quad (51)$$

Pour que cet opérateur existe, il faut

$$\omega^\alpha(\vec{x}) \rightarrow 0 \text{ quand } |\vec{x}| \rightarrow \infty, \quad (52)$$

car on ne peut pas faire d'hypothèses trop restrictives sur le comportement des champs à l'infini. Tout ce que l'on peut exiger, c'est que la densité d'énergie tende vers zéro assez vite pour que le Hamiltonien existe. D'après l'expression (50), on voit que cela implique seulement

$$|\Pi| < 1/|\vec{x}|^{3/2} \text{ quand } |\vec{x}| \rightarrow \infty, \quad (53)$$

ce qui n'est pas suffisant pour garantir l'existence de $Q(\omega)$ pour ω quelconque.

En utilisant les relations de commutation (39, 41) on démontre facilement l'égalité

$$\left[Q(\omega), \vec{A} \right]_{\text{op}} = \left[\omega, \vec{A} + i\vec{\nabla} \right] \quad (54)$$

⁶Dans la suite on ne spécifiera plus que les opérateurs sont évalués au temps $t=0$ et pour des raisons d'encombrement dans les notations on va omettre le chapeau qui servait à spécifier la nature opératorielle de l'objet.

où l'indice "op" précise qu'il s'agit du commutateur des opérateurs, alors qu'à droite de l'équation (54) il s'agit du commutateur matriciel et du commutateur du gradient avec la fonction⁷. En raisonnant par récurrence on obtient

$$\left[Q(\omega), \left[Q(\omega), \dots \left[Q(\omega), \vec{A} \right] \dots \right] \right]_{\text{op}} = \left[\omega, \left[\omega, \dots \left[\omega, \vec{A} + i\vec{\nabla} \right] \dots \right] \right]. \quad (55)$$

et si on applique la formule de Baker, Capbell, Hausdorff

$$e^A B e^{-A} = B + [A, B] + \dots + \frac{1}{n!} [A, [A, \dots [A, B] \dots]] + \dots$$

d'une part aux opérateurs $(Q(\omega), \vec{A})$, d'autre part aux matrices et à l'opérateur $\vec{\nabla}$, la relation (55) implique alors

$$e^{iQ(\omega)} \vec{A} e^{-iQ(\omega)} = g(\vec{A} + i\vec{\nabla}) g^{-1}, \quad \text{avec } g = e^{i\omega(\vec{x})},$$

ou encore, en terme de composantes de couleur

$$e^{iQ(\omega)} \vec{A}_\alpha e^{-iQ(\omega)} = 2Tr \left(T_\alpha \left(g T_\beta g^{-1} \vec{A}_\beta + i g \vec{\nabla} g^{-1} \right) \right). \quad (56)$$

Un raisonnement similaire conduit à

$$e^{iQ(\omega)} q e^{-iQ(\omega)} = g q.$$

L'opérateur $\exp(iQ(\omega))$ est donc une représentation de la transformation de jauge $g(\omega)$.

Retournons maintenant au problème initial, c'est-à-dire la réalisation de la loi de Gauss. En intégrant par partie l'expression (51) on voit que l'on a

$$Q(\omega) = \int d\vec{x} \omega_\alpha G^\alpha$$

le terme de surface étant nul puisque $\omega(\infty) = 0$. Donc la loi de Gauss (46) qui définit le sous-espace des états physiques est équivalente à

$$e^{iQ(\omega)} |\text{physique}\rangle = |\text{physique}\rangle,$$

ce qui revient à imposer que la fonction d'onde $\Psi^{\text{phys.}}(\vec{A}, q)$ vérifie

$$\Psi^{\text{phys.}} \left(g(\vec{A} + i\vec{\nabla}) g^{-1}, g q \right) = \Psi^{\text{phys.}} \left(\vec{A}, q \right). \quad (57)$$

pour toutes les transformations de jauge $g(\vec{x}) = \exp(i\omega(\vec{x}))$ qui tendent vers la matrice unité quand $|\vec{x}| \rightarrow \infty$.

Cette condition aux limites n'est pas importante dans les calculs pratiques sur réseau car les fonctions d'onde sont très localisées et donc insensibles au comportement à l'infini des transformations de jauge. Par contre elle joue un rôle important dans la formulation continue dans la limite d'un volume infini. En effet puisque tous les points à l'infini doivent donner la même valeur $g(\infty) = 1$, ils deviennent équivalents. On peut donc les identifier et l'espace \mathbb{R}^3 devient la sphère à trois dimensions S_3 . Les applications continues de S_3 dans $SU(N)$

⁷C'est le prix à payer pour avoir une notation compacte. En cas de doute on peut expliciter tous les indices.

peuvent être caractérisées par la classe d'homotopie[10] à laquelle elles appartiennent: deux applications sont dans la même classe si on peut les déformer continuellement l'une dans l'autre.

Par exemple, si on suppose que $\omega(\vec{x})$ est continue partout, alors la suite

$$\{e^{it\omega(\vec{x})}, t \in [0, 1]\}$$

interpole de façon continue entre 1 et $\exp(i\omega(\vec{x}))$. La classe d'homotopie de $g(\vec{x}) = \exp(i\omega(\vec{x}))$ est donc celle de l'identité. On dit aussi classe *triviale*.

Il est évident que si deux applications sont dans la même classe, elles diffèrent par un facteur multiplicatif qui est dans la classe triviale. Donc pour décrire toutes les applications continues de S_3 dans $SU(N)$ il suffit de considérer la classe triviale et un représentant dans les autres classes. L'ensemble des classes a une structure de groupe, dit groupe d'homotopie. Dans le cas $S_3 \rightarrow SU(N)$, il est isomorphe au groupe commutatif des entiers \mathbb{Z} et dans le cas particulier du groupe $SU(2)$ on a une représentation simple

$$\{\exp[2in\pi\hat{x}^\alpha T_\alpha f(|\vec{x}|)], n \text{ entier, } f \text{ continue, } f(0) = 1, f(\infty) = 0\}$$

Mis à part les condition aux bornes, f est quelconque. On voit que cela correspond au choix

$$\omega^\alpha(\vec{x}) = 2n\pi f(|\vec{x}|)\hat{x}^\alpha \quad (58)$$

qui, sauf pour $n = 0$, n'est pas une fonction continue puisque la limite $\vec{x} \rightarrow 0$ dépend du chemin suivi.

Si l'on revient sur la dérivation de la forme intégrale de la loi de Gauss, on voit qu'à aucun moment on n'a besoin d'imposer que $\omega(\vec{x})$ soit continue. Il faut seulement que l'opérateur $Q(\omega)$ existe, et que $g(\vec{x}) = \exp(i\omega(\vec{x}))$ soit continue, ce qui est vrai pour une fonction du type (58). Donc la loi de Gauss est équivalente à l'invariance de la fonction d'onde sous toutes les transformations de jauge continues, y compris celles qui ne sont pas homotopiques à l'identité.

Cependant il existe un autre point de vue qui, heureusement, conduit en pratique au même résultat. Il consiste à imposer que ω soit continue. Alors la fonction d'onde ne doit être invariante que sous les transformations de jauge triviales. Mais le Hamiltonien, lui, est invariant sous *toutes* les transformations de jauge. On a donc une symétrie et la fonction d'onde doit se transformer comme une représentation, qu'on peut choisir irréductible, du groupe de symétrie. Puisque la fonction d'onde est déjà invariante sous les transformations de jauge triviales, il suffit de considérer celles du groupe d'homotopie. Comme celui-ci est Abélien, ses représentations irréductibles sont de dimension un et de la forme

$$n \in \mathbb{Z} \rightarrow e^{in\theta}, \theta \in \mathbb{R}.$$

Dans cette optique la loi de Gauss s'écrirait donc

$$\Psi^{\text{phys.}} \left(g(\vec{A} + i\vec{\nabla})g^{-1}, gq \right) = e^{in\theta} \Psi^{\text{phys.}} \left(\vec{A}, q \right) \text{ si } g \in \text{classe } n.$$

Toutes les évidences phénoménologiques indiquent que le paramètre angulaire θ est très petit, et probablement nul. Si on accepte la valeur $\theta = 0$, on voit alors que l'on aboutit à la même interprétation de la loi de Gauss, c'est-à-dire l'invariance des états physiques sous toutes les transformations de jauge continues. C'est ce qui sera sous entendu par la suite.

4.2 Les matrices de lien

Le but du jeu est de construire des objets, fonction de \vec{A} et q qui soient invariants de jauge. Ils serviront à construire les fonctions d'onde physiques.

Soit une courbe \mathcal{C} dans l'espace qui joint les points \vec{a} , \vec{b} . Considérons un point \vec{x} appartenant à la courbe et définissons la matrice de lien $U(\vec{a}, \vec{x})$ par l'équation⁸

$$i\vec{v} \cdot \vec{\nabla} U(\vec{a}, \vec{x}) = U(\vec{a}, \vec{x}) \vec{A}(\vec{x}) \cdot \vec{v}, \quad U(\vec{a}, \vec{a}) = 1, \quad (59)$$

où \vec{v} est la tangente à la courbe au point \vec{x} et le gradient est par rapport à \vec{x} . Implicitement U dépend de \vec{A} et \mathcal{C} et la condition initiale $U(\vec{a}, \vec{a}) = 1$ ne s'applique évidemment qu'à une courbe de longueur nulle, par opposition à une courbe fermée. Formellement on a la solution

$$U(\vec{a}, \vec{x}) = P \exp \left(-i \int_{\mathcal{C}} \vec{A} \cdot d\vec{l} \right)$$

où l'intégrale curviligne est calculée le long de \mathcal{C} et où P désigne le produit ordonné. En pratique, cette expression n'est pas utilisable pour une courbe quelconque.

On démontre facilement que la quantité

$$X(\vec{a}, \vec{b}, \vec{x}) = U(\vec{a}, \vec{x}) U^\dagger(\vec{b}, \vec{x})$$

est en fait indépendante du point \vec{x} de la courbe. Pour le voir il suffit de multiplier l'équation (59) par $U^\dagger(\vec{b}, \vec{x})$ et de retrancher l'hermitique conjuguée de la même équation où on a permuté \vec{a} et \vec{b} . On en déduit

- $U(\vec{a}, \vec{x}) U^\dagger(\vec{a}, \vec{x}) = U(\vec{a}, \vec{a}) U^\dagger(\vec{a}, \vec{a}) = 1$, donc $U(\vec{a}, \vec{x})$ est unitaire.
- $U(\vec{a}, \vec{x}) U^\dagger(\vec{b}, \vec{x}) = U(\vec{a}, \vec{b}) U^\dagger(\vec{b}, \vec{b}) = U(\vec{a}, \vec{b})$.
- $U(\vec{b}, \vec{a}) = U(\vec{b}, \vec{x}) U^\dagger(\vec{a}, \vec{x}) = U^\dagger(\vec{a}, \vec{b})$.
- $U(\vec{a}, \vec{x}) U(\vec{x}, \vec{b}) = U(\vec{a}, \vec{b})$.

En pratique, c'est cette dernière propriété qui est utilisée pour calculer U . En effet il suffit de découper la courbe en segments $(\vec{x}_i, \vec{x}_i + d\vec{x}_i)$ suffisamment petits pour que \vec{A} soit constant et la solution est

$$U(\vec{x}_i, \vec{x}_i + d\vec{x}_i) = e^{-i\vec{A}(\vec{x}_i) \cdot d\vec{x}_i}. \quad (60)$$

Cherchons maintenant la transformée U_g de U quand \vec{A} est soumis à une transformation de jauge $\vec{A}(\vec{x}) \rightarrow \vec{A}_g = g \left(\vec{A} + i\vec{\nabla} \right) g^{-1}$. On voit facilement que si $U(\vec{a}, \vec{x})$ satisfait l'équation (59) alors

$$i\vec{v} \cdot \vec{\nabla} \left(U(\vec{a}, \vec{x}) g^{-1}(\vec{x}) \right) = U(\vec{a}, \vec{x}) g^{-1}(\vec{x}) \vec{A}_g(\vec{x}) \cdot \vec{v}.$$

Donc $U g^{-1}$ vérifie la même équation linéaire que U_g . Par conséquent on a

$$U_g(\vec{a}, \vec{x}) = K U(\vec{a}, \vec{x}) g^{-1}(\vec{x}),$$

⁸Attention, ici $\vec{A} = \vec{A}_\alpha T^\alpha$ et \vec{A}_α désigne évidemment la valeur propre de l'opérateur de champ. C'est une collection de nombres réels.

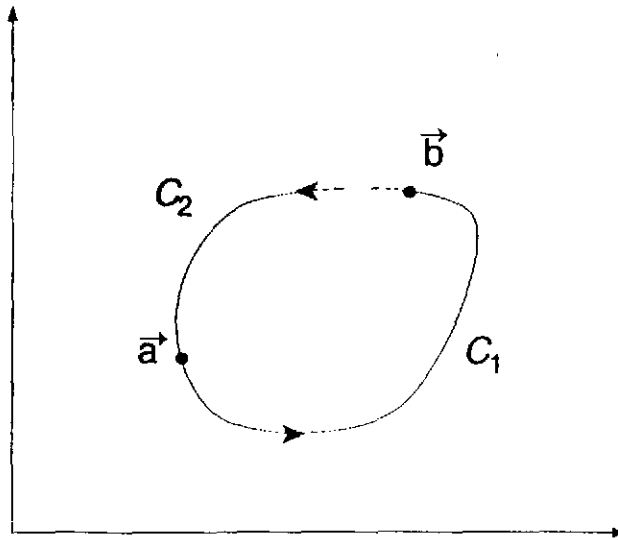


Figure 1:

et la condition $U_g(\vec{a}, \vec{a}) = U(\vec{a}, \vec{a}) = 1$ entraîne $K = g(\vec{a})$.

En résumé nous avons obtenu la propriété fondamentale des matrices de lien

$$U(\vec{a}, \vec{b}) \rightarrow g(\vec{a})U(\vec{a}, \vec{b})g^{-1}(\vec{b}) \text{ quand } \vec{A}(\vec{x}) \rightarrow g(\vec{x}) \left(\vec{A} + i\vec{\nabla} \right) g^{-1}(\vec{x}), \quad (61)$$

qui va nous permettre de construire des objets invariants de jauge, comme on le montre dans la suite de cette section.

On se souvient que la matrice de lien $U(\vec{a}, \vec{b})$ dépend de la courbe C qui relie \vec{a} et \vec{b} . Dans les paragraphes suivants nous devons le préciser en la notant $U(\vec{a}, C, \vec{b})$. Considérons une courbe orientée fermée C et deux points \vec{a} et \vec{b} sur cette courbe. Soit C_1 le premier segment de courbe qui va de \vec{a} à \vec{b} , et C_2 celui qui ferme la courbe (voir figure 1). On a

$$\begin{aligned} U(\vec{a}, C, \vec{a}) &= U(\vec{a}, C_1, \vec{b})U(\vec{b}, C_2, \vec{a}), \\ U(\vec{b}, C, \vec{b}) &= U(\vec{b}, C_2, \vec{a})U(\vec{a}, C_1, \vec{b}) \neq U(\vec{a}, C, \vec{a}), \end{aligned}$$

mais, en raison de la propriété de la trace, la variable de boucle définie par

$$L(C) = \text{Tr}(U(\vec{a}, C, \vec{a})) = \text{Tr}(U(\vec{b}, C, \vec{b}))$$

est indépendante du point choisi pour la calculer. Elle est aussi invariante de jauge puisque

$$L(C) = \text{Tr}(U(\vec{a}, C, \vec{a})) \rightarrow \text{Tr}(g(\vec{a})U(\vec{a}, C, \vec{a})g^{-1}(\vec{a})) = \text{Tr}(U(\vec{a}, C, \vec{a})) = L(C).$$

Les variables de boucle peuvent être calculée sur le réseau en utilisant la propriété

$$U(\vec{a}, \vec{x})U(\vec{x}, \vec{b}) = U(\vec{a}, \vec{b}),$$

et constituent la base de l'espace des états physiques sans quarks. Pour tenir compte de ces derniers il faut rajouter les liens ouverts avec un quark et un anti-quark à chaque bout. Par exemple si

$$|(\vec{a}, m), \overline{(\vec{b}, n)} >$$

est l'état qui décrit un quark statique en \vec{a} avec l'indice de couleur m et un antiquark en \vec{b} avec l'indice n , un état invariant de jauge sera

$$\sum_{m,n} U_{mn}(\vec{a}, \vec{b}) |(\vec{a}, m), \overline{(\vec{b}, n)} >$$

où U est la matrice de lien pour une courbe (quelconque) qui joint \vec{a} et \vec{b} .

5 Les lois d'échelle

5.1 Régularisation

Si, comme nous le supposons, l'effet dynamique des quarks n'a pas une influence qualitative sur le confinement, nous nous retrouvons avec une théorie qui n'a pas de paramètre dimensionné. Par conséquent toutes les observables dimensionnées vont être proportionnelles à une certaine puissance de la maille du réseau. Comme à la fin du calcul il faut faire $a \rightarrow 0$, il faut introduire une échelle d'énergie de façon consistante avec cette limite.

Notons tout d'abord que la régularisation introduite par l'équation (25) n'était jusqu'à présent qu'un artifice mathématique pour traiter une théorie de champ comme un système discret. En fait la régularisation est une nécessité physique de la quantification. En effet le concept de champ continu doit être considéré comme une idéalisation puisque, pour le mesurer avec une résolution parfaite, le principe d'incertitude nous dit qu'il faudrait une énergie infinie. Il faut donc incorporer cette limitation dans l'approche théorique et c'est le rôle de la régularisation.

Si la théorie a une limite lorsqu'on laisse tendre la résolution vers zéro, la façon de régulariser ne doit pas avoir d'importance pour les résultats physiques. Ici nous avons choisi la régularisation par le réseau parce qu'elle permet de satisfaire les contraintes de la loi de Gauss, c'est-à-dire l'invariance de jauge des états physiques. Ceci a une double importance.

- D'une part nous avons vu que dans la limite statique les quarks n'interagissent qu'à travers la loi de Gauss. Il faut donc la satisfaire correctement si on veut obtenir le potentiel de confinement.
- D'autre part la théorie de perturbation nous a enseigné que la renormalisation d'une théorie de jauge n'est possible que grâce à des compensations entre les divergences quadratiques des diagrammes de Feynman. Ces compensations ne se font que si le calcul respecte exactement l'invariance de jauge. Dans le cas non perturbatif on peut imaginer que quelque chose d'analogue se produit. Si le calcul (numérique) ne respecte pas exactement l'invariance de jauge, la renormalisation échouera en ce sens que la théorie n'aura pas de limite quand $a \rightarrow 0$.

Pour terminer cette discussion sur la régularisation, notons qu'elle a des conséquences observables qui sont confirmées par l'expérience. En effet le fait d'introduire une résolution brise certaines symétries du Lagrangien de départ. Lorsque la résolution tend vers zéro toutes ne sont pas restaurées. Ce sont les anomalies, un phénomène purement quantique mais bien tangible. Par exemple la désintégration $\pi_0 \rightarrow 2\gamma$ est correctement prédite par l'anomalie associée à la violation de la symétrie axiale isoscalaire[11].

5.2 Groupe de renormalisation

Dans cette section, comme il n'y a pas de risque de confusion entre la constante de couplage et la transformation de jauge, on note $g = g_{QCD}$. Au passage insistons sur le fait qu'il s'agit de la constante de couplage nue, qu'il ne faut pas confondre avec la constante de couplage renormalisée $g_R(Q^2)$ qui dépend d'une échelle d'énergie externe (cinématique).

Pour des raisons historiques on présente la renormalisation en considérant la limite $(1/a) = K \rightarrow \infty$, ce qui évidemment ne change pas le problème et pour simplifier la discussion nous allons considérer des observables qui ne dépendent pas d'une échelle d'énergie externe. C'est le cas pour la masse d'une particule, son rayon carré moyen, la tension de la corde, etc... C'est suffisant pour notre propos. On trouvera une discussion plus complète dans les références [12, 13, 14].

Supposons que, pour K et g donnés, on soit capable de calculer⁹, à partir du Hamiltonien de QCD, une observable de référence $O_R(K, g)$ dont la valeur expérimentale O_R^{exp} est connue. Si K est grand devant toutes les échelles d'énergie qui contrôlent la valeur de O_R^{exp} alors on doit avoir

$$O_R(K, g) = O_R^{exp},$$

ce qui constitue une équation implicite pour g

$$g = g(K, O_R^{exp}) = g(K),$$

car O_R^{exp} est un nombre fixé si nous gardons la même observable de référence.

On utilise ensuite cette valeur $g(K)$ pour calculer d'autres observables $O, O' \dots$ et si la théorie a un sens, alors $O(K, g(K))$ doit devenir indépendant de K lorsque $K \rightarrow \infty$. Ceci implique que toute observable doit, pour K assez grand, satisfaire l'équation du groupe de renormalisation

$$\frac{\partial O}{\partial K} + \frac{dg}{dK} \frac{\partial O}{\partial g} = 0. \quad (62)$$

On peut résoudre cette équation si on connaît la fonction de Callan-Zymanzik $\beta_{CZ}(g)$ définie par

$$\beta_{CZ}(g) = K \left[\frac{dg}{dK} \right]_{K=K(g)}, \quad (63)$$

où $K(g)$ est la fonction inverse de $g(K)$. En effet une observable qui ne dépend pas d'une échelle externe est, pour des raisons dimensionnelles, de la forme

$$O(K, g) = K^D \tilde{O}(g),$$

où D est la dimension de O ($D = 1$ pour une masse etc...). L'équation (62) s'écrit donc

$$D\tilde{O}(g) + \beta_{CZ}(g) \frac{d\tilde{O}}{dg} = 0,$$

dont la solution est

$$\tilde{O}(g) = \tilde{O}(g_0) \exp \left(- \int_{g_0}^g dz \frac{D}{\beta_{CZ}(z)} \right). \quad (64)$$

Dans l'équation (64) g et g_0 doivent correspondre à des valeurs de K grandes car c'est dans ces conditions que l'équation (62) doit être satisfaite. Donc on n'a besoin de $\beta_{CZ}(g)$ que dans cette région qu'il nous faut définir.

⁹Voir section 8.

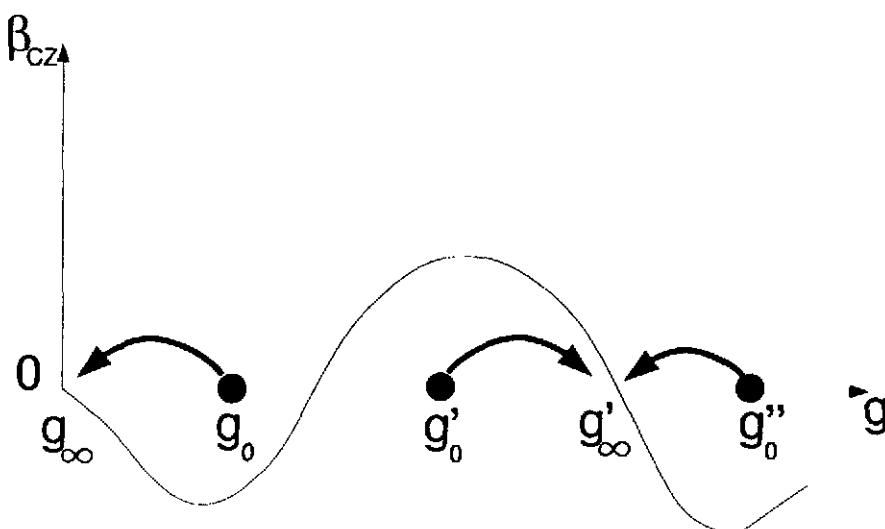


Figure 2:

Pour cela montrons d'abord que $g(K \rightarrow \infty)$ est solution de $\beta_{CZ}(g) = 0$. Si on pose $u = \ln(K)$, la définition (63) s'écrit

$$\frac{dg}{du} = \beta_{CZ}(g), \quad (65)$$

dont la solution formelle est

$$g(u) = \int_{u_0}^u dv \beta[g(v)].$$

Par hypothèse $g(\infty)$ existe et donc l'intégrale doit avoir une limite quand $u \rightarrow \infty$ ce qui implique

$$\beta_{CZ}[g(\infty)] = 0. \quad (66)$$

Supposons que l'observable O soit une masse. Etant donné que le Hamiltonien (50) est une fonction paire de g , O est aussi une fonction paire ainsi que $\partial O / \partial K$. Par contre $\partial O / \partial g$ est impaire et donc l'équation (62) montre que $\beta_{CZ}(g)$ est une fonction impaire de g . Par conséquent si $\beta_{CZ}(0)$ existe, ce que nous supposons, on a $\beta_{CZ}(0) = 0$, c'est-à-dire que $g(\infty) = 0$ est une solution possible de l'équation (66). Le problème est de savoir si c'est la bonne solution, car la fonction $\beta_{CZ}(g)$ peut avoir d'autres zéros.

Considérons pour cela l'équation (65) et essayons de la résoudre par itération en partant d'une valeur g_0 correspondant à un cutoff¹⁰ $u_0 = \ln K_0$. Soit

$$\begin{aligned} u_1 &= u_0 + \Delta u, & g_1 &= g(u_1), \\ &\dots & & \\ u_n &= u_{n-1} + \Delta u, & g_n &= g(u_n) \end{aligned}$$

et supposons que la fonction β_{CZ} a la forme de la figure 2. Si on part du point g_0 , on a $dg/du = \beta_{CZ}(g_0) < 0$ et donc

$$g_1 \sim g_0 + \Delta u \frac{dg}{du} < g_0.$$

¹⁰désolé...

A l'itération suivante on se retrouve dans la même situation donc la suite va converger vers la solution $g_\infty = 0$. Par contre si on part des points g'_0 ou g''_0 la suite va converger vers $g'_\infty \neq 0$. Tous les cas sont possibles a priori mais la région $g \sim 0$ peut être étudiée avec la théorie de perturbation et on trouve [15]

$$\beta_{CZ}(g) = -\frac{11N_c}{48\pi^2}g^3 + O(g^5). \quad (67)$$

Puisque $\beta < 0$, on est dans la situation de la liberté asymptotique: si le point de départ g_0 (correspondant au cutoff K_0) est suffisamment près de zéro, alors la limite continue de QCD est au point $g = 0$.

Ceci n'est cependant pas garanti puisque la détermination de g_0 passe par un calcul non perturbatif. Par exemple il se pourrait que, pour n'importe quelle valeur de K_0 , la comparaison entre le calcul et la valeur physique d'une observable donne une valeur de g_0 dans la région de g'_0 ou g''_0 comme sur la figure 2.

5.3 Lois d'échelle

Pour se convaincre que ce n'est pas le cas, on suppose que l'équation (67) est correcte et on l'utilise pour établir la relation entre g et K en intégrant l'équation (63), ce qui donne

$$\frac{1}{g^2(K)} - \frac{11N_c}{24\pi^2} \ln(K) = \frac{1}{g^2(K_0)} - \frac{11N_c}{24\pi^2} \ln(K_0).$$

Cette combinaison est manifestement indépendante de K et on peut donc introduire l'échelle absolue de QCD, Λ , en posant

$$\frac{1}{g^2(K_0)} - \frac{11N_c}{24\pi^2} \ln(K_0) = -\frac{11N_c}{24\pi^2} \ln \Lambda,$$

d'où la relation

$$\frac{1}{g^2(K)} = \frac{11N_c}{24\pi^2} \ln \left(\frac{K}{\Lambda} \right). \quad (68)$$

Notons que Λ n'est pas le paramètre introduit dans la renormalisation perturbative, mais on peut les relier. Par exemple si on compare au schéma de soustraction¹¹ *MOM* on trouve [16] au même ordre des perturbations et pour $N_c = 2$

$$\Lambda_{MOM} = 57.5\Lambda. \quad (69)$$

Si on utilise à nouveau l'approximation (67) dans l'équation (64) on déduit l'évolution d'une observable en fonction de g

$$\tilde{O}(g) = C^{te} \times \exp \left(-\frac{12\pi^2 D}{11N_c^2} \frac{2N_c}{g^2} \right). \quad (70)$$

Dans l'expression (70) on a fait apparaître le paramètre traditionnel $\beta = 2N_c/g^2$ qu'il ne faut pas confondre avec β_{CZ} .

On voit donc que si la limite continue de QCD correspond bien à $g = 0$, le graphe de $\ln \tilde{O}$ en fonction de β doit être une droite avec une pente p bien déterminée $p = -12\pi^2 D/11N_c^2$. Ceci peut être testé par les calculs sur réseau.

¹¹Momentum subtraction scheme.

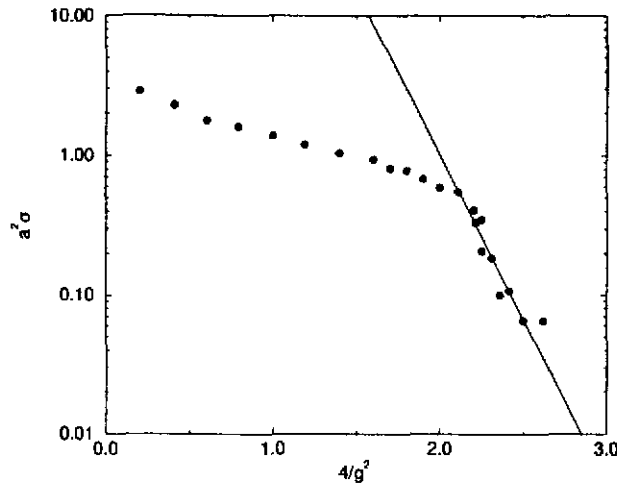


Figure 3: Les points sont le résultat du calcul de la ref. [17]. La pente de la droite est la prédiction perturbative.

Il faut une quantité du type \tilde{O} , c'est-à-dire qui ne dépend que de g , et la plus simple à calculer sur le réseau est la tension de la corde¹² σ multipliée par a^2 . Sur la figure 3 on a reproduit le calcul historique de M. Creutz pour $N_c = 2$ [17], c'est-à-dire σa^2 en fonction de g jusqu'à $\beta = 2.6$. Au delà, les effets de taille finie du réseau deviennent dominants. Pour $\beta > 2.2$ les points s'alignent à peu près sur une droite dont la pente coïncide avec la prédiction perturbative¹³, $p = 6\pi^2/11$. On dit qu'on a atteint le régime asymptotique. Dans le cas $N_c = 3$, le résultat est similaire [12, 18], l'évolution perturbative commençant à $\beta = 6/g^2 \sim 6$.

Une autre façon de présenter le résultat de ce calcul est d'en tirer $g(K)$ en imposant que σ soit égale à sa valeur expérimentale $\sigma^{\text{exp.}} \sim (420\text{MeV})^2$, ce qui donne la valeur de a pour chaque point de la courbe de la figure 3. Le résultat est montré sur la figure 4 où on a tracé g^2 en fonction de $K = 1/a$. A partir de $K = 600\text{MeV}$ les points sont en bon accord avec la courbe continue qui est la prédiction perturbative de l'équation (68) avec $\Lambda \sim 4\text{MeV}$. Cette valeur n'est pas déterminée de façon très précise car la variation logarithmique est très lente. D'après l'équation (69) elle correspond à $\Lambda_{\text{MOM}} \sim 230\text{MeV}$ ce qui est le bon ordre de grandeur. Une comparaison plus précise avec les valeurs déduites des expériences à haute énergie serait un peu hasardeuse car Λ_{MOM} dépend du nombre de saveurs de quarks, alors qu'ici ils ne jouent aucun rôle dynamique. D'autre part le petit écart entre la courbe asymptotique et les points du calcul indique qu'il faudrait peut être utiliser l'ordre supérieur des perturbations pour β_{CZ} .

En conclusion, nous avons une bonne évidence que la limite continue de QCD est effectivement à $g = 0$. Il est aussi apparent que les lois d'échelle asymptotiques définies par l'équation (70) sont vérifiées à partir d'une valeur de K relativement basses. En effet si on prend $\beta \sim 2.2$ comme point de départ du régime asymptotique, la valeur correspondante du cutoff est $a \sim 0.3\text{fm}$ ou encore $K \sim 660\text{MeV}$.

Si on suppose que le régime asymptotique est parfaitement établi à partir d'une valeur

¹²C'est le terme linéaire du potentiel statique entre quarks.

¹³Dans la revue [15] il y a une coquille dans la figure 34. La pente indiquée est $p = 16\pi^2/11$ au lieu de $p = 6\pi^2/11$. Certains auteurs ont reproduit religieusement cette erreur, mais on ne sait pas s'ils ont réussi à la démontrer.

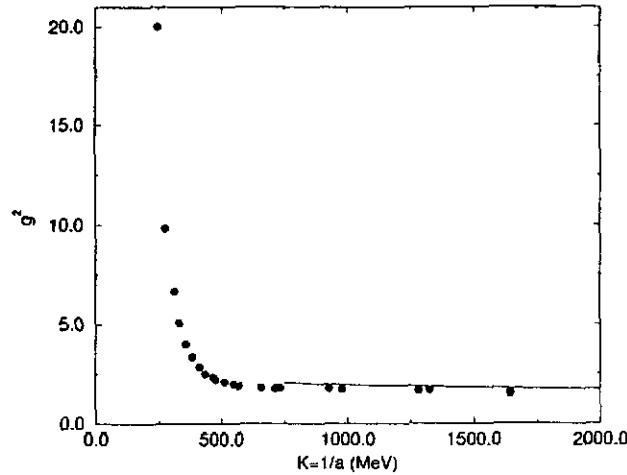


Figure 4: Variation de g^2 en fonction de K . Les points sont déduits de ceux de la figure 3. La courbe continue est la prédiction perturbative de l'éq.(68) avec $\Lambda = 4\text{MeV}$.

critique β_c et pour toutes les observables, il est évident que le rapport de deux observables de même dimension¹⁴ est indépendant de β pour $\beta > \beta_c$, puisque la dépendance est alors entièrement déterminée par l'équation (70). La valeur calculée à $\beta = \beta_c$ est donc la valeur de la limite continue et la valeur absolue d'une observable O de dimension D est reliée à la valeur physique de la tension de la corde selon

$$O = (420\text{MeV})^D \frac{\tilde{O}(\beta_c)^{D-2}}{[a^2\sigma](\beta_c)}.$$

6 Matrice de transfert et intégration fonctionnelle

6.1 La matrice de transfert

Dans la section précédente nous avons anticipé en présentant des résultats de calculs sur réseau. Il s'agit maintenant d'expliquer la méthode de calcul. La première étape est la formulation du problème sous forme d'intégrale fonctionnelle et pour cela nous partons de la matrice de transfert.

Bien que QCD ait un domaine de validité énorme, il est clair que pour les calculs non perturbatifs sur réseau, nous sommes intéressés essentiellement aux systèmes près de leur l'état fondamental, par exemple le vide à basse température, le nucléon et peut être ses premiers états excités. Pour cela, la méthode de la matrice de transfert est bien adaptée. De plus cette méthode a cet avantage qu'il n'est pas nécessaire de construire explicitement tout l'espace des états invariants de jauge, comme ce serait le cas si on voulait diagonaliser le Hamiltonien [12, 19].

Considérons d'abord le cas général et donnons-nous un Hamiltonien H et $|X\rangle$ un état quelconque, qui n'est *pas* état propre de H . Les états propres de ce dernier sont notés $|n\rangle$

$$H|n\rangle = E_n|n\rangle, \quad E_0 < E_1 < \dots$$

¹⁴Si elles n'ont pas la même dimension il suffit de prendre le rapport des puissances appropriées.

La matrice de transfert \mathcal{T} est définie par

$$\mathcal{T}(t) = \langle X | e^{-Ht} | X \rangle,$$

et, en insérant un ensemble d'états propres de H , elle s'écrit

$$\mathcal{T}(t) = \sum_n |\langle X | n \rangle|^2 e^{-E_n t} = e^{-E_0 t} \left[|\langle X | 0 \rangle|^2 + \sum_{n \geq 1} |\langle X | n \rangle|^2 e^{-(E_n - E_0)t} \right]. \quad (71)$$

Comme $E_n - E_0 > 0$, le deuxième terme de l'expression entre crochets tend vers zéro quand t tend vers l'infini. Donc, à condition que l'état $|X\rangle$ ait un recouvrement non nul avec $|0\rangle$, le premier terme va dominer la somme¹⁵ et on aura

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{-\ln(\mathcal{T}(t))}{t} = E_0, \quad (72)$$

ce qui montre que si on sait calculer la matrice de transfert on peut en extraire l'énergie de l'état d'énergie le plus bas qui a un recouvrement avec l'état $|X\rangle$. En changeant ce dernier, on sélectionnera l'état fondamental avec les nombres quantiques voulu. Remarquons que la normalisation de $\mathcal{T}(t)$ peut être changée par un facteur indépendant du temps sans que cela affecte la valeur de E_0 .

En fait c'est tout ce dont nous avons besoin pour calculer le potentiel quark-antiquark, mais l'expression (71) montre qu'une fois E_0 déterminée, on a aussi accès à la fonction d'onde. On peut aussi calculer directement la valeur moyenne d'un opérateur v à condition d'évaluer

$$\mathcal{T}(t, \lambda) = \langle X | e^{-(H+\lambda v)t} | X \rangle,$$

car on a

$$\langle 0 | v | 0 \rangle = \left. \frac{\partial E_0(\lambda)}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=0}. \quad (73)$$

Venons-en maintenant au potentiel entre un quark et un antiquark statiques. Soit $|\Omega\rangle$ un état ayant les nombres quantiques du vide et $|R\rangle$ un état invariant de jauge décrivant un système avec un quark et un antiquark, séparés par une distance R . Posons

$$\begin{aligned} \mathcal{T}(t, \Omega) &= \langle \Omega | e^{-Ht} | \Omega \rangle, \\ \mathcal{T}(t, R) &= \langle R | e^{-Ht} | R \rangle, \end{aligned}$$

où H est le Hamiltonien de QCD, éq.(50). D'après (72), $(-\ln(\mathcal{T}(t, \Omega))/t)$ tend vers l'énergie du vide exact et $(-\ln(\mathcal{T}(t, R))/t)$ tend vers l'énergie de l'état propre de QCD avec un quark et un antiquark séparé par une distance R . Le potentiel est donc

$$V_{q\bar{q}}(R) = \lim_{t \rightarrow \infty} (-\ln(\mathcal{T}(t, R))/t + \ln(\mathcal{T}(t, \Omega))/t) - 2M.$$

On peut simplifier un peu en remarquant que l'on a

¹⁵Ceci suppose qu'il y a un intervalle fini entre le fondamental et le premier état excité. C'est la raison pour laquelle la méthode ne peut pas être utilisée dans le cas de la diffusion.

$$\langle R|e^{-Ht}|R \rangle = e^{-2Mt} \langle R|e^{-H_g t}|R \rangle,$$

où H_g est la partie purement gluonique de H . On voit donc que les termes dépendant des masses se compensent et on a

$$V_{g\bar{g}}(R) = \lim_{t \rightarrow \infty} -\frac{1}{t} \ln \frac{\mathcal{T}_g(t, R)}{\mathcal{T}_g(t, \Omega)}, \quad (74)$$

où l'indice g indique que \mathcal{T} doit être évalué avec H_g .

Dans la section 4.2, nous avons vu comment construire un état $|R \rangle$ invariant de jauge en utilisant les matrices de lien. Il nous reste à trouver le moyen de calculer la valeur moyenne de l'opérateur $\exp(-H_g t)$ entre de tels états.

6.2 Evaluation par l'intégrale fonctionnelle.

Nous allons considérer un système à un degré de liberté, la transposition à QCD étant ensuite évidente. Le système quantique est défini par

$$H = \frac{\hat{p}^2}{2M} + V(\hat{q}), \quad (75)$$

où \hat{q}, \hat{p} sont les opérateurs position et moment conjugué qui satisfont les relations de commutation $[\hat{p}, \hat{q}] = -i$. Il nous suffit de savoir calculer

$$\mathcal{T}(t) = \langle q_f = q_N | e^{-Ht} | q_i = q_0 \rangle$$

pour pouvoir ensuite évaluer n'importe quel élément de matrice de l'opérateur $\exp(-Ht)$.

Divisons l'intervalle de temps t en N intervalles $\delta t = t/N$ et écrivons

$$\mathcal{T}(t) = \int dq_1 \dots dq_{N-1} \langle q_N | e^{-H\delta t} | q_{N-1} \rangle \dots \langle q_{i+1} | e^{-H\delta t} | q_i \rangle \dots \langle q_1 | e^{-H\delta t} | q_0 \rangle.$$

On a, pour δt suffisamment petit,

$$\begin{aligned} \langle q_{i+1} | e^{-H\delta t} | q_i \rangle &= \int dp_{i+1} \langle q_{i+1} | p_{i+1} \rangle \langle p_{i+1} | e^{-H\delta t} | q_i \rangle \\ &\simeq \int dp_{i+1} \langle q_{i+1} | p_{i+1} \rangle \langle p_{i+1} | 1 - \delta t \left(\frac{\hat{p}^2}{2M} + V(\hat{q}) \right) | q_i \rangle \\ &= \int dp_{i+1} \langle q_{i+1} | p_{i+1} \rangle \langle p_{i+1} | q_i \rangle \left(1 - \delta t \left(\frac{p_{i+1}^2}{2M} + V(q_i) \right) \right) \\ &\simeq \int \frac{dp_{i+1}}{(2\pi)^3} \exp(ip_{i+1}(q_{i+1} - q_i)) \exp \left(-\delta t \left(\frac{p_{i+1}^2}{2M} + V(q_i) \right) \right) \\ &= \int \frac{dp_{i+1}}{(2\pi)^3} \exp \left(-\delta t \left(\frac{p_{i+1}^2}{2M} - ip_{i+1}\dot{q}_i + V(q_i) \right) \right), \end{aligned}$$

où l'on a défini¹⁶ la vitesse

¹⁶Ce n'est pas une vitesse physique car, puisqu'on intègre sur q_i et q_{i+1} , elle est en général supérieure à un.

$$\dot{q}_i = \frac{q_{i+1} - q_i}{\delta t}.$$

L'intégration sur p_{i+1} peut être faite explicitement car

$$\int \frac{dp_{i+1}}{(2\pi)^3} \exp\left(-\delta t \left(\frac{p_{i+1}^2}{2M} - ip_{i+1}\dot{q}_i\right)\right) = C^{te} \exp\left(-\frac{M\dot{q}_i^2}{2}\delta t\right),$$

où la constante est sans importance. On obtient finalement

$$\langle q_{i+1} | e^{-H\delta t} | q_i \rangle = C^{te} \exp(-\delta t L(q_i, \dot{q}_i)),$$

où l'on a défini le Lagrangien Euclidien

$$L(q_i, \dot{q}_i) = \frac{M\dot{q}_i^2}{2} + V(q_i).$$

La matrice de transfert s'écrit donc

$$\mathcal{T}(t) = C^{te} \int dq_2 \dots dq_{N-1} \exp\left(-\delta t \sum_i L(q_i, \dot{q}_i)\right) \quad (76)$$

et, en définissant les "trajectoires" $q(t)$ par

$$q(0) = q_0, \quad q(\delta t) = q_1, \quad q(2\delta t) = q_2, \dots, \quad q(t) = q_N,$$

ceci s'écrit encore de façon symbolique

$$\mathcal{T}(t) = C^{te} \int [dq] \exp\left(-\int dt L(q, \dot{q})\right). \quad (77)$$

où $\int [dq]$ désigne l'intégration sur toutes les trajectoires qui satisfont $q(0) = q_0$, $q(t) = q_N$.

Notons quelques points concernant la représentation (77) de la matrice de transfert:

- En pratique, c'est l'équation (76) qu'on doit utiliser. L'équation (77) n'est qu'une notation compacte pour l'expression (76)
- Pour un système qui admet un état fondamental, on peut toujours choisir $V(q) > 0$. Par suite on a aussi $L(q, \dot{q}) > 0$, et donc le facteur $\exp(-\int dt L(q, \dot{q}))$ peut être considéré comme une densité de probabilité, ce qui permet d'évaluer l'intégrale par des méthodes d'échantillonnage statistique de type Monte-Carlo.
- Si, au lieu de calculer la matrice de transfert, on avait calculé le propagateur $\exp(-iHt)$ on aurait évidemment abouti au résultat

$$\langle q_N | e^{-iHt} | q_0 \rangle = C^{te} \int [dq] \exp\left(-i \int dt L(q, \dot{q})\right)$$

avec

$$L(q_i, \dot{q}_i) = \frac{M\dot{q}_i^2}{2} - V(q_i).$$

Cette représentation fonctionnelle peut être très utile dans les développements formels, en particulier dans la théorie de perturbation. Mais pour les calculs non perturbatifs avec des nombres à la fin, elle n'est pas utilisable car le facteur $\exp(-i \int dt L(q, \dot{q}))$ n'est pas une densité de probabilité. L'intégrale fonctionnelle devient incalculable numériquement en raison des oscillations.

6.3 Transposition à QCD.

Pour faire la transposition il suffit de comparer le Hamiltonien (50) à celui de (75). On doit faire la substitution

$$\begin{aligned} q &\rightarrow \vec{A}_\alpha(\vec{x}), \\ p &\rightarrow \vec{\Pi}_\alpha(\vec{x}), \end{aligned}$$

et on a donc la correspondance

$$\begin{aligned} \int d\vec{x} \left(\frac{g_{QCD}^2}{2} \vec{\Pi}_\alpha \cdot \vec{\Pi}_\alpha \right) &\leftrightarrow \frac{p^2}{2M}, \\ \int d\vec{x} \left(\frac{1}{2g_{QCD}^2} \vec{B}_\alpha \cdot \vec{B}_\alpha \right) &\leftrightarrow V(q), \end{aligned}$$

qui montre que M correspond à $1/g_{QCD}^2$. On en déduit le terme d'énergie cinétique

$$\frac{M\dot{q}^2}{2} \rightarrow \frac{1}{2g_{QCD}^2} \int d\vec{x} \partial_0 \vec{A}_\alpha \cdot \partial_0 \vec{A}_\alpha$$

où l'on a défini la "vitesse"

$$\partial_0 \vec{A}_\alpha(\vec{x}, i) = \frac{\vec{A}_\alpha(\vec{x}, i+1) - \vec{A}_\alpha(\vec{x}, i)}{\delta t}.$$

La matrice de transfert pour QCD s'écrit donc¹⁷ en notation compacte

$$\langle X | e^{-H_g t} | X \rangle = C^{te} \int [dA] dA_f dA_i \langle X | A_f \rangle e^{-S(A)} \langle A_i | X \rangle, \quad (78)$$

avec

$$S(A) = \int_0^t dt \int d\vec{x} \frac{1}{2g_{QCD}^2} \left[\partial_0 \vec{A}_\alpha \cdot \partial_0 \vec{A}_\alpha + \vec{B}_\alpha \cdot \vec{B}_\alpha \right]. \quad (79)$$

Dans l'équation (78) $\langle A | X \rangle$ désigne la fonction d'onde d'un état invariant de jauge¹⁸ et l'intégration fonctionnelle se fait sur toutes les trajectoires $\vec{A}_\alpha(\vec{x}, t)$ qui satisfont les conditions aux limites

$$A(\vec{x}, 0) = A_i(\vec{x}), \quad A(\vec{x}, t) = A_f(\vec{x}).$$

On peut remarquer que $S(A)$ est en fait l'action de QCD avec $A_0 = 0$ et le terme magnétique changé de signe. Manifestement $S(A) > 0$ donc le facteur $\exp(-S(A))$ est bien une densité de probabilité.

Il faut maintenant donner un sens à l'écriture très vague de l'équation (78) et pour cela il faut passer par la discrétisation, ce qui nous amène à la formulation de QCD sur réseau [20].

¹⁷On se souvient que l'on n'a besoin que de la partie gluonique.

¹⁸Rappelons que le Hamiltonien H_g n'est défini que dans l'espace des états invariants de jauge. Dans le cas à 1 degré de liberté, le problème ne se posait pas.

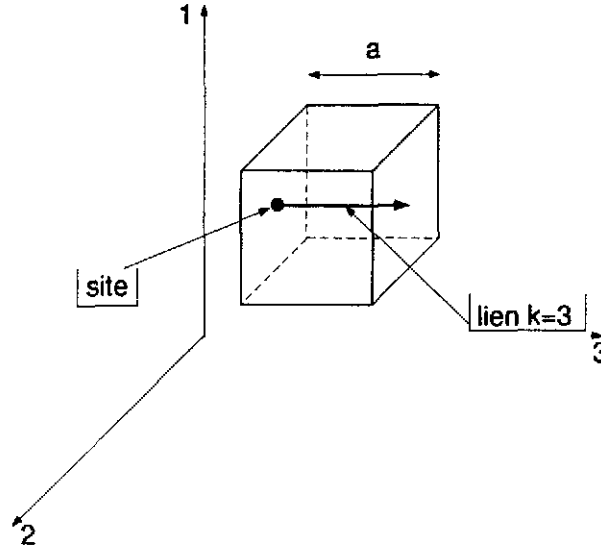


Figure 5:

7 QCD sur réseau

L'intervalle $[0, t]$ a déjà été découpé en N petits intervalles δt que l'on numérote avec l'indice i_t . Pour chaque valeur de i_t introduisons un réseau à trois dimensions $(1, 2, 3)$ de maille a dont les N_s^3 sites sont repérés par l'indice global $n_s = (n_1, n_2, n_3)$. A chaque site n_s on a trois directions possibles que l'on note $(k_d = 1, 2, 3)$. Le couple (n_s, k_d) définit un lien, c'est-à-dire le segment orienté qui va de n_s à $n'_s = n_s + \vec{k}_d$ avec la notation symbolique $n_s + \vec{k}_d = (n_1 + 1, n_2, n_3)$ si $k = 1$, etc...

Pour chaque lien on définit le cube de volume a^3 comme sur la figure 5. La régularisation sur réseau remplace, pour tout point \vec{x} du volume associé au lien (n_s, k_d) , le champ $A(\vec{x}, i_t)$ de composantes $(A_\alpha^{k_d}(\vec{x}, i_t), k_d = 1, 2, 3; \alpha = 1, N_c)$ par sa valeur moyenne

$$A_\alpha(n_s, i_t, k_d) = \frac{1}{a^3} \int_{cube} d\vec{x} A_\alpha^{k_d}(\vec{x}, i_t). \quad (80)$$

Les valeurs moyennes (80) sont les variables d'intégration de l'intégrale fonctionnelle (78). C'est une intégrale multiple de dimension $D = (3 \times (N_c^2 - 1) \times N_s^3 \times N)$, chaque variable $A_\alpha(n_s, i_t, k_d)$ parcourant l'ensemble des nombres réels \mathbb{R} . L'invariance de jauge qui est imposé aux états physiques va permettre de transformer cet intervalle infini en un intervalle compact.

La régularisation permet de calculer explicitement les matrices de lien élémentaires pour les courbes infinitésimales (n_s, k_d) . En effet, pour a suffisamment petit, l'équation de définition (59) admet la solution

$$U(n_s, i_t, k_d) = e^{-iaA(n_s, i_t, k_d)} = e^{-iaT_\alpha A_\alpha(n_s, i_t, k_d)}. \quad (81)$$

On se souvient que les états invariants de jauge peuvent être construit à partir des matrices de lien. Comme l'action (79) est invariante sous les transformations de jauge indépendantes du temps, on doit aussi pouvoir l'écrire en fonction des matrices de lien¹⁹. On en conclut que dans l'intégrale (78), l'intégrant ne dépend en fait que des matrices de liens.

¹⁹C'est ce qui est fait plus loin.

Or l'équation (81) nous montre que lorsque $A_\alpha(n_s, i_t, k_d)$ parcourt \mathbb{R} la matrice $U(n_s, i_t, k_d)$ parcourt le groupe $G = SU(N)$ une infinité de fois, en donnant le même résultat à chaque "tour", puisque l'intégrand ne dépend que des $U(n_s, i_t, k_d)$. Comme on évalue toujours des rapports de deux intégrales du genre (78), on obtiendra le même résultats si on prend les $U(n_s, i_t, k_d)$ comme variables d'intégration et qu'on intègre une seule fois sur le groupe. C'est la formulation dite "compacte"²⁰ de QCD sur réseau, et c'est la seule qui a donné des résultats concrets.

Le prix à payer est que nous passons d'une intégration sur un espace qui était le simple produit cartésien \mathbb{R}^D à l'intégration sur le groupe, c'est-à-dire un espace courbe. Par exemple $SU(2)$ est isomorphe à une sphère à trois dimensions. Ce petit problème technique à été résolu depuis longtemps par les mathématiciens qui ont montré qu'il n'existe qu'une seule définition de l'intégrale qui soit compatible avec la structure de groupe. Rappelons l'argument.

Notons U une des matrices de lien. L'intégration n'est jamais que la limite d'une somme discrète donc on peut raisonner avec un groupe discret dont nous notons les éléments $\{U_1, U_2, \dots, U_n\}$, où n est le nombre d'éléments. Nous remplaçons l'intégrale

$$\int_G dU f(U) \tag{82}$$

où $f(U)$ est une fonction réelle de U par

$$\sum_{i=1, n} f(U_i).$$

Soit V un élément particulier du groupe. D'après la structure de groupe, les ensembles

$$\{VU_1, VU_2, \dots, VU_n\} \text{ et } \{U_1V, U_2V, \dots, U_nV\}$$

ne sont que deux permutations de

$$\{U_1, U_2, \dots, U_n\}$$

et comme la somme est une opération commutative, on doit avoir

$$\sum_{i=1, n} f(VU_i) = \sum_{i=1, n} f(U_iV) = \sum_{i=1, n} f(U_i).$$

En théorie des groupes, ce résultat est connu sous le nom de théorème du réarrangement. Si on transpose ce résultat à l'intégrale continue (82) on voit que l'intégration sur le groupe compact doit être définie de façon telle que²¹

$$\int_G dU f(VU) = \int_G dU f(UV) = \int_G dU f(U).$$

La mesure dU qui satisfait cette condition est la mesure de Haar, ou mesure invariante. Elle est unique à une constante près qui n'a pas d'importance pourvu qu'elle soit toujours la même. On trouvera sa construction explicite dans la référence [21].

²⁰Cette désignation fait référence au caractère compact du groupe $SU(N_c)$.

²¹Dans le cas d'un groupe non compact ceci est impossible. Il faut des mesures différentes pour le cas $\int dU f(UV)$ et le cas $\int dU f(VU)$.

Introduisons maintenant la notation

$$[dU(i_t)] = \prod_{n_s, k_d} dU(n_s, i_t, k_d),$$

où $dU(n_s, i_t, k_d)$ est la mesure de Haar pour le lien (n_s, k_d) au temps i_t , et désignons par $\{U(i_t)\}$ l'ensemble des valeurs des matrices $U(n_s, i_t, k_d)$ au temps t pour tous les liens (n_s, k_d) . Alors la formulation compacte de la matrice de transfert de QCD s'écrit

$$\langle X | e^{-H_{gt}} | X \rangle = C^{te} \int_G [dU(0)] [dU(1)] \dots [dU(N)] \langle X | \{U(N)\} \rangle e^{-S(A)} \langle \{U(0)\} | X \rangle, \quad (83)$$

avec

$$S(A) = \frac{\delta t a^3}{2g_{QCD}^2} \sum_{i_t, n_s, k_d, \alpha} \left(\frac{A_\alpha(n_s, i_t + 1, k_d) - A_\alpha(n_s, i_t, k_d)}{\delta t} \right)^2 + B_\alpha^2(n_s, i_t, k_d). \quad (84)$$

Dans l'équation précédente, le champ magnétique régularisé est²² (pour $k_d = 3$, les autres possibilités se déduisant par permutation circulaires)

$$B_\alpha(n_s, i_t, 3) = -\Delta_1 A_\alpha(n_s, i_t, 2) + \Delta_2 A_\alpha(n_s, i_t, 1) - f_{\alpha\beta\gamma} A_\beta(n_s, i_t, 1) A_\gamma(n_s, i_t, 2), \quad (85)$$

où la différence finie est définie par

$$\Delta_1 A(n_s, i_t, k_d) = \frac{A(n_s + \vec{1}, i_t, k_d) - A(n_s, i_t, k_d)}{a}. \quad (86)$$

Il est facile de vérifier que l'expression (84) reproduit l'action continue (79) lorsque $a \rightarrow 0$, à condition de bien réaliser que $B_\alpha(n_s, i_t, 3)$, éq.(87), n'est pas la moyenne de $B_\alpha^3(\vec{x}, t)$ dans le volume associé au lien $(n_s, 3)$.

Il nous reste à exprimer $S(A)$ en fonction des variables U . Pour le terme cinétique considérons la contribution d'un lien particulier dont l'étiquette (n_s, k_d) sera omise pour simplifier l'écriture. On a donc besoin de

$$\sum_\alpha (A_\alpha(i_t + 1) - A_\alpha(i_t))^2. \quad (87)$$

En utilisant l'équation de définition (81), et en développant à l'ordre a^3 on obtient

$$Tr(U^\dagger(i_t + 1)U(i_t)) = Tr(1) - \frac{a^2}{4} \sum_\alpha (A_\alpha(i_t + 1) - A_\alpha(i_t))^2 + O(a^3), \quad (88)$$

$$Tr(U^\dagger(i_t)U(i_t + 1)) = Tr(1) - \frac{a^2}{4} \sum_\alpha (A_\alpha(i_t + 1) - A_\alpha(i_t))^2 + O'(a^3). \quad (89)$$

Pour un groupe $SU(N_c)$ avec $N_c \geq 3$ on a en général

$$Tr(U^\dagger(i_t + 1)U(i_t)) \neq Tr(U^\dagger(i_t)U(i_t + 1)),$$

²²Attention aux signes. Par définition $B^3 = \partial^1 A^2 \dots = -\partial_1 A^2 \dots$ et c'est $\partial_1 A^2$ qui apparaît dans la différence finie.

donc ces quantités ne sont pas réelles. Leur partie imaginaire commence à l'ordre a^3 comme le montrent les équations (88, 89). Ce n'est pas gênant du point de vue théorique puisque l'on doit prendre la limite $a \rightarrow 0$, mais en pratique on travaille toujours avec a fini. Pour garantir que l'énergie cinétique est réelle²³ pour tout a , on prend la demi-somme de (88) et (89), d'où l'expression

$$\sum_{\alpha} (A_{\alpha}(i_t + 1) - A_{\alpha}(i_t))^2 = \frac{2}{a^2} \text{Tr} (2 - U^{\dagger}(i_t + 1)U(i_t) - U^{\dagger}(i_t)U(i_t + 1)) + O(a). \quad (90)$$

La dérivation du terme magnétique est un peu plus compliquée. Pour simplifier l'écriture on se place à i_t fixé et on omet provisoirement cet indice. On considère la contribution du lien $(n_s, k_d = 3)$, les autres se déduisant par permutation circulaire. On a donc besoin de

$$\sum_{\alpha} B_{\alpha}^2(n_s, 3) = \sum_{\alpha} (-\Delta_1 A_{\alpha}(n_s, 2) + \Delta_2 A_{\alpha}(n_s, 1) - f_{\alpha\beta\gamma} A_{\beta}(n_s, 1) A_{\gamma}(n_s, 2))^2$$

Calculons la variable de boucle associée au chemin fermé élémentaire, ou plaquette, $P = (n_s, n_s + \vec{1}, n_s + \vec{1} + \vec{2}, n_s + \vec{2}, n_s)$, c'est-à-dire

$$W(P) = e^{iaA(n_s, 2)} e^{iaA(n_s + \vec{2}, 1)} e^{-iaA(n_s + \vec{1}, 2)} e^{-iaA(n_s, 1)}.$$

Pour cela on commence par développer (voir éq.(86))

$$\begin{aligned} A(n_s + \vec{2}, 1) &= A(n_s, 1) + a\Delta_2 A(n_s, 1), \\ A(n_s + \vec{1}, 2) &= A(n_s, 2) + a\Delta_1 A(n_s, 2), \end{aligned}$$

puis on applique la formule

$$e^{aW_1} e^{aW_2} = e^{aW_1 + aW_2 + a^2[W_1, W_2]/2 + O(a^3)}$$

autant de fois que nécessaire. On obtient alors, après un petit calcul

$$W(P) = e^{ia^2 T_{\alpha} B_{\alpha}(n_s, 3) + O(a^3)}.$$

Le terme en a^3 est linéaire dans le générateur, donc si on prend la trace on obtient

$$\text{Tr}(W(P)) = \text{Tr}(1) - \frac{a^4}{4} \sum_{\alpha} B_{\alpha}^2(n_s, 3) + O(a^5).$$

Pour garantir la réalité du terme magnétique, on symétrise comme pour la partie cinétique, d'où l'expression

$$\sum_{\alpha} B_{\alpha}^2(n_s, 3) = \frac{2}{a^4} \text{Tr} (2 - W(P) - W(P)^{\dagger}) + O(a). \quad (91)$$

Il n'y a plus qu'à reporter les équations (90) et (91) dans l'action (84). Bien que ce ne soit pas indispensable on va faire $\delta t = a$ comme c'est l'usage le plus courant. Pour le terme magnétique il est clair que la sommation sur $k_d = 1, 2, 3$ est équivalente à sommer sur les trois faces du cube dont le sommet est n_s , et donc la somme sur n_s , et k_d est équivalente à la somme sur toutes les plaquettes du réseau. Cela conduit au résultat final

$$S(U) = \frac{1}{g_{QCD}^2} \sum_{i_t} \left\{ \sum_{n_s, k_d} \text{Tr} (1 - U^{\dagger}(n_s, i_t + 1, k_d)U(n_s, i_t, k_d)) + \sum_P \text{Tr} (1 - W(P)) + c.c. \right\} \quad (92)$$

où *c.c.* désigne le complexe conjugué.

²³Cela revient à imposer au Hamiltonien d'être hermitien.

8 Application: Le potentiel quark-antiquark

8.1 Première approche

Nous allons utiliser le matériel mis au point dans les sections précédentes pour calculer le potentiel entre deux sources de couleur statiques. Rappelons le résultat établi précédemment (éq. 74)

$$V_{q\bar{q}}(R) = \lim_{t \rightarrow \infty} -\frac{1}{t} \ln \frac{\mathcal{T}_g(t, R)}{\mathcal{T}_g(t, \Omega)}.$$

Pour l'état de vide le choix le plus simple est une fonction d'onde constante, c'est-à-dire indépendante des variables U . Elle est manifestement invariante de jauge et il y a une bonne chance pour que son recouvrement avec le vrai vide de QCD ne soit pas nul. On a donc,

$$\mathcal{T}_g(t, \Omega) = C^{te} \int_G [dU(1)][dU(2)] \dots [dU(N)] e^{-S(U)}. \quad (93)$$

où $S(U)$ est donnée par l'équation (92).

Considérons un quark statique positionné au site n_s , et d'indice de couleur m . L'état qui le décrit est noté, en nombre d'occupation, $|q(n_s, m) \rangle$. Il est le résultat de l'action de l'opérateur de création sur le vide de Dirac. Dans une transformation de jauge²⁴ g

$$|q(n_s, m) \rangle \rightarrow \sum_{m'} g(n_s)_{mm'}^* |q(n_s, m') \rangle.$$

et, pour un état d'antiquark $|\bar{q}(n_s, m) \rangle$

$$|\bar{q}(n_s, m) \rangle \rightarrow \sum_{m'} g(n_s)_{mm'} |\bar{q}(n_s, m') \rangle.$$

Pour fixer les idées plaçons le quark à l'origine des coordonnées du réseau, $n_s = (0, 0, 0)$, et l'antiquark sur l'axe 1 à une distance $R = La$. Dans ce qui suit les indices (n_2, n_3) sont nuls partout donc on ne les spécifie pas pour alléger l'écriture. Définissons la matrice unitaire

$$C(U, i_t) = U(0, i_t, 1)U(1, i_t, 1)U(2, i_t, 1) \dots U(L-1, i_t, 1) \quad (94)$$

c'est-à-dire la matrice de lien associée au segment de droite qui relie les quarks. Dans une transformation de jauge on a, d'après l'équation (61)

$$C(U, i_t) \rightarrow g(0)C(U, i_t)g^\dagger(L)$$

Donc l'état défini par

$$\langle \{U\} | R \rangle = \sum_{m, \bar{m}} C_{m\bar{m}}(U, i_t) |q(0, m), \bar{q}(L, \bar{m}) \rangle$$

est invariant de jauge. En effet

²⁴Rappelons que l'opérateur de champ de quark q est une combinaison linéaire d'opérateurs de création d'antiquark et de destruction de quark. La définition (4) impose donc que l'opérateur de création de quark se transforme suivant g^* .

$$\begin{aligned}
\sum_{m, \bar{m}} C_{m\bar{m}} |q(0, m), \bar{q}(L, \bar{m})\rangle &\rightarrow \sum_{m, \bar{m}, m', \bar{m}'} (g(0)Cg^\dagger(L))_{m\bar{m}} g(0)_{m\bar{m}'}^* g(L)_{\bar{m}\bar{m}'} |q(0, m'), \bar{q}(L, \bar{m}')\rangle \\
&= \sum_{m, \bar{m}, m', \bar{m}'} g^\dagger(0)_{m'm} (g(0)Cg^\dagger(L))_{m\bar{m}} g(L)_{\bar{m}\bar{m}'} |q(0, m'), \bar{q}(L, \bar{m}')\rangle \\
&= \sum_{m', \bar{m}'} C_{m'\bar{m}'} |q(0, m'), \bar{q}(L, \bar{m}')\rangle .
\end{aligned}$$

Si on calcule la matrice de transfert avec l'expression (83), on obtient donc

$$\begin{aligned}
\langle R | e^{-H_g t} | R \rangle &= C^{\text{te}} \int_G [dU(0)][dU(1)] \dots [dU(N)] e^{-S(U)} \\
&\quad \sum_{m', \bar{m}'} C_{m'\bar{m}'}^*(U, 0) \sum_{m, \bar{m}} C_{m\bar{m}}(U, N) \langle q(0, m'), \bar{q}(L, \bar{m}') | q(0, m), \bar{q}(L, \bar{m}) \rangle, \\
&= C^{\text{te}} \int_G [dU(0)][dU(1)] \dots [dU(N)] e^{-S(U)} \text{Tr} (C^\dagger(U, 0)C(U, N)). \quad (95)
\end{aligned}$$

où l'on a utilisé le fait que la matrice C est unitaire.

L'expression (95) peut être utilisée telle quelle pour évaluer le potentiel quark-antiquark. Bien qu'elle donne les mêmes résultats que l'approche présentée ci-dessous, elle est peu utilisée car sa convergence numérique est moins bonne.

8.2 Deuxième approche: le réseau à 4 dimensions

Comme nous l'avons signalé, le formalisme Hamiltonien conduit à une fonction d'onde qui ne dépend pas de A_0 . Sur le réseau ce rôle serait joué par les matrices de lien allant dans la direction temporelle. L'idée est de mettre ces liens en jeu, d'une part pour avoir une formulation plus symétrique et, d'autre part, pour améliorer la convergence. Dans l'expression (95) on voit que la fonction d'onde apparaît au temps $t = 0$ et $t = N$. La seule corrélation est dans le facteur $\exp(-S(U))$. Etant donné qu'on calcule l'intégrale multiple par une méthode de Monte-Carlo, les tirages à $t = 0$ et $t = N$ vont être très indépendants lorsque N devient grand²⁵ et le recouvrement avec la fonction d'onde exacte risque d'être faible et donc la convergence ralentie. La pratique a montré que l'on peut améliorer cet état de fait en mettant en jeu les liens temporels.

Ceci est possible en faisant le changement de variable suivant

$$U(n_s, i_t, k_d) = g^\dagger(n_s, i_t) \tilde{U}(n_s, i_t, k_d) g(n_s + \vec{k}_d, i_t). \quad (96)$$

où g est une matrice de $SU(N_c)$ fonction quelconque du site n_s et du temps i_t . C'est une transformation de jauge qui dépend du temps et donc ni la fonction d'onde, ni l'action $S(U)$ ne sont invariantes. La matrice de transfert (95) devient, dans ces nouvelles variables²⁶

$$\langle R | e^{-H_g t} | R \rangle = C^{\text{te}} \int_G [dU(0)][dU(1)] \dots [dU(N)] e^{-S(g^\dagger \tilde{U} g)} \text{Tr} (C^\dagger(g^\dagger \tilde{U} g, 0)C(g^\dagger \tilde{U} g, N))$$

²⁵On rappelle qu'il faut faire tendre N vers l'infini.

²⁶Ci-dessous la notation $g^\dagger \tilde{U} g$ représente évidemment le coté droit de l'équation (96)

mais par application du théorème du réarrangement, on a (voir section 6) pour deux éléments quelconques du groupe a, b

$$\int_G dU F(a\tilde{U}b) = \int_G d\tilde{U} F(a\tilde{U}b),$$

et donc on peut écrire, quelques soient les valeurs des $g(n_s, i_t)$.

$$\langle R|e^{-H_g t}|R \rangle = C^{te} \int_G [d\tilde{U}(0)][d\tilde{U}(1)] \dots [d\tilde{U}(N)] e^{-S(g\tilde{U}g^\dagger)} \text{Tr} \left(C^\dagger(g^\dagger\tilde{U}g, 0) C(g^\dagger\tilde{U}g, N) \right) \quad (97)$$

Si on intègre sur tous les $g(n_s, i_t)$, le côté gauche de (97), qui n'en dépend pas, va être simplement multiplié par le facteur

$$\int_G dg(0, 0) dg(0, 1) \dots$$

que l'on peut absorber dans la constante. D'où la nouvelle expression

$$\langle R|e^{-H_g t}|R \rangle = C^{te} \int_G [d\tilde{U}][dg] e^{-S(g\tilde{U}g^\dagger)} \text{Tr} \left(C^\dagger(g^\dagger\tilde{U}g, 0) C(g^\dagger\tilde{U}g, N) \right) \quad (98)$$

où $[d\tilde{U}]$ et $[dg]$ désignent les produits des mesures d'intégration pour tous les \tilde{U} et tous les g .

Il nous reste à déterminer les deux facteurs de l'intégrand dans l'expression (98). Dans le terme magnétique de l'action (92), les liens sont au même temps. En raison de l'invariance de la variable de boucle dans une transformation de jauge à temps constant, il suffit donc de substituer $U \rightarrow \tilde{U}$. Le terme qui change est

$$\begin{aligned} & \text{Tr} (U^\dagger(n_s, i_t + 1, k_d) U(n_s, i_t, k_d)) = \\ & \text{Tr} \left(g^\dagger(n_s + \vec{k}_d, i_t + 1) \tilde{U}^\dagger(n_s, i_t + 1, k_d) g(n_s, i_t + 1) g^\dagger(n_s, i_t) \tilde{U}(n_s, i_t, k_d) g(n_s + \vec{k}_d, i_t) \right) \end{aligned}$$

Définissons le lien temporel²⁷

$$\tilde{U}(n_s, i_t, 0) = g(n_s, i_t) g^\dagger(n_s, i_t + 1) \quad (99)$$

qui nous permet d'écrire

$$\text{Tr} (U^\dagger(n_s, i_t + 1, k_d) U(n_s, i_t, k_d)) = \text{Tr} \left(\tilde{U}^\dagger(n_s, i_t + 1, k_d) \tilde{U}^\dagger(n_s, i_t, 0) \tilde{U}(n_s, i_t, k_d) \tilde{U}(n_s + \vec{k}_d, i_t, 0) \right). \quad (100)$$

On reconnaît dans l'expression (100) la variable de boucle associée à la plaquette spatio-temporelle

$$(n_s, i_t) \rightarrow (n_s + \vec{k}_d, i_t) \rightarrow (n_s + \vec{k}_d, i_t + 1) \rightarrow (n_s, i_t + 1) \rightarrow (n_s, i_t).$$

Il est clair que l'on a intérêt à introduire un réseau quadri-dimensionnel dont les sites sont repérés par l'indice global ν

²⁷Jusqu'à maintenant, on avait $k_d = 1, 2$ ou 3 .

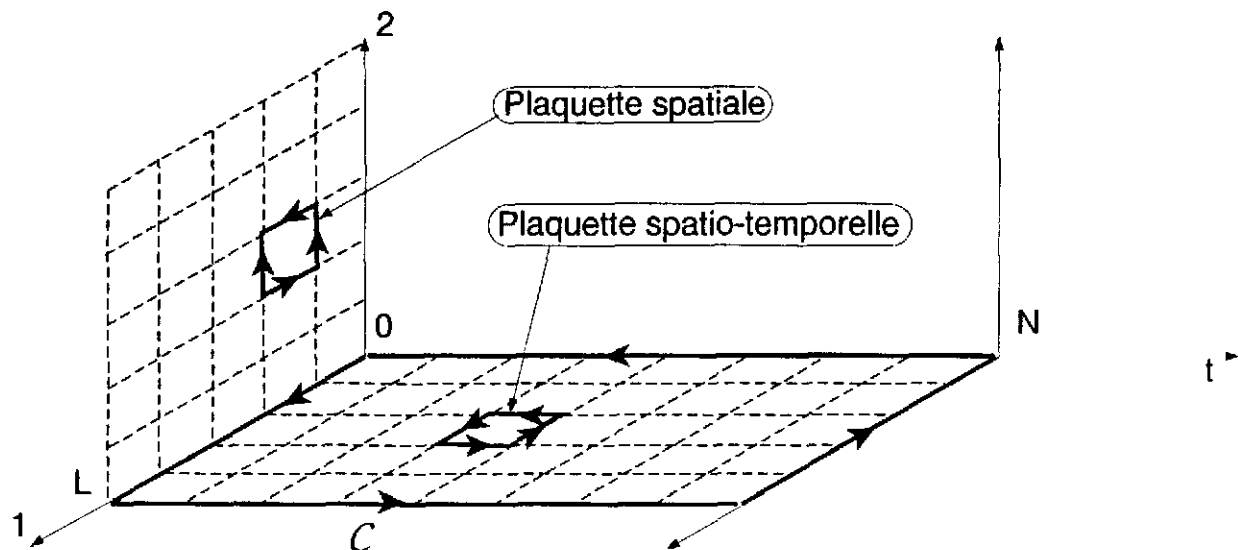


Figure 6:

8.3 Résultats

Nous sommes arrivés au bout de nos peines. Il ne reste plus qu'à calculer numériquement des intégrales à $4 \times N_s^3 \times N \times (N_c^2 - 1)$ dimensions. Le calcul présenté sur la figure 3 correspond à $N_s = N = 10$ et $N_c = 2$, c'est-à-dire 120000 variables. Les calculs actuels peuvent aller jusqu'à $N_s = 30$, $N = 40$. Pour un aussi grand nombre de variables seules les méthodes d'échantillonnage statistique sont envisageables. Tout le problème revient à générer un ensemble de configurations $\{V\}, \{V'\}, \{V''\} \dots$, où $\{V\}$ désigne l'ensemble des matrices de lien du réseau, avec un poids statistique égal à $\exp(-S(V))$. La façon de procéder est expliquée dans les références [12, 13].

Une fois que les configurations sont générées, il ne reste plus qu'à calculer des moyennes statistiques comme celles qui apparaissent dans les équations (103,104). Il faut noter qu'il n'est pas toujours nécessaire de disposer d'un ordinateur spécialisé pour faire de la physique sur réseau. On peut "acheter" des configurations produites par un autre groupe et les utiliser à sa façon. Evidemment dans ce cas là, on n'a pas le contrôle de la constante de couplage, ou de la maille du réseau. Il faut donc bien s'assurer que la génération a été faite dans la région où le régime d'échelle est déjà établi.

Un exemple de potentiel entre quarks statiques calculé suivant la méthode exposée dans la section précédente est montré sur la Figure 7. Il a été réalisé [22] sur la machine parallèle CM2 de Wuppertal en 1993 pour un réseau de 32^4 sites. La valeur $\beta = 6.4$ correspond à une maille $a = 0.056\text{fm}$, ce qui constitue un des records²⁸ pour $SU(3)$. A courte distance on voit clairement la forme Coulombienne en $1/r$ tandis qu'à grande distance le potentiel devient linéaire. C'est le confinement.

Merci à Vincent Brindejonc et Joseph Cugnon pour avoir relu ce cours et corrigé les anomalies. Merci à Lyx de m'avoir préservé de Latex.

²⁸Dans ce calcul des valeurs de a encore plus faibles ont été utilisées, mais le réseau était alors trop petit pour qu'on puisse déterminer le potentiel.

$$\nu = (\nu_0 = i_t, \nu_1 = n_1, \nu_2 = n_2, \nu_3 = n_3).$$

La direction des liens sera repérée par l'indice $\mu = (0, 1, 2, 3)$ et les matrices associées notées

$$\begin{aligned} V_\mu(\nu) &= \tilde{U}(n_s, i_t, k_d) \quad \mu = k = 1, 2, 3 \\ V_\mu(\nu) &= \tilde{U}(n_s, i_t, 0) \quad \mu = 0. \end{aligned}$$

Si on reporte l'expression (100) dans l'action $S(g\tilde{U}g^\dagger)$, on obtient alors

$$S(g\tilde{U}g^\dagger) = S(V) = \frac{1}{g_{QCD}^2} \sum_P Tr(1 - W(P)) + c.c. \quad (101)$$

où $W(P)$ désigne les variables de boucles associées aux plaquettes élémentaires P du réseau quadri-dimensionnel.

Le deuxième facteur de l'expression (98) se traite de façon analogue. D'après la définition de la fonction d'onde $C(U)$, éq.(94) on a (en ignorant les indices (n_1, n_2))

$$\begin{aligned} Tr \left(C^\dagger(g^\dagger\tilde{U}g, 0)C(g^\dagger\tilde{U}g, N) \right) &= Tr \left(g^\dagger(L, 0)C^\dagger(\tilde{U}, 0)g(0, 0)g^\dagger(0, N)C(\tilde{U}, N)g(L, N) \right) \\ &= Tr \left(C^\dagger(\tilde{U}, 0)g(0, 0)g^\dagger(0, N)C(\tilde{U}, N)g(L, N)g^\dagger(L, 0) \right). \end{aligned} \quad (102)$$

On voit que l'on peut écrire le produit $g(0, 0)g^\dagger(0, N)$ et $g(L, N)g^\dagger(L, 0)$ en fonction des matrices de lien temporel, éq.(99),

$$\begin{aligned} g(0, 0)g^\dagger(0, N) &= \tilde{U}(0, 0, 0)\tilde{U}(0, 1, 0)\tilde{U}(0, 2, 0) \dots \tilde{U}(0, N, 0) \\ g(L, N)g^\dagger(L, 0) &= \tilde{U}^\dagger(L, N, 0)\tilde{U}^\dagger(L, N - 1, 0)\tilde{U}^\dagger(L, N - 1, 0) \dots \tilde{U}^\dagger(L, 0, 0) \end{aligned}$$

et donc on reconnaît dans l'expression (102) la variable de boucle $W(C)$, ou boucle de Wilson [20], associée au chemin spatio-temporel C indiqué sur la figure 6.

Finalement, il est clair que l'on peut remplacer l'intégration sur toutes les variables g par l'intégration sur tous les liens temporels. Le calcul du potentiel revient alors à calculer les intégrales multi-dimensionnelles

$$\langle W \rangle = \frac{1}{Z} \int_G [dV] e^{-S(V)} W(C) \quad (103)$$

$$Z = \int_G [dV] e^{-S(V)} \quad (104)$$

avec dV le produit des mesures associées à chaque lien du réseau quadri-dimensionnel et on aura, pour le potentiel quark-antiquark

$$aV_{q\bar{q}}(La) = - \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \ln \langle W \rangle .$$

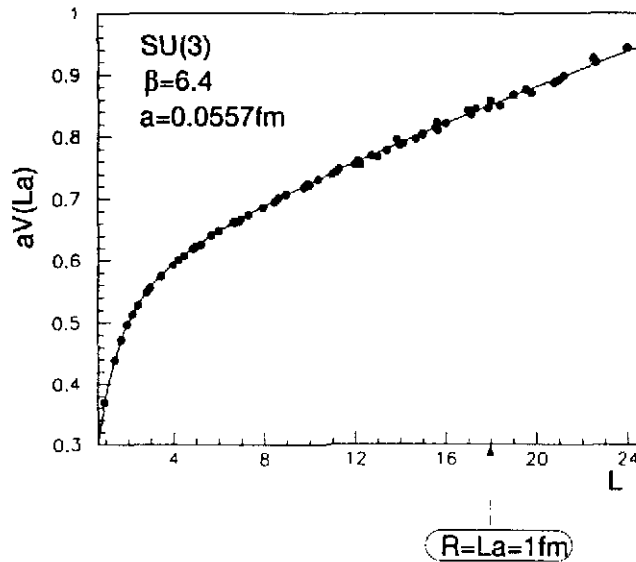


Figure 7:

9 Appendice

9.1 Notations

Dans le cours on utilise les notations suivantes. Les 4-vecteurs sont $(x^\mu, \mu=0,3)$ avec $x^0 = t$. Un abus de notation assez courant est d'utiliser une flèche pour désigner les composantes contravariantes d'espace, c'est-à-dire: $x^\mu = (t, \vec{x})$ sauf pour l'opérateur gradient: $\partial_\mu = \partial/\partial x_\mu = (\partial/\partial t, \vec{\nabla})$. En cas de doute on écrit explicitement les indices. Le tenseur métrique est noté $\eta_{\mu\nu}$ pour éviter la confusion avec les transformations de jauge que l'on note g . Il est diagonal et $\eta_{\mu\mu} = (1, -1, -1, -1)$. Le produit scalaire est noté avec un point $x \cdot y = x_\mu y^\mu = \eta_{\mu\nu} x^\mu y^\nu$ et il y a sommation implicite sur les indices répétés.

9.2 Matrices de Dirac

Les matrices de Dirac, $(\gamma^\mu, \mu = 0, 3)$ sont des matrices 4x4 qui satisfont l'algèbre de Clifford: $\gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2\eta^{\mu\nu}$. On a $\gamma^0 \gamma^\mu \gamma^0 = \gamma^{\mu\dagger}$. Dans ce cours on n'a pas besoin d'une représentation explicite de ces matrices.

9.3 Groupe $SU(N)$

Le groupe $SU(N)$ est l'ensemble des matrices U de dimension $N \times N$ qui vérifient

$$U^\dagger U = U U^\dagger = 1, \det(U) = 1.$$

Les éléments du groupe sont donc paramétrisés par $N^2 - 1$ paramètres réels. Les $N^2 - 1$ générateurs T_α de l'algèbre de Lie du groupe vérifient les relation de commutation

$$[T_\alpha, T_\beta] = i f_{\alpha\beta\gamma} T_\gamma,$$

où les constantes de structure $f_{\alpha\beta\gamma}$ sont complètement anti-symétriques si on choisit la normalisation utilisée dans ce cours:

$$\text{Tr}(T_\alpha T_\beta) = \frac{1}{2} \delta_{\alpha\beta}$$

L'espace des paramètres, ou espace topologique du groupe, est le produit [10]

$$S_3 \times S_5 \times \dots \times S_{2N-1}$$

où S_n est la sphère unité à n dimensions. Si on considère une application de l'espace physique compactifié²⁹ S_3 sur le groupe $SU(N)$ cette application peut être déformée de façon continue de telle sorte que l'image de tous les points sur $S_5 \times \dots \times S_{2N-1}$ soit la même. C'est l'effet lasso: si on essaie d'attraper un ballon (S_2) avec un lasso (S_1), la boucle glisse et se contracte en un point. C'est vrai en général pour toute application d'une sphère dans une autre de dimension supérieure. Donc du point de vue topologique il n'y a que la composante S_3 de $SU(N)$ qui donne lieu à des effets non triviaux. C'est pour cela que la discussion des effets topologiques peut être restreinte au cas de $SU(2)$ dont l'espace topologique est S_3 .

Toute matrice de $SU(2)$ peut s'écrire

$$U = a + i\vec{b} \cdot \vec{\tau}, \text{ avec } a, b^\alpha \in \mathbb{R}, a^2 + \vec{b} \cdot \vec{b} = 1$$

où (τ^α , $\alpha = 1, 2, 3$) sont les matrices de Pauli. Elles satisfont les relations

$$\tau_\alpha \tau_\beta = \delta_{\alpha\beta} + i\epsilon_{\alpha\beta\gamma} \tau^\gamma.$$

Les générateurs du groupe sont $T^\alpha = \tau^\alpha/2$. Si on définit le vecteur $\vec{\theta} = |\theta| \hat{\theta}$ par

$$\cos |\theta| = a, \hat{\theta} = \vec{b}$$

on peut écrire

$$U = \cos |\theta| + i \sin |\theta| \vec{\tau} \cdot \hat{\theta} = e^{i\vec{\theta} \cdot \vec{\tau}}.$$

On peut restreindre $|\theta|$ à l'intervalle $[0, \pi]$, mais lorsque $|\theta| = \pi$ on a $\vec{b} = 0$ et donc la direction $\hat{\theta}$ n'est plus définie. Par conséquent si on considère une matrice continue $U(\vec{x}) = \exp(i\vec{\theta}(\vec{x}) \cdot \vec{\tau})$, en général $\vec{\theta}(\vec{x})$ n'est pas continue au point \vec{x}_0 où $|\theta(\vec{x})| = \pi$.

References

- [1] A.H. Mueller, Phys.Rev. D18 (1978) 3705.
- [2] N. Isgur, Relativistic dynamics and quark-nuclear physics, J. Wiley & Sons, New York, 1986.
- [3] G. t'Hooft, Nucl.Phys. B190 (1981) 455.
- [4] K. Jansen et al. ,Phys. Lett. B372 (1996) 275.
- [5] T. Blum and A. Soni, hep-lat/9712004.
- [6] R. Gupta, hep-lat/9807028.
- [7] J.W. Negele, Lectures on QCD, Springer-Verlag (1997), 36.
- [8] P.A.M. Dirac, Lectures on quantum mechanics, Yeshiva University, New York (1964).

²⁹Comme expliqué dans le cours, c'est la conséquence d'une condition aux limites.

- [9] V.N. Gribov, *Phys. Scripta* T15 (1987) 164.
- [10] B. Doubrovine, S. Novikov, A. Fomenko, *Géométrie contemporaine 2*, Éditions Mir, Moscou (1982).
- [11] S.L. Adler, *Phys. Rev.* 177 (1969) 2426. J.S. Bell and R. Jackiw, *Nuov. Cim.* 51 (1969) 47.
- [12] M. Creutz, *Quarks, Gluons and lattices*, Cambridge University Press, Cambridge UK (1983).
- [13] I. Montvay and G. Münster, *Quantum Fields on a lattice*, Cambridge University Press, Cambridge UK (1994).
- [14] M. Gell-Mann and F. Low, *Phys. Rev.* 95 (1954) 47.
- [15] J.B. Kogut, *Rev. Mod. Phys.* 55 (1983) 775.
- [16] R. Dashen et D.J. Gross, *Phys. Rev.* D23 (1981) 2340.
- [17] M. Creutz, *Phys. Rev.* D21 (1980) 2308.
- [18] M. Creutz et K.J.M. Moriarty, *Phys. Rev.* D26 (1982) 2166.
- [19] J.B. Kogut and L. Susskind, *Phys. Rev.* D11 (1975) 395.
- [20] K. Wilson, *Phys. Rev.* D10 (1974) 2445.
- [21] M. Hamermesh, *Group theory and its application to physical problems*, Addison&Wesley, Reading MA (1962).
- [22] G.S. Bali and K. Schilling, *Phys. Rev.* D47 (1993) 661.

QUARKS ET GLUONS À HAUTE TEMPÉRATURE

Jean-Yves Ollitrault*

Service de Physique Théorique
CEA Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette cedex

Résumé

Ce cours est une introduction élémentaire à la physique du plasma de quarks et de gluons à haute température et son étude perturbative. Après une discussion des ordres de grandeur essentiels, on montre l'importance des phénomènes de polarisation, par lesquels se manifeste l'essentiel des interactions à très haute température, et une conséquence phénoménologique possible, la suppression du J/Ψ dans les collisions de noyaux lourds ultrarelativistes.

Abstract

These lectures are an elementary introduction to the physics of the quark-gluon plasma at high temperature and its perturbative study. We first discuss the orders of magnitude of the relevant physical quantities. Then we show the importance of polarization phenomena, through which the interactions appear in the high temperature plasma, and briefly discuss a phenomenological issue, the J/Ψ suppression in ultrarelativistic heavy ion collisions.

1 Introduction

Le plasma de quarks et de gluons est l'état hypothétique de la matière nucléaire à très haute densité et/ou température, prédit par la théorie des interactions fortes. Sa détection et son étude expérimentale au moyen des collisions d'ions lourds ultrarelativistes au CERN sont présentés dans cette école par Christian Kuhn et Michel Gonin. L'étude théorique, qui est l'objet de ce cours, a plusieurs volets. Une question essentielle est, bien sûr, de savoir à quelle température et quelle densité se forme le plasma de quarks et de gluons, et si cette formation

s'effectue à travers une transition de phase, du premier ou du second ordre, ou de manière continue. Ce passage ayant lieu dans un domaine d'énergie où les interactions fortes sont trop fortes pour être étudiées par des calculs de perturbation, on ne peut l'étudier quantitativement qu'au moyen de calculs sur réseau, dont nous ne parlerons pas ici. D'autre part, on cherche à prédire les propriétés du plasma de quarks et de gluons une fois formé. Ici, des calculs analytiques sont possibles. En effet, si la température ou la densité sont suffisamment élevées, l'énergie moyenne des particules du plasma est suffisante pour que l'interaction forte, dont l'intensité décroît comme l'inverse du logarithme de l'énergie, devienne petite : dans ce cas, on peut traiter les interactions en perturbation, avec des méthodes analogues à celles employées les plasmas classiques ou le gaz d'électrons dans les métaux.

Ce cours est une introduction très élémentaire à l'étude perturbative du plasma de quarks et de gluons, qui a suscité une activité considérable ces dix dernières années, au cours desquelles des progrès significatifs ont été accomplis. Cette étude peut sembler académique, car le plasma qui pourrait être produit dans les expériences de collisions d'ions lourds ultrarelativistes aura une température trop basse pour que des calculs perturbatifs puissent donner des prédictions quantitatives ; cependant, on espère que les phénomènes essentiels resteront, au moins qualitativement, corrects. Le plasma de quarks et de gluons, comme tout plasma relativiste, est essentiellement quantique. Les techniques mises en œuvre pour son étude font donc appel au formalisme de la théorie quantique des champs à température finie. Néanmoins, le temps imparti à ce cours ne nous permet pas de l'exposer, même sommairement. Un exposé récent et pédagogique en est donné dans le livre de Michel le Bellac [1]. Notre propos ici est plutôt d'esquisser le contexte dans lequel s'effectue cette étude et d'évoquer les principaux phénomènes qui entrent en jeu qui, comme on le verra, sont les mêmes que pour un plasma classique.

Dans la plus grande partie de ce cours, nous considérerons, plutôt qu'un plasma de quarks et de gluons, un plasma électromagnétique d'électrons et de photons, dont les constituants et les interactions nous sont plus familiers. Mais cette analogie n'est pas gratuite. En effet, les interactions fortes, au niveau perturbatif, ressemblent beaucoup aux interactions électromagnétiques, les deux étant décrites par des théories de jauge. Les processus élémentaires sont, dans les deux cas, décrits par des diagrammes de Feynman qui se ressemblent : de même qu'un

électron peut émettre ou absorber un photon, un quark peut émettre ou absorber un gluon. Seule l'intensité de l'interaction, c'est à dire la valeur de la charge, est différente. La nouveauté essentielle, dans le cas des interactions fortes, est que les gluons interagissent entre eux directement, ce qui est la spécificité des théories de jauge non abéliennes. Concrètement, cela signifie que les gluons se comportent, dans un plasma, comme des particules chargées. Mais les phénomènes discutés dans ce cours sont les mêmes que pour un plasma ordinaire.

Dans la section 2, nous rappelons quelques résultats sur le gaz parfait relativiste, c'est à dire le plasma sans aucune interaction, qui est le canevas sur lequel on effectue tous les calculs perturbatifs. La section 3, qui est un peu en dehors de notre sujet, présente les divers types de plasmas qu'on rencontre dans la nature, en fonction des grandeurs physiques essentielles (densité, température, interactions) qui les caractérisent. La section 4 est une introduction aux phénomènes de polarisation et d'écrantage caractéristiques des plasmas, relativistes ou non. La section 5 en donne une application possible, la disparition de la particule J/ψ dans un plasma de quarks et de gluons, un des principaux signaux de formation du plasma (voir cours de Michel Gonin). Enfin, la section 6 expose de façon élémentaire un problème de divergence infrarouge caractéristique de ceux rencontrés dans l'étude perturbative des plasmas relativistes.

2 Gaz parfaits quantiques

2.1 Rappels de thermodynamique statistique

On a recours à la physique statistique pour étudier les propriétés d'un système dont on ne connaît pas l'état microscopique, mais sur lequel on dispose d'informations globales : le volume V contenant le système, son énergie totale E , ainsi qu'éventuellement d'autres quantités conservées. Dans le domaine non relativiste, par exemple, le nombre de particules d'une espèce donnée (atomes, etc...) est conservé. Dans un système relativiste, en revanche, ce n'est plus vrai car des réactions de création et d'annihilation sont possibles, néanmoins sujettes à des lois de conservation. Dans un plasma relativiste composé de photons, d'électrons e^- et de positons e^+ , par exemple, il y a des réactions du type $e^-e^- \leftrightarrow e^-e^-\gamma$ (donc le nombre de photons n'est pas conservé) et $e^+e^- \leftrightarrow \gamma\gamma$ (le nombre d'électrons N_{e^-} n'est pas conservé) : la seule quantité conservée sera la charge électrique

qui vaut, à une constante multiplicative près, $Q = N_{e^-} - N_{e^+}$. Pour un plasma de quarks et de gluons en interaction forte, il y a une loi de conservation pour chaque saveur de quarks, et les nombres conservés seront donc $U \equiv N_u - N_{\bar{u}}$, $D \equiv N_d - N_{\bar{d}}$ et $S \equiv N_s - N_{\bar{s}}$. Les quantités conservées ont toujours des signes opposés pour la particule et son antiparticule.

Par convention et pour des raisons de commodité pratique, on choisit, plutôt que U et D , les combinaisons linéaires formées par le nombre baryonique $B = (U + D + S)/3$ et l'isospin $I_3 = (U - D)/2$. Les trois quantités conservées sont donc B , I_3 et S . La conservation de la charge électrique en découle puisque $Q = (2U - D - S)/3 = I_3 + (B - S)/2$.

Dans l'ensemble grand canonique, on ne suppose pas que l'énergie E et les autres nombres quantiques conservés (imaginons pour simplifier qu'il n'y en ait qu'un, noté N) sont fixés. Au contraire, ils peuvent prendre toutes les valeurs : tous les états quantiques sont permis, mais on attribue à chacun une probabilité proportionnelle à $\exp\left(\frac{-E + \mu N}{k_B T}\right)$, où k_B désigne la constante de Boltzmann. Si le système est suffisamment grand, les lois de probabilité E et N sont très piquées autour d'une valeur moyenne qui dépend de la température T , ainsi que du potentiel chimique μ . Il y a un potentiel chimique par nombre quantique conservé. L'intérêt d'introduire cette probabilité exponentielle apparaît dans le cas du gaz parfait, c'est à dire si les interactions sont très faibles : on peut alors négliger l'énergie potentielle d'interaction, et l'énergie du système E est simplement la somme des énergies cinétiques des particules qui le composent. Chaque particule donne une contribution qui se factorise dans l'exponentielle, et on peut ainsi étudier indépendamment chaque état quantique à une particule.

Le nombre moyen de particules dans un état quantique à une particule d'énergie cinétique E , pour lequel le nombre quantique conservé N vaut 1, est

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - \mu}{k_B T}\right) \pm 1} \quad (1)$$

avec le signe $+$ pour les fermions (distribution de Fermi-Dirac), et le signe $-$ pour les bosons (distribution de Bose-Einstein). Pour l'antiparticule correspondante, N vaut -1 et il faut remplacer μ par $-\mu$ dans l'expression précédente, ce qu'on traduit en disant que les potentiels chimiques pour la particule et l'antiparticule sont opposés, même si c'est à strictement parler incorrect : ce sont les nombres quantiques conservés qui ont des signes opposés et non le potentiel chimique. De

même, lorsqu'il n'y a pas de nombre quantique conservé, comme par exemple dans le cas du gaz de photons à l'équilibre thermodynamique (dit rayonnement de corps noir), il faut remplacer μ par 0 dans (1), ce qu'on traduit improprement en disant que le potentiel chimique est nul. Il serait plus correct de dire qu'il n'y a pas de potentiel chimique.

On distingue plusieurs régimes pour la fonction de distribution $f(E)$, suivant les valeurs de μ et T . Si $E - \mu \gg k_B T$ pour toutes les valeurs possibles de l'énergie, c'est à dire si μ est négatif et $-\mu \gg k_B T$, alors

$$f(E) \simeq \exp\left(-\frac{E - \mu}{k_B T}\right) \ll 1. \quad (2)$$

Il y donc beaucoup plus d'états quantiques que de particules, c'est à dire que les effets quantiques jouent peu : dans cette limite classique, la loi de répartition est la même pour les fermions que pour les bosons ; c'est la loi de Boltzmann en $\exp(-E/k_B T)$ (figure 1 à gauche), valable par exemple pour les molécules de l'atmosphère. Examinons maintenant l'autre limite où les effets quantiques sont maximaux. Pour les bosons, on a nécessairement $E - \mu > 0$ pour toutes les valeurs de E , sans quoi la fonction $f(E)$ donnée par (1) divergerait, et donc $\mu \leq 0$. Pour les fermions, pas de telle divergence donc $E - \mu$ peut être négatif, donc μ peut être positif. En particulier, si $\mu \gg k_B T$, alors $f(E) \simeq 1$ pour $E < \mu$ et $f(E) \simeq 0$ pour $E > \mu$: les états quantiques jusqu'à l'énergie μ , dite *énergie de Fermi*, sont occupés, tandis que les états au-delà de μ sont vides. C'est la limite du gaz complètement dégénéré (figure 1) à droite), par exemple le gaz d'électrons dans les métaux. Dans la région intermédiaire où μ n'est ni très petit devant $-k_B T$ ni très grand devant $k_B T$, le gaz est quantique sans être dégénéré (figure 1 au milieu). C'est le cas, notamment, du rayonnement de corps noir qui sera étudié un peu plus bas.

Notons que dans le cas d'un gaz relativiste, E désignera en général l'énergie totale, somme de l'énergie cinétique et de l'énergie de masse mc^2 . Dans la figure 1, E par alors de mc^2 et non de 0. On ajoutera par conséquent mc^2 à la valeur du potentiel chimique μ , de telle sorte que $E - \mu$ ne soit pas modifié.

En sommant sur tous les états quantiques à une particule, on obtient les différentes quantités thermodynamiques pour le gaz parfait. Pour un grand système, les états d'énergie sont suffisamment rapprochés pour qu'on puisse remplacer la somme sur les états par une intégrale sur les valeurs de l'impulsion \vec{p} :

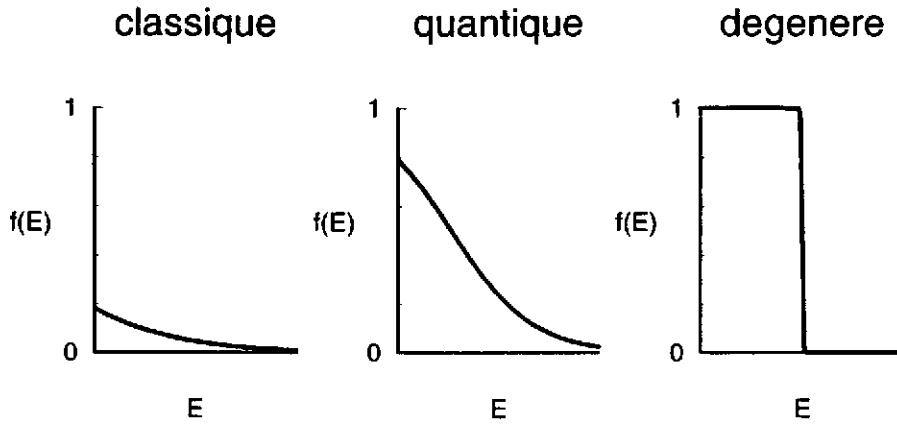


FIG. 1 - Différents régimes pour les fermions, suivant la densité et la température.

$\Sigma_E \rightarrow g V \int d^3\vec{p}/(2\pi\hbar)^3$, où g désigne le facteur de dégénérescence dû aux différents états de spin (et, pour les quarks et les gluons, de saveur). La densité de particules vaut par conséquent

$$n = \frac{N}{V} = g \int \frac{d^3\vec{p}}{(2\pi\hbar)^3} f(E_{\vec{p}}) \quad (3)$$

où $E = \sqrt{\vec{p}^2 c^2 + m^2 c^4}$. La densité d'énergie vaut de même

$$\varepsilon = \frac{E}{V} = g \int \frac{d^3\vec{p}}{(2\pi\hbar)^3} E_{\vec{p}} f(E_{\vec{p}}). \quad (4)$$

La pression s'obtient en calculant la force exercée par les particules lors des chocs élastiques sur les parois. Chaque particule arrivant sur la paroi transmet une impulsion $2|\vec{p}| \cos \theta$ où θ est l'angle entre \vec{p} et la normale à la paroi. Le nombre de particules arrivant par unité de temps et de surface dans l'intervalle $d^3\vec{p}$ vaut $|\vec{v}| \cos \theta f(E_{\vec{p}}) d^3\vec{p}/(2\pi\hbar)^3$, où $\vec{v} = \partial E_{\vec{p}}/\partial \vec{p} = \vec{p}c^2/E_{\vec{p}}$ désigne la vitesse de la particule. La moyenne sur les valeurs de θ donne un facteur $\langle \cos^2 \theta \rangle = 1/3$, et on obtient ainsi

$$P = g \int \frac{d^3\vec{p}}{(2\pi\hbar)^3} \frac{\vec{p} \cdot \vec{v}}{3} f(E_{\vec{p}}). \quad (5)$$

On peut alors calculer l'entropie S au moyen de la formule générale $E = -PV + TS + \mu N$.

2.2 Thermodynamique du rayonnement de corps noir

Effectuons ces calculs explicitement dans un cas simple, mais important pour notre propos, celui du gaz de photons ou rayonnement de corps noir. Dans ce

cas, il n'y a pas de potentiel chimique et la masse est nulle: $m = 0$ et donc $E_{\vec{p}} = |\vec{p}|c$. On déduit alors immédiatement des équations (4) et (5) que l'énergie et la pression sont reliées par l'équation $E = 3PV$, à comparer avec $E = (3/2)PV$ pour le gaz parfait non relativiste (monoatomique).

La densité de particules (3) devient, avec un facteur de dégénérescence $g = 2$ correspondant aux deux états de polarisation,

$$n = 2 \int \frac{d^3\vec{p}}{(2\pi\hbar)^3} \frac{1}{\exp(E_{\vec{p}}/k_B T) - 1}. \quad (6)$$

En prenant comme variable d'intégration $x = E/k_B T = |\vec{p}|c/k_B T$, on obtient

$$n = \left(\frac{k_B T}{\hbar c}\right)^3 \frac{1}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{x^2 dx}{e^x - 1}. \quad (7)$$

L'intégrale est un nombre sans dimension qui vaut $2\zeta(3) \simeq 2,4$. Remarquons que la distance moyenne entre deux particules $n^{-1/3}$ est ici de l'ordre de $\hbar c/k_B T$, c'est à dire du même ordre que la longueur d'onde de de Broglie $\lambda = \hbar/p$ des particules, dont l'impulsion est typiquement $p = E/c \sim k_B T/c$. Par conséquent, le rayonnement de corps noir est essentiellement quantique, ce qui se traduit aussi par le fait que le nombre de particules par état quantique (1) n'est pas petit devant 1. Nous verrons dans la section suivante qu'un gaz relativiste en équilibre thermodynamique est toujours quantique.

La densité d'énergie (4) se calcule de la même façon que la densité de photons :

$$\epsilon = \frac{(k_B T)^4}{(\hbar c)^3} \frac{1}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{(k_B T)^4}{(\hbar c)^3} \frac{\pi^2}{15}. \quad (8)$$

Elle varie proportionnellement à T^4 : c'est la loi de Planck.

Nous avons, jusqu'ici, raisonné en termes de particules. Nous pouvons aussi voir le rayonnement de corps noir comme un champ électromagnétique fluctuant. Un mode de nombre d'onde \vec{k} est, dans la jauge de Coulomb, décrit par un potentiel vecteur $\vec{A}(\vec{x}, t)$ de la forme

$$\vec{A}(\vec{x}, t) = \vec{\epsilon} e^{i(\vec{k}\cdot\vec{x} - \omega t)} \quad (9)$$

où $\vec{\epsilon}$ est un vecteur de polarisation perpendiculaire à \vec{k} , et $\omega = c|\vec{k}|$. Les champs électrique et magnétique pour cette onde valent

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = i\omega \vec{A}$$

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} = i\vec{k} \times \vec{A}. \quad (10)$$

L'impulsion et l'énergie du photon correspondant à ce mode valent $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ et $E = \hbar\omega$.

Nous pourrions nous demander combien valent, par exemple, les fluctuations de $\vec{A}(\vec{x}, t)$ dans le rayonnement de corps noir, c'est à dire la valeur moyenne de $|\vec{A}(\vec{x}, t)|^2$. Il s'agit là d'une quantité purement ondulatoire, qui n'a pas d'équivalent en termes de particules. Ce type de calcul s'effectue de façon systématique par des techniques de théorie quantique des champs à température finie, car le caractère quantique de \vec{A} doit être pris en compte, comme nous le verrons. Cependant, dans ce cas particulier, nous allons pouvoir obtenir le résultat très simplement. Nous connaissons en effet le nombre de photons, et donc l'énergie contenue dans un mode d'impulsion $\vec{p} = \hbar\vec{k}$, qui vaut $\mathcal{E} = E_{\vec{p}}f(E_{\vec{p}})$, où $f(E_{\vec{p}})$ est donné par l'équation (1). D'autre part, cette énergie s'écrit, en termes de champ électromagnétique,

$$\mathcal{E} = \frac{\epsilon_0}{2} \int (\vec{E}^2 + c^2 \vec{B}^2) d^3\vec{x}. \quad (11)$$

De l'équation (10), on déduit $\vec{E}^2 = \omega^2 \vec{A}^2 = c^2 \vec{B}^2$, et par conséquent, en utilisant l'équation (11), $\epsilon_0 V \vec{A}^2 = \mathcal{E}/\omega^2$. Cette formule nous permet, à partir de l'énergie, de déduire les fluctuations du champ, en divisant par $\omega^2 = (E_{\vec{p}}/\hbar)^2$ pour chaque mode. En comparant avec l'équation (4), on trouve ainsi

$$\langle |\vec{A}(\vec{x}, t)|^2 \rangle = \frac{2\hbar^2}{\epsilon_0} \int \frac{d^3\vec{p}}{(2\pi\hbar)^3} \frac{1}{E_{\vec{p}}} f(E_{\vec{p}}). \quad (12)$$

En effectuant le même changement de variable que précédemment, ceci se réécrit

$$\langle |\vec{A}(\vec{x}, t)|^2 \rangle = \frac{(k_B T)^2}{\epsilon_0 \hbar c^3} \frac{1}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{x dx}{e^x - 1} = \frac{k_B^2 T^2}{\epsilon_0 \hbar c^3 6}. \quad (13)$$

En résumé, le rayonnement de corps noir est un gaz quantique, pour lequel nous savons calculer des quantités "corpusculaires" telles que le nombre de photons, ainsi que des quantités "ondulatoires" telles que les fluctuations moyennes du champ $\vec{A}(\vec{x}, t)$, le lien étant fourni par l'énergie, dont connaissons l'expression à la fois pour la particule et pour l'onde.

Concluons cette section par une remarque importante sur le caractère quantique ou classique des modes du champ électromagnétique. Dans un mode de basse énergie $E \ll k_B T$ du rayonnement de corps noir, le nombre moyen de

photons, donné par (1), est très grand :

$$f(E) \simeq \frac{k_B T}{E} \gg 1. \quad (14)$$

Or, de façon générale, si le nombre de photons dans un mode est très grand, la loi de quantification de l'énergie en multiples entiers de E , qui résulte de l'existence des photons (loi de Planck) ne joue quasiment aucun rôle : on peut considérer que l'énergie varie de manière continue, c'est à dire qu'on peut négliger le caractère quantique de l'onde électromagnétique, et la considérer comme une onde classique. De fait, l'énergie contenue dans le mode d'énergie E est, d'après l'équation précédente

$$E f(E) \simeq k_B T. \quad (15)$$

Ceci correspond bien à l'énergie d'un oscillateur harmonique *classique* à la température T , telle qu'elle est donnée par le théorème d'équipartition de l'énergie. Les modes de basse énergie $E \ll k_B T$ du rayonnement de corps noir se comportent donc comme des ondes classiques. La quantification de l'énergie contenue dans les modes ne devient importante que lorsque l'énergie du mode devient de l'ordre de $k_B T$. Sans cette quantification, l'énergie du corps noir (8) serait divergente : elle tend vers l'infini lorsque \hbar tend vers zéro. C'est d'ailleurs pour cette raison que Planck introduisit en 1900 la notion de quanta.

Au début de cette section, nous avons remarqué que lorsque le nombre moyen de particules par état quantique est très petit, $f(E) \ll 1$, alors on peut négliger les effets ondulatoires et considérer que l'on a des particules classiques. A l'opposé, si $f(E) \gg 1$, on peut considérer que l'on a des ondes (et non plus des particules) classiques. Le fait que les modes de grande longueur d'onde (c'est à dire de basse énergie) se comportent de manière classique est crucial pour l'étude du plasma de quarks et de gluons, comme nous le verrons plus bas.

2.3 Plasma de quarks et de gluons sans interaction

On peut étendre les résultats précédents à un plasma de quarks et de gluons de masse nulle sans interactions, ce qui correspond à la limite de très haute température, où l'interaction forte devient négligeable. En particulier, les particules étant ultrarelativistes, on aura toujours, pour les mêmes raisons que pour le corps noir, l'équation d'état $E = 3PV$. Les calculs sur réseau montrent que cette loi est approximativement vérifiée au delà de $T = 250$ MeV.

Il y a, néanmoins, quelques différences : d'une part il faut prendre en compte, outre le spin, les degrés de liberté de couleur. Il y a 8 couleurs différentes pour les gluons, et 3 pour les quarks. D'autre part, il peut y avoir un potentiel chimique pour les quarks, en raison de la conservation de la saveur par les interactions fortes. Si ce potentiel chimique est nul, il y a autant de quarks que d'antiquarks, ce qui correspond au plasma qui serait formé dans la région de rapidité centrale d'une collision noyau-noyau à très haute énergie (à RHIC ou au LHC, par exemple). Enfin, les quarks sont des fermions et non des bosons. Dans le cas où le potentiel chimique est nul, il suffit de remplacer la distribution de Bose-Einstein par une distribution de Fermi-Dirac dans les équations (7) et (8). Le résultat est identique à un facteur numérique près, donné par les intégrales suivantes :

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \frac{x^2 dx}{e^x + 1} &= \frac{3}{4} \int_0^\infty \frac{x^2 dx}{e^x - 1} = \frac{3}{4} 2\zeta(3) \\ \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x + 1} &= \frac{7}{8} \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{7}{8} \frac{\pi^4}{15} \end{aligned} \quad (16)$$

3 Plasma électronique : différents régimes

Considérons ici un plasma composé d'électrons de masse m et de charge e , ainsi que d'ions de charges opposée en même nombre, supposés infiniment massifs et immobiles.

Un tel plasma, à l'équilibre thermodynamique, est entièrement décrit par deux paramètres indépendants qui sont la densité d'électrons n et la température T . On distingue différents régimes suivant les valeurs de ces paramètres, suivant que le plasma est

- quantique ou classique
- relativiste ou non
- en interaction négligeable ou non.

Nous allons maintenant exprimer ces trois critères en fonction des paramètres n et T . Les différents cas qui en résultent sont résumés sur la figure 2.

3.1 Quantique ou classique, relativiste ou non ?

Il faut prendre en compte les effets quantiques dès que la contrainte imposée par le principe d'exclusion de Pauli se fait sentir. Deux électrons ne pouvant

occuper le même état quantique, l'impulsion moyenne des électrons doit être au moins de l'ordre de \hbar/L , où L est la distance caractéristique entre deux électrons voisins, de l'ordre de $n^{-1/3}$. On peut donc négliger les effets quantiques dès que l'impulsion des particules est très grande devant $\hbar n^{1/3}$. Dans le cas d'un plasma non relativiste, l'énergie d'une particule d'impulsion p et de masse m est $p^2/2m$, et cette énergie est de l'ordre de $k_B T$. On peut donc négliger les effets quantiques dès que $(\hbar n^{1/3})^2/2m \ll k_B T$. Pour que le plasma soit non relativiste, il faut en outre que l'énergie d'agitation thermique $k_B T$ soit négligeable devant l'énergie de masse mc^2 . Les conditions définissant un plasma classique sont donc

$$\frac{(\hbar n^{1/3})^2}{2m} \ll k_B T \ll mc^2. \quad (17)$$

Des exemples en sont donnés par l'ionosphère, les plasmas interstellaires, ainsi que ceux, beaucoup plus denses, produits dans les tokamaks.

Si, à l'inverse, l'énergie d'agitation thermique est négligeable devant l'énergie cinétique résultant du principe de Pauli (énergie dite "de point zéro"), alors le plasma sera complètement dégénéré :

$$k_B T \ll \frac{(\hbar n^{1/3})^2}{2m} \ll mc^2. \quad (18)$$

C'est le cas notamment pour les électrons dans les métaux.

Voilà pour les plasmas non relativistes. Lorsque le plasma devient relativiste, la situation est différente, car les effets quantiques ne sont jamais négligeables : dès qu'une fraction non négligeable des particules ont une énergie cinétique supérieure à leur énergie de masse, des réactions de création de paire particule-antiparticule sont cinématiquement possibles. Le nombre de particules n'est plus conservé, et par conséquent la densité n est bornée inférieurement par une quantité qui, pour des raisons dimensionnelles, est de l'ordre de $(k_B T/\hbar c)^3$ (voir l'équation (7)). Le rayonnement du corps noir est l'exemple le plus simple de "plasma" relativiste, même si on réserve en général le terme de plasma aux particules chargées.

Si un plasma relativiste ne peut être classique, en revanche il peut être complètement dégénéré s'il est composé de fermions dont l'énergie d'agitation thermique $k_B T$ est beaucoup plus faible que celle d'origine quantique $\hbar c n^{1/3}$, cette dernière étant supérieure à l'énergie de masse mc^2 (pour que le plasma soit relativiste), soit si

$$k_B T \ll \hbar c n^{1/3} \quad \text{et} \quad mc^2 \leq \hbar c n^{1/3}. \quad (19)$$

3.2 Plasma en interaction faible

On peut considérer que les interactions sont négligeables, et donc que le plasma est, en première approximation, un gaz parfait, dès lors que l'énergie potentielle d'interaction est négligeable devant l'énergie cinétique typique. L'ordre de grandeur de l'énergie potentielle d'interaction entre deux particules voisines est $e^2 n^{1/3} / (4\pi\epsilon_0)$. Pour un plasma classique, où l'énergie cinétique par particule est l'énergie d'agitation thermique $k_B T$, cette condition s'écrit donc

$$\frac{e^2 n^{1/3}}{4\pi\epsilon_0} \ll k_B T. \quad (20)$$

Les interactions sont donc d'autant plus négligeables que le plasma est plus dilué.

Pour un plasma dégénéré, où l'énergie cinétique est l'énergie résultant de l'impulsion d'ordre $\hbar n^{1/3}$ imposée par le principe de Pauli, dite "énergie de point zéro", cette condition devient

$$\frac{e^2 n^{1/3}}{4\pi\epsilon_0} \ll \frac{(\hbar n^{1/3})^2}{2m}. \quad (21)$$

Cette fois, les interactions sont d'autant plus faibles que le plasma est dense. La valeur critique n_c de la densité au-delà de laquelle cette approximation est bonne correspond à une distance moyenne entre électrons de l'ordre de

$$n_c^{-1/3} \sim \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m e^2} \simeq 0,53 \text{ \AA}, \quad (22)$$

ce qui est précisément le rayon de l'atome d'hydrogène. Dans le cas du gaz d'électrons des métaux, qui est parfaitement dégénéré à température ambiante, la distance moyenne entre électrons est de cet ordre de grandeur, et on ne peut négliger les interactions. Cependant, on les traite habituellement comme des perturbations. De même, nous verrons que l'approximation qui consiste à négliger les interactions n'est pas bonne pour le plasma de quarks et de gluons qui peut être produit dans les collisions de noyaux lourds. On espère cependant rencontrer qualitativement le même succès que dans les métaux par un traitement perturbatif des interactions. Dans les étoiles dites "naines blanches", qui sont beaucoup plus denses que les métaux et où le gaz d'électrons est également dégénéré, l'approximation est meilleure.

Les deux conditions (20) et (21) se rejoignent pour une température critique de l'ordre de

$$k_B T_c = \frac{e^2 n_c^{1/3}}{4\pi\epsilon_0} \sim 2 \times 13,6 \text{ eV}, \quad (23)$$

c'est à dire lorsque l'énergie d'agitation thermique $k_B T$ est de l'ordre de grandeur de l'énergie d'ionisation de l'atome d'hydrogène. Au-delà, le plasma peut toujours être considéré comme étant en interaction faible (voir figure 2). Notons que l'énergie apparaissant dans l'équation (23) est bien plus petite que l'énergie de masse :

$$\frac{k_B T_c}{mc^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \right)^2 = \frac{\alpha^2}{2} \ll 1 \quad (24)$$

où on a fait apparaître la constante de structure fine $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c \simeq 1/137$. Cet α n'est autre que le "petit paramètre" qui permet, en électrodynamique quantique, de traiter les interactions comme des perturbations, dont les différents ordres sont décrits par les graphes de Feynman : c'est, au facteur 4π près, le carré de la constante de couplage e , exprimée dans le système d'unités dit "naturel" $\epsilon_0 = \hbar = c = 1$, où elle est sans dimension.

Enfin, pour un plasma relativiste, où $n^{1/3}$ est au moins de l'ordre de $k_B T/\hbar c$, la dépendance en température s'élimine dans l'équation (20), qui devient

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \ll 1. \quad (25)$$

Or le premier membre de cette inégalité est simplement la constante de structure fine introduite ci-dessus. Le "petit paramètre" qui permet de négliger les interactions est donc, pour un plasma relativiste, le même que celui qui permet de traiter les processus élémentaires par la théorie des perturbations. Pour un plasma en interaction forte tel que le plasma de quarks et de gluons, cette constante de couplage, notée g au lieu de e , ne sera petite que si la température est très grande devant l'échelle d'énergie des interactions fortes, soit bien au-delà du GeV.

4 Phénomènes de polarisation dans les plasmas

Les interactions entre les particules du plasma produisent des effets à une distance grande devant celle qui sépare deux particules voisines. Ces effets, dits de polarisation, constituent en fait l'essentiel des interactions lorsqu'elles sont faibles. C'est vrai aussi bien pour les plasmas ordinaires que pour le plasma de quarks et de gluons, même si les phénomènes de polarisation sont, pour ces derniers, plus complexes. Nous en donnons un exemple simple, l'écrantage de la charge électrique.

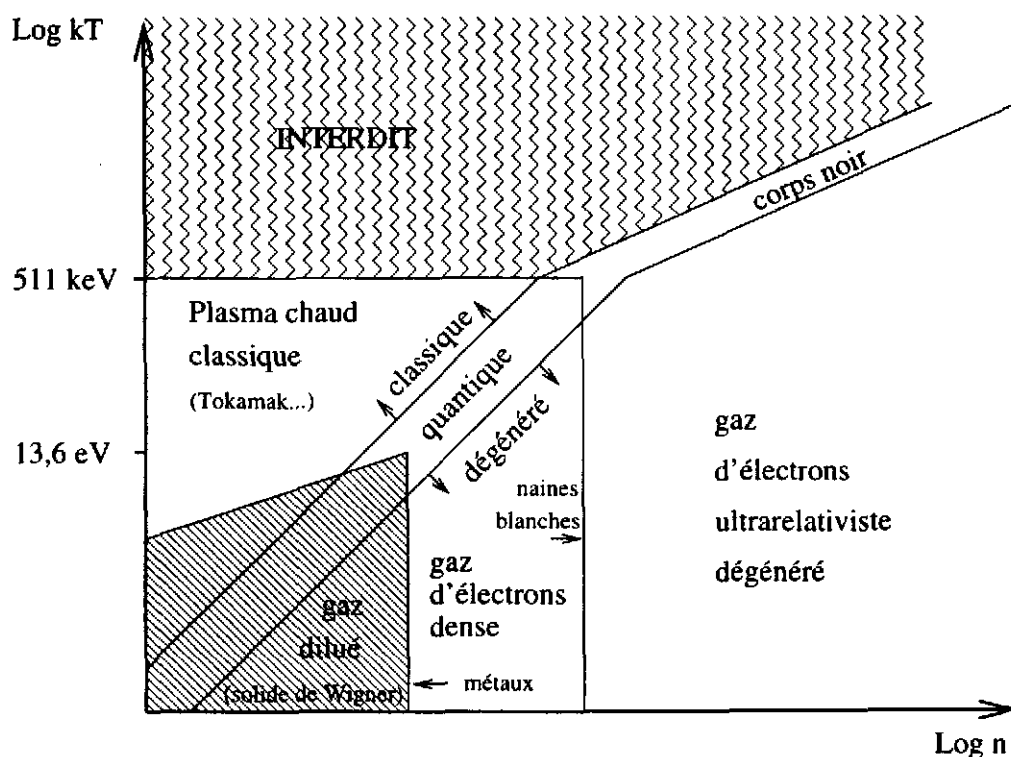


FIG. 2 - Différents régimes, suivant la densité et la température.

4.1 Un exemple de phénomène collectif: l'écrantage du champ électrique

On introduit une charge électrique q en un point fixe du plasma. Que vaut le potentiel électrique $V(\vec{x})$ créé par cette charge? Pour le déterminer, il faut résoudre l'équation de Poisson qui s'écrit, en choisissant l'origine des coordonnées au point où se trouve la charge extérieure :

$$-\Delta V(\vec{x}) = \frac{\rho(\vec{x})}{\epsilon_0} = \frac{q}{\epsilon_0} \delta^3(\vec{x}) + \rho_{\text{ind}}(\vec{x}). \quad (26)$$

Il faut prendre en compte non seulement la charge ajoutée à l'origine, mais aussi la charge induite par le mouvement des charges du plasma, dont la densité est notée $\rho_{\text{ind}}(\vec{x})$.

Calculons la charge induite par le potentiel $V(\vec{x})$ à l'équilibre thermodynamique. Il suffit pour cela de tenir compte de l'énergie potentielle électrostatique, et de remplacer l'énergie E dans la distribution de Fermi-Dirac par l'énergie

mécanique totale $E + eV(\vec{x})$.

$$f_0(E) = \frac{1}{\exp\left(-\frac{E-\mu}{k_B T}\right) + 1} \rightarrow f(E) \equiv \frac{1}{\exp\left(-\frac{E+eV(\vec{x})-\mu}{k_B T}\right) + 1} \quad (27)$$

Si l'énergie potentielle est petite devant l'énergie cinétique (plasma en interaction faible), c'est à dire $eV \ll E$, alors on peut développer la fonction de distribution $f(E)$ au premier ordre en e dans l'équation précédente :

$$f(E) \simeq f_0(E) + eV(\vec{x}) \frac{df_0}{dE}. \quad (28)$$

En sommant sur tous les états quantiques, on obtient la densité *moyenne* (n'oublions pas que nous avons utilisé une formule de physique statistique) de charges induite par le potentiel, qui est la variation par rapport à la valeur sans le potentiel :

$$\begin{aligned} \rho_{\text{ind}}(\vec{x}) &= 2e \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} (f(E_{\vec{p}}) - f_0(E_{\vec{p}})) \\ &= 2e^2 V(\vec{x}) \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \frac{df_0}{dE_{\vec{p}}} = -\frac{\epsilon_0 V(\vec{x})}{r_D^2} \end{aligned} \quad (29)$$

où on a introduit la longueur d'écran r_D définie par

$$-\frac{1}{r_D^2} \equiv \frac{2e^2}{\epsilon_0} \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \frac{df_0}{dE_{\vec{p}}}. \quad (30)$$

Dans ces équations, le facteur 2 vient des deux états de spin de l'électron. r_D ainsi définie ne dépend que de μ et T . Nous la calculerons dans la section 4.2.

L'équation déterminant $V(\vec{x})$ devient alors

$$-\Delta V(\vec{x}) + \frac{1}{r_D^2} V(\vec{x}) = \frac{q}{\epsilon_0} \delta^3(\vec{x}) \quad (31)$$

Pour $\vec{x} \neq \vec{0}$, cette équation est formellement analogue à l'équation d'onde d'une particule relativiste de masse m , qui s'écrirait $(\hbar^2/c^2)\partial^2 V/\partial t^2 - \hbar^2 \Delta V + (mc)^2 V = 0$ (équation de Klein-Gordon). Prendre en compte les phénomènes de polarisation revient donc, pour ce problème statique, à donner au photon une masse $m = \hbar/r_D c$.

Etant donné la symétrie du problème, il est naturel de chercher une solution à symétrie sphérique. Pour $\vec{x} \neq \vec{0}$, en utilisant l'expression du laplacien en coordonnées sphériques,

$$\Delta V = \frac{1}{r} \frac{d^2}{dr^2} (rV) = \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \right) \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \right) V \quad (32)$$

l'équation se récrit

$$\left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r\right)^2 V(r) = \frac{V(r)}{r_D^2}. \quad (33)$$

Deux solutions indépendantes de cette équation différentielle du second ordre sont données par

$$\left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r\right) V = \pm \frac{V}{r_D} \quad (34)$$

qui s'intègre en

$$V(r) = \frac{C}{r} e^{\pm r/r_D}, \quad (35)$$

où C désigne une constante d'intégration. Seule l'exponentielle décroissante est physiquement acceptable. Reste à déterminer la valeur de C . Suffisamment près de la charge, on ne doit pas voir les effets de polarisation, et le champ doit se ramener au champ coulombien : pour $r \rightarrow 0$, on a ainsi $V(r) \sim q/(4\pi\epsilon_0 r)$. On obtient ainsi

$$V(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} e^{-r/r_D}, \quad (36)$$

qui est un potentiel de Yukawa.

Pour écrire l'équation (31), nous avons utilisé pour la charge induite la valeur moyenne donnée par la physique statistique. Ceci n'est légitime que si les fluctuations sont faibles, c'est à dire s'il y a beaucoup de particules concernées. Il faut, pour cela, que la distance entre les particules du plasma est beaucoup plus petite que la distance typique de variation du potentiel, soit r_D . Par conséquent, il faut que

$$\frac{1}{n^{1/3}} \ll r_D. \quad (37)$$

En utilisant la définition de la longueur d'écran (30), on en déduit son ordre de grandeur :

$$\frac{1}{r_D^2} = -\frac{2e^2}{\epsilon_0} \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \frac{df_0}{dE_{\vec{p}}} \sim \frac{e^2}{\epsilon_0} \frac{n}{\langle E \rangle_{\text{cinétique}}} \quad (38)$$

où $\langle E \rangle_{\text{cinétique}}$ désigne l'énergie cinétique moyenne d'une particule du plasma. La condition (37) se récrit donc

$$\frac{1}{r_D^2 n^{2/3}} = \frac{e^2 n^{1/3}}{\epsilon_0} \frac{1}{\langle E \rangle_{\text{cinétique}}} \sim \frac{\langle E \rangle_{\text{potentielle}}}{\langle E \rangle_{\text{cinétique}}} \ll 1. \quad (39)$$

On en conclut qu'il est légitime de traiter les charges induites de façon continue si le plasma est en interaction faible. Les phénomènes d'écran introduisent alors une

nouvelle échelle de longueur r_D , beaucoup plus grande que la distance moyenne entre particules $n^{-1/3}$, caractéristique des phénomènes de polarisation du plasma. On dit qu'il s'agit de phénomènes collectifs, parce qu'ils font intervenir un grand nombre de particules : le nombre de particules qui se trouvent dans une sphère de rayon r_D qui, d'après la condition précédente, est grand devant l'unité.

4.2 Calcul de la longueur d'écran

Calculons maintenant la longueur d'écran (30) dans deux cas simples. Pour un plasma classique, tout d'abord, dont la fonction de distribution est donnée par $f_0(E) = e^{-(E-\mu)/k_B T}$, on a simplement

$$-\frac{df_0}{dE} = \frac{f_0}{k_B T} \quad (40)$$

et par conséquent l'équation (30) devient

$$\frac{1}{r_D^2} = \frac{e^2 n}{\epsilon_0 k_B T}. \quad (41)$$

Dans un plasma relativiste, comme le plasma de quarks et de gluons qui nous intéresse dans ce cours, le calcul est un peu moins simple. En prenant pour variable l'énergie $E = c|\vec{p}|$, l'intégrale sur l'espace des phases se calcule en intégrant par parties :

$$\begin{aligned} - \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \frac{df_0}{dE_{\vec{p}}} &= - \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^\infty \frac{4\pi E^2 dE}{c^3} \frac{df_0}{dE} \\ &= \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^\infty \frac{4\pi \times 2E dE}{c^3} f_0(E) \\ &= 2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \frac{1}{E_{\vec{p}}} f_0(E_{\vec{p}}). \end{aligned} \quad (42)$$

L'intégrale qui apparaît est la même que dans l'expression des fluctuations du champ électromagnétique (12), à ceci près qu'on a des fermions au lieu de bosons, ce qui introduit un facteur 3/4 d'après l'équation (16). On obtient ainsi le résultat

$$\frac{1}{r_D^2} = \frac{e^2 (k_B T)^2}{\epsilon_0 4(\hbar c)^3}. \quad (43)$$

Plaçons nous dans le système d'unités naturel où $k_B = \epsilon_0 = \hbar = c = 1$. Alors l'ordre de grandeur de r_D est

$$r_D \sim \frac{1}{eT}. \quad (44)$$

r_D nous donne l'échelle des phénomènes collectifs dans le plasma ultrarelativiste. Etant donné que $\epsilon \ll 1$, cette échelle est beaucoup plus grande que la distance moyenne entre deux particules voisines $n^{-1/3}$ qui, d'après l'équation (7), vaut environ $n^{-1/3} \sim 1/T$. L'échelle d'énergie des phénomènes collectifs est, dans le système d'unités naturel, $1/r_D \sim \epsilon T$, beaucoup plus petite que l'énergie moyenne d'une particule du plasma, d'ordre T .

Pour le plasma de quarks et de gluons, quelques différences : il faut remplacer dans ce qui précède ϵ par la constante de couplage de l'interaction forte, g ; d'autre part, les gluons, étant des particules chargées, contribuent également à l'écrantage. On obtient le résultat en remplaçant dans (43) e^2 par $(N_c + N_f/2)g^2$, où N_c est le nombre de couleurs (c'est le terme d'écrantage par les gluons) et N_f le nombre saveur (écrantage par les quarks).

4.3 Autres effets de polarisation

Le cas exposé ci-dessus est très particulier, puisqu'il s'agit d'un problème statique. Dans le cas de phénomènes dépendant du temps, les calculs sont légèrement plus longs, car on ne peut plus utiliser la fonction de distribution à l'équilibre, comme dans l'équation (27). Il faut résoudre un système d'équations couplées : d'une part l'équation du mouvement des charges du plasma sous l'action de la force de Lorentz exercée par le champ électromagnétique, supposé faible (de même que nous avons traité $eV(\vec{x})$ dans (27) comme une petite correction à l'énergie); d'autre part les équations de Maxwell en présence des charges et courants induits résultant du mouvement des charges. On trouvera ce calcul dans tout livre élémentaire de théorie des plasmas [2].

Qualitativement, il faut comprendre que les phénomènes de polarisation modifient de façon importante ce qui a lieu à l'échelle de la longueur d'écran r_D : bien que les interactions aient été supposées faibles, la modification du potentiel créé par une charge ponctuelle (36), elle, n'est pas faible dès que $r > r_D$. En revanche, à une distance petite devant r_D , les interactions n'apporteront que de petites corrections.

Ce qui précède vaut pour tous les plasmas, relativistes ou non. Expliquons maintenant, sans entrer dans les détails, la spécificité des plasmas relativistes. Rappelons tout d'abord la remarque faite à la fin de la section 2.2 : nous avons montré que les modes du champ électromagnétique d'énergie très petite devant

T (nous avons pris $k_B = 1$) se comportent comme des ondes classiques. En particulier, les modes du champ électromagnétique associés aux phénomènes de polarisation ont, d'après la fin de la section 4.2, une énergie d'ordre eT , très petite devant T , et se comportent donc de manière classique. C'est ce qui justifie que nous ayons pu écrire une équation de Poisson classique dans la section 4.2. Par contre, on doit prendre en compte la quantification de l'énergie pour les modes dont l'énergie est d'ordre T . Redisons ceci en des termes un peu différents. Les modes du champ électromagnétique dont l'énergie est de l'ordre de T sont peu affectés par les interactions, et se comportent comme des photons libres. Les modes dont l'énergie est de l'ordre de eT , eux, sont fortement modifiés et, d'autre part, se comportent comme des ondes classiques. On est donc amené à séparer, à tous les niveaux, les deux échelles d'énergie eT et T .

La nouveauté essentielle, dans le plasma relativiste, est que les électrons vont à la même vitesse que les photons, et présentent eux aussi des phénomènes de polarisation similaires. C'est à dire que les électrons dont l'énergie est de l'ordre de eT verront leur propagation fortement modifiée par les effets de milieu, tandis que ceux dont l'énergie est de l'ordre de T interagissent peu. Alors que, dans le plasma classique, on était amené à écrire deux équations différentes pour les électrons (la force de Lorentz) et pour le champ électromagnétique (les équations de Maxwell), on écrira maintenant des équations différentes non plus seulement suivant la nature des particules, mais surtout suivant leur énergie : pour les modes d'énergie $\sim T$, traités comme des particules en mouvement presque uniforme, l'équation du mouvement sous l'action des modes collectifs, et pour les modes d'énergie $\sim eT$, traités comme des ondes classiques, leur modification sous l'effet des charges et courants induits [3].

Historiquement, la prise en compte des phénomènes de polarisation dans les plasmas ultrarelativistes a été effectuée correctement et complètement par des resommations de diagrammes [4] puis reexprimée en termes d'équations d'onde et d'équations cinétiques couplées comme on l'a expliqué ci-dessus [5].

5 Une conséquence de l'écrantage : la suppression du J/ψ

La particule J/ψ est un état lié d'un quark c et d'un antiquark \bar{c} . Ces quarks ayant une masse de 1,5 GeV, beaucoup plus grande que l'échelle caractéristique des interactions fortes 0,2 GeV, l'état lié est correctement décrit par un modèle de quarks non relativistes liés par un potentiel, c'est à dire qu'il est grosso modo analogue à l'atome d'hydrogène.

Commençons donc par quelques rappels sur l'atome d'hydrogène en mécanique quantique. Un état lié d'énergie E est décrit par une équation de Schrödinger

$$\left(\frac{\vec{p}^2}{2m} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = E\psi, \quad (45)$$

où $\vec{p} \equiv (\hbar/i)\vec{\nabla}$, et m est la masse réduite du système électron-proton, $m \equiv m_e m_p / (m_e + m_p)$. Les paramètres dimensionnés intervenant dans ce problème sont m , \hbar et $e^2/(4\pi\epsilon_0)$. Ces trois quantités permettent de définir une masse, une longueur et un temps caractéristiques de ce problème, ainsi que toutes les combinaisons désirées. Par exemple, la vitesse de l'électron sera de l'ordre de

$$v = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar} = \alpha c \quad (46)$$

où $\alpha \simeq 1/137$ est la constante de structure fine introduite plus haut. L'atome d'hydrogène est donc non relativiste dès lors que $\alpha \ll 1$. La taille caractéristique de l'atome est la longueur d'onde de de Broglie \hbar/p , où $p = mv$, soit

$$R = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m e^2}. \quad (47)$$

Dans le système d'unités où $\hbar = c = 1$, ceci se réécrit

$$R = \frac{1}{m\alpha}. \quad (48)$$

Pour le système lié $c\bar{c}$, la masse réduite vaut $m = m_c/2$, et il faut remplacer dans les expressions précédentes α par la constante de couplage caractéristique de l'interaction forte, notée $\alpha_s = g^2/(4\pi)$. De l'équation (46), on déduit que l'état lié est non relativiste dès lors que $\alpha_s \ll 1$. C'est une approximation correcte pour les quarks lourds, l'intensité de l'interaction forte diminuant avec l'échelle d'énergie,

donnée ici par la masse des quarks lourds. Le rayon donné par (48) vaut quant à lui $R = 2/(m_c \alpha_s)$, un peu moins d'un fermi.

Dans un plasma, le potentiel d'interaction est écranté, et il est naturel que l'état lié disparaisse lorsque la longueur d'écran devient plus petite que la taille de l'état lié [6], soit lorsque $r_D < R$. Nous avons vu dans la section précédente que dans le système d'unités naturel, $r_D \sim 1/(gT)$, tandis que $R \sim 1/(m_c \alpha_s) \sim 1/(m_c g^2)$. L'état lié va donc disparaître dès que $T > m_c g$, en ordre de grandeur.

La température de dissociation est donc sensiblement plus basse que la masse du quark c , puisque g est inférieur à 1. Pour dissocier un état lié $b\bar{b}$, il faudra une température plus élevée puisque le quark b est trois fois plus lourd que le quark c .

Pour effectuer un calcul quantitatif, il faudrait tout d'abord connaître le potentiel liant les deux quarks, qu'on ne peut estimer que par des calculs sur réseau, car on n'est pas dans un régime où l'approximation de faible couplage $g \ll 1$ est bonne. D'autre part, si la condition $\alpha_s \ll 1$ n'est pas remplie, suivant la discussion de la section 3, l'approximation d'un plasma en interaction faible n'est plus très bonne, et la description de l'effet du plasma en terme de potentiel écranté n'est pas légitime, comme on l'a vu dans la section 4.1. Il est possible que la suppression du J/ψ observée au CERN par la collaboration NA50 dans les collisions Pb-Pb à 160 GeV par nucléon, soit un effet de l'écrantage par le plasma de quarks et de gluons qui y serait formé (voir cours de Michel Gonin).

6 Taux d'amortissement des électrons

Cette dernière section expose un problème plus académique que le précédent, mais néanmoins caractéristique des difficultés rencontrées dans l'étude perturbative des théories de jauge à température finie. De façon générale, les interactions de jauge sont véhiculées par des particules de masse nulle (photon, gluon) et sont par conséquent de portée infinie, ce qui est à l'origine de nombreux problèmes de divergence à grande distance, dites divergences infrarouges.

Considérons par exemple un plasma électromagnétique, et calculons la probabilité qu'un électron du plasma, d'énergie E , soit dévié pendant un temps infiniment court dt . On s'attend à ce que cette probabilité soit proportionnelle à dt , donc de la forme Γdt , et on appelle Γ le taux d'amortissement de cet électron. Γdt est la probabilité que l'électron entre en collision avec un autre électron du

plasma dans le temps dt . La probabilité que l'électron n'ait subi aucune collision au bout d'un temps t décroît exponentiellement :

$$p(t) = e^{-\Gamma t} \quad (49)$$

En notant σ la section efficace d'interaction et n la densité d'électrons susceptibles de le dévier, supposés immobiles, un calcul élémentaire montre que $\Gamma = 1/(\sigma n v)$ où v est la vitesse de l'électron.

Mais dans le cas de l'interaction électromagnétique, la section efficace totale σ est infinie. En effet, la section efficace différentielle de collision d'un électron d'énergie E avec une charge fixe par unité d'angle solide $d\Omega$ est donnée par la formule de Rutherford qui s'écrit dans le système d'unités naturel (que nous adopterons ici)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \theta/2} \quad (50)$$

où θ est l'angle de déviation. En intégrant sur θ , on trouve une divergence quadratique pour $\theta \rightarrow 0$:

$$\sigma = \int_0^\pi \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \theta/2} 2\pi \sin \theta d\theta \sim_{\theta \rightarrow 0} \frac{\alpha^2}{E^2} \int \frac{d\theta}{\theta^3} \sim \frac{\alpha^2}{E^2 \theta_{\min}^2} \quad (51)$$

Cette divergence est reliée à la portée infinie de l'interaction : aussi loin que l'on passe d'un électron du plasma, on sera toujours dévié, bien que d'un angle infinitésimal.

En mécanique quantique, la section efficace totale n'est finie que si le potentiel d'interaction décroît plus vite que $1/r^2$ à l'infini, ce qui n'est pas le cas pour le potentiel coulombien. Cependant, nous sommes dans un plasma, et nous savons (voir l'équation (36) que le potentiel est écranté et décroît exponentiellement à l'infini. Par conséquent, la section efficace totale doit converger, et avec elle le taux d'amortissement, si on inclut les effets d'écran. Ceux-ci deviennent importants, on l'a vu, dès que la longueur d'onde du champ électromagnétique est plus grande que la longueur de Debye r_D . Or la variation d'impulsion de l'électron au cours de la collision vaut $2p \sin \theta/2$, soit environ $p\theta$ pour une petite déviation. La longueur d'onde correspondante pour le champ électromagnétique (qui transmet à l'électron cette différence d'impulsion) est $1/(p\theta)$. Les effets d'écran entrent donc en jeu pour $1/(p\theta) > r_D$, soit $\theta > \theta_{\min} \sim 1/(pr_D)$. Pour les déviations plus faibles, le potentiel devient négligeable en raison de l'effet d'écran et la section

efficace converge. Pour un électron ultrarelativiste, $p = E$ et en remplaçant dans l'équation (51), on trouve ainsi l'ordre de grandeur

$$\sigma \sim \alpha^2 r_D^2 \sim \frac{e^2}{T^2} \quad (52)$$

où nous avons utilisé le fait que $r_D \sim 1/(eT)$. Ceci correspond à un taux d'amortissement

$$\Gamma = \sigma n \sim e^2 T, \quad (53)$$

sachant que n est d'ordre T^3 d'après l'équation (7).

L'argument qui précède est correct dans un plasma non relativiste, et on obtient un résultat fini pour le taux d'amortissement. Dans un plasma relativiste, malheureusement, c'est moins simple. En effet, l'électron diffuseur n'est pas fixe, mais en mouvement relativiste. Par conséquent il émet, outre le champ électrique coulombien, un champ magnétique du même ordre de grandeur. Il faut donc prendre en compte, dans un plasma relativiste, les interactions magnétiques, du même ordre de grandeur que les interactions électrostatiques. C'est là que le bât blesse, car contrairement au champ électrique, un champ magnétique statique n'est *pas* écranté!

Expliquons en quelques mots pourquoi, car c'est un point important: c'est l'origine même de la plupart des problèmes de divergence infrarouge rencontrés dans l'étude du plasma de quarks et de gluons. Un champ magnétique statique peut être modifié s'il induit des courants dans le plasma, puisque $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{j}$. Sous l'action d'un champ magnétique \vec{B} , les particules du plasma obéissent à la force de Lorentz

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{v} \times \vec{B}. \quad (54)$$

La composante de \vec{p} parallèle à \vec{B} n'est pas modifiée, tandis que les composantes perpendiculaires \vec{p}_\perp tournent autour de \vec{B} à la vitesse angulaire qB/m . La distribution des vitesses étant au départ isotrope, elle le reste et il n'y a pas de courant induit, donc pas d'écrantage. En revanche, si le champ magnétique dépend du temps, il crée un champ électrique, et un écrantage en résulte.

Quelles sont les collisions électron-électron correspondant à l'échange d'un champ magnétique statique, celles qui posent problème? Qui dit statique dit force indépendante du temps, et par conséquent conservation de l'énergie. Notons \vec{p}_i et \vec{p}_f les impulsions de l'électron avant et après la collision. Si l'énergie est conservée,

alors $\vec{p}_i^2 = \vec{p}_f^2$ donc $(\vec{p}_i - \vec{p}_f) \cdot (\vec{p}_i + \vec{p}_f) = 0$. Autrement dit, la différence d'impulsion $\vec{q} = \vec{p}_f - \vec{p}_i$ fait un angle droit avec $\vec{p}_i + \vec{p}_f$, c'est à dire avec \vec{p}_i dans le cas où la déviation est faible (\vec{p}_i et \vec{p}_f sont alors peu différents). Donc la différence d'impulsion encaissée est presque orthogonale à la direction d'incidence. En se plaçant maintenant du point de vue de l'autre électron, celui qui crée la diffusion, on en déduit qu'il arrive exactement dans la direction inverse.

Les collisions qui créent problème sont donc celles avec les électrons arrivant dans la direction opposée, qui ne constituent qu'une toute petite partie des électrons du plasma. Il en résulte une divergence logarithmique dans la section efficace, au lieu de la divergence quadratique de l'équation (51). L'origine de ce logarithme est plus technique, car il faut regarder comment les champs magnétiques "presque statiques", correspondant à des collisions presque frontales, sont écrantés. La solution de ce problème, qui dépasse le niveau de ce cours, a été obtenue récemment pour le plasma électromagnétique [7]. La notion de taux d'amortissement n'est plus pertinente pour ce problème, puisqu'il est infini. En revanche, on peut calculer la probabilité que l'électron n'ait pas interagi au bout d'un temps t . La décroissance, au lieu d'être exponentielle comme dans l'équation (49), est plus rapide :

$$p(t) = \exp\left(-\frac{e^2 T}{\pi} t \log t\right). \quad (55)$$

Une décroissance non exponentielle correspond à un effet de "mémoire" du système. En effet, les probabilités d'interagir entre 0 et t_1 et entre t_1 et t_2 ne sont plus indépendantes. Aucune explication physique simple de ce phénomène n'a encore été trouvée.

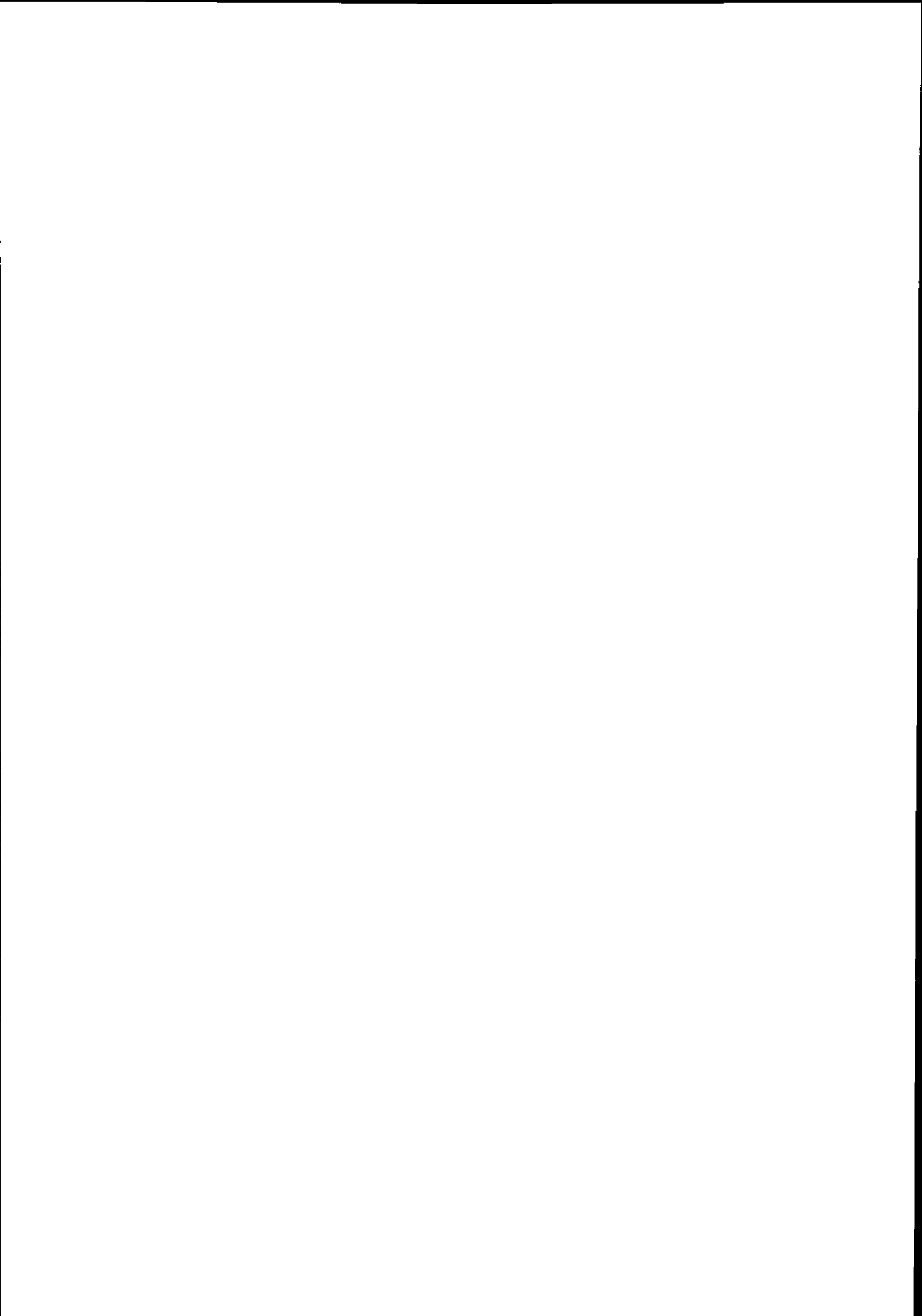
7 Conclusions

Des progrès essentiels ont été effectués au cours des dix dernières années dans l'étude perturbative du plasma de quarks et de gluons à haute température : dans un premier temps, on a appris à traiter correctement les phénomènes de polarisation, plus complexes que dans les plasmas ordinaires, et on a montré qu'ils correspondent à des modes de grande longueur d'onde du plasma, qui se comportent comme des ondes classiques. Des techniques diagrammatiques adaptées ont été mises en œuvre pour les calculs de théorie des champs à température finie. Ensuite, certains problèmes de divergence infrarouge ont été résolus, comme celui

du taux d'amortissement du fermion. Ces progrès ont permis de mener à bien des calculs phénoménologiques qui n'ont pas été abordés dans ce cours, notamment la production de photons et de dileptons dans un plasma chaud, le ralentissement des "jets" traversant un plasma, qui pourraient trouver une confirmation dans les expériences prochaines du RHIC et du LHC. Néanmoins, tous ces calculs ne concernent que des plasmas en équilibre thermodynamique, ou proches de l'équilibre. Aucun formalisme rigoureux et utilisable n'existe encore pour les plasmas loin de l'équilibre, qui sont peut-être (disent les pessimistes) les seuls que l'on saura produire en laboratoire dans les collisions d'ions lourds.

Références

- [1] M. le Bellac, *Thermal Field Theory*, Cambridge monographs on mathematical physics, 1996.
- [2] E. M. Lifshitz et L. P. Pitaevskii, *Physical kinetics*, Landau-Lifshitz volume 10, Pergamon Press, 1921.
- [3] J.-P. Blaizot, J.-Y. Ollitrault and E. Iancu, "Collective Phenomena in the Quark-Gluon Plasma", publié dans *Quark-Gluon Plasma II*, édité par R. C. Hwa, World Scientific, Singapore, 1996.
- [4] E. Braaten and R.D. Pisarski, Nucl. Phys. **B337** (1990) 569.
- [5] J.P. Blaizot and E. Iancu, Nucl. Phys. **B390** (1993) 589; Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 3376; Nucl. Phys. **B417** (1994) 608.
- [6] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. **B178**, 416 (1986).
- [7] Voir J.-P. Blaizot, E. Iancu, Phys. Rev. Lett. **76**, 3080 (1996) et Phys. Rev. **D 55**, 973 (1997) et les références citées.



Une étrange sonde du nucléon : la violation de parité en diffusion $\vec{e}p \rightarrow ep$

Christian Cavata
DAPNIA/SPhN CEA Saclay

Résumé

Où l'on raconte pourquoi mesurer les facteurs de forme étranges du nucléon, comment le faire via la violation de parité en diffusion élastique $\vec{e}P$, et l'état de l'art dans ce domaine.

Introduction

Quand on songe aux succès du modèle des quarks constituants pour la prédiction des propriétés statistiques des hadrons[1], la question de l'importance du quark étrange dans un nucléon peut apparaître incongrue. C'est bien connu, un proton est formé de 3 quarks constituants U, U, D , c'est une particule qui n'a pas d'étrangeté intrinsèque. A la fin des années 80, l'expérience EMC[2] a montré (à la surprise générale) que les quarks étranges jouaient un rôle déterminant pour comprendre la structure en spin du proton. Le résultat de la collaboration EMC correspondait à une contribution de $-19\% \pm 5\%$ des quarks étranges au spin du proton, alors que les quarks u et d emportaient respectivement $78\% \pm 5\%$ et $-47\% \pm 5\%$, soit une contribution de l'ensemble des quarks au spin du proton de seulement $12\% \pm 17\%$. C'était la "crise du spin"! Cette importance des quarks étranges pour la description de la structure en spin du proton a depuis été confirmée et affinée par des expériences de seconde génération[3].

En parallèle, une activité expérimentale a débuté pour vérifier si les quarks s étaient aussi importants pour la compréhension de la structure du proton dans d'autres secteurs que le spin. La mesure de la contribution des quarks étranges à la distribution de charge et d'aimantation du nucléon fait partie de cette activité expérimentale. Expliquer comment en pratique effectuer une telle mesure sera l'objet de ce cours.

Après un court rappel historique le premier chapitre donne les bases sur les facteurs de forme électromagnétiques du nucléon et leur décomposition selon la saveur des quarks. Ceci nous servira de guide pour introduire au chapitre deux les facteurs de forme faibles neutres du proton. Nous montrerons que la mesure de ces facteurs de forme faibles, combinée aux facteurs de forme électromagnétiques du nucléon, permet de déterminer les facteurs de forme étranges. Ces derniers donneront accès à la contribution des quarks étranges à la distribution de charge et d'aimantation du nucléon. Le troisième chapitre donnera les éléments de base d'une mesure des facteurs de forme faibles par violation de parité en diffusion élastique $\vec{e}P$. Le chapitre suivant détaille les divers dispositifs expérimentaux nécessaires pour une mesure de violation de parité. Suivra une revue des résultats expérimentaux actuels. Un tour d'horizon rapide de la théorie des facteurs de forme étranges terminera ce cours.

1 Un peu d'histoire

L'idée d'utiliser la violation de parité comme moyen d'étude de la structure des hadrons est a priori surprenante. Une promenade dans l'histoire de la physique nucléaire et de la physique des particules devrait, je l'espère, clarifier ce point. Nous allons voir comment la violation de parité est passée d'un sujet d'étude en soi, à un moyen expérimental d'étude des courants neutres, pour finalement devenir une "sonde" des nucléons.

Notre historique débute dans les années 30 avec l'étude de la désintégration β des noyaux. L'existence pour l'électron de désintégration β d'un spectre continu en énergie et la foi en la conservation de l'énergie conduisent Pauli [4] à postuler l'émission d'une particule neutre, de faible masse et de spin $\frac{1}{2}$ (Fermi la baptisera "neutrino"): $n \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$. En s'inspirant de l'interaction électromagnétique (EM), Fermi [5] construit une première théorie des désintégrations β . Pour une diffusion élastique électron proton (supposé sans structure) l'amplitude électromagnétique s'écrit

$$\mathcal{M}_{EM}^{ep \rightarrow ep} = \frac{e^2}{q^2} \mathcal{J}_{\mu,EM}^{(p)} \mathcal{J}_{EM}^{\mu,(e)},$$

où q est le quadrimoment transféré, et $\mathcal{J}_{EM}^{\mu,(p,e)}$ les courants EM du proton et de l'électron

$$\mathcal{J}_{EM}^{\mu,(p,e)} = \bar{u}_{e,p} \gamma^\mu u_{e,p}.$$

Pour l'interaction faible chargée (FC), afin de décrire la réaction β inverse, $pe^- \rightarrow n\nu_e$, Fermi postule l'amplitude

$$\mathcal{M}_{FC}^{pe^- \rightarrow n\nu_e} = G \mathcal{J}_{\mu,FC}^{(p)} \mathcal{J}_{FC}^{\mu,(e)},$$

avec G la constante de Fermi pour la désintégration β ($G = 1.03 \cdot 10^{-5} m_p^{-2}$), et $\mathcal{J}_{FC}^{\mu,(p,e)}$ les courants faibles chargés pour un proton et un électron

$$\mathcal{J}_{FC}^{\mu,(p)} = \bar{u}_n \gamma^\mu u_p, \quad \mathcal{J}_{FC}^{\mu,(e)} = \bar{u}_{\nu_e} \gamma^\mu u_e.$$

Cette théorie effective permet de prédire les taux de désintégration β en fonction de la différence d'énergie entre le noyau initial et le noyau final, ainsi que les distributions d'énergie des électrons β [6, 7]. Pour notre point de vue (et pour faire court ..), les vingt années suivantes seront consacrées à l'étude expérimentale de l'interaction faible aux travers des désintégrations nucléaires β , de la désintégration du muon, ainsi que de la désintégration faible de divers mésons (π, K, \dots) et baryons.

La prochaine grande étape sera le fruit des travaux de T. D. Lee (Columbia University, New York) et C. N. Yang [8]. Utilisant les données expérimentales sur la désintégration faible des K , ils suggèrent en 1956 que la parité pourrait être violée dans les interactions faibles. L'article intitulé "Question of Parity Conservation in Weak Interactions" donne en prime une liste d'expériences possibles pour tester la violation de parité. En particulier, Lee et Yang invitent les expérimentateurs à mesurer la distribution angulaire des électrons de la désintégration β du ^{60}Co polarisé ainsi que la distribution angulaire des électrons de désintégrations des muons, eux-mêmes produits par désintégrations de pions:

$$\pi \rightarrow \mu + \nu, \quad \mu \rightarrow e + \nu + \nu. \quad (1)$$

S'appuyant sur ces travaux, Madame Wu [9] (Columbia University, ...) publie dans *Phys. Rev.* l'année suivante (1957) la première démonstration expérimentale de la violation de parité dans la désintégration β du ^{60}Co polarisé. Son expérience établit que les électrons sont émis préférentiellement dans la direction opposée au spin du noyau. Quelle est l'image miroir d'une expérience de désintégration β de noyaux de ^{60}Co polarisés où l'on détecte les électrons émis dans la même direction que le spin du noyau? C'est la même expérience où l'on détecte les électrons émis dans la direction opposée à celle de la polarisation du ^{60}Co (fig. 1). L'existence d'une asymétrie haut-bas pour l'émission des électrons β (de l'ordre de 20 %) établit donc que la symétrie miroir (et donc la parité) est violée. Pour la petite histoire, on notera que l'article qui suit celui de Madame Wu dans *Phys. Rev.* est celui de l'équipe de L. Lederman [10] mettant en évidence la violation de Parité dans la chaîne de désintégration du pion (eq. (1)).

Ces résultats ont nécessité un "toiletage" de la théorie de Fermi. Le courant faible chargé est passé d'une structure purement vectorielle à un mélange vecteur-axial rendant compte de la non-conservation de la parité :

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_{FC}^{\mu,(e)} &= \bar{u}_{\nu_e} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_e \\ \mathcal{J}_{FC}^{\mu,(p)} &= \bar{u}_p \gamma_\mu (c_V + c_A \gamma_5) u_n \end{aligned}$$

avec $\frac{c_A}{c_V} = -1.255$.

La suite de notre histoire trouve ses fondements dans les progrès théoriques qui permirent d'aboutir à la description de l'interaction faible, unifiée à l'interaction électromagnétique, par une théorie de jauge. C'est la théorie de Glashow, Salam et Weingerg (GSW) [11] élaborée dans les années 60. Cette théorie, de nos jours appelée "modèle standard", rend compte de l'interaction faible via l'échange des deux bosons vecteurs massifs W^\pm pour les courants chargés. Elle prévoit aussi l'existence de courants neutres interagissant par l'échange d'un boson neutre massif, le Z^0 . Toute la subtilité de la théorie de GSW est de partir d'une théorie de Jauge $SU(2) \times U(1)$ avec 4 bosons vecteurs de masse nulle (donc renormalisable) W_1, W_2, W_3, B_0 , pour aboutir via le mécanisme de brisure spontanée de symétrie (mécanisme de Higgs) au bon vieux photon de masse nulle et aux 3 bosons massifs (W^\pm, Z^0).

En 1973, l'existence des courants neutres a été établie au CERN par l'expérience Gargamelle [12] qui a observé le premier événement $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$.

La théorie de GSW prévoit que les courants neutres sont aussi présents pour des diffusions entre deux particules chargées, par exemple électrons et protons. Il était donc important de confirmer cette

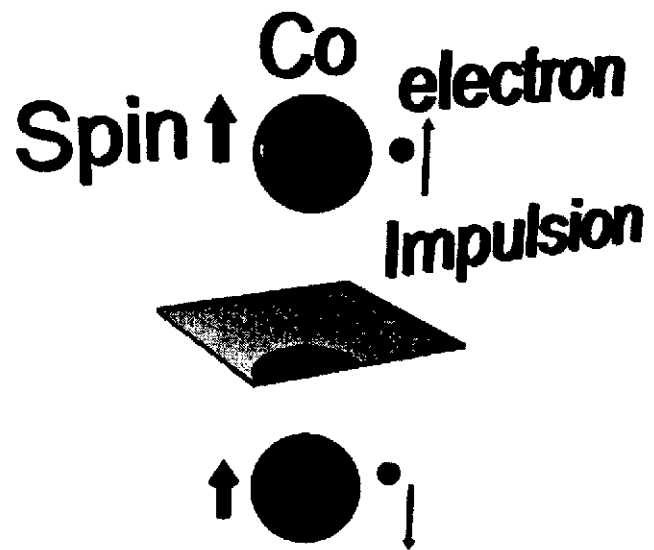


FIG. 1 - $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni}^* + e^- + \bar{\nu}_e$.

prédiction. Expérimentalement cette mise en évidence était délicate car les électrons sont aussi (et surtout à basse énergie $Q^2 \ll M_Z^2$) sensibles à l'interaction électromagnétique. De sorte que dans une diffusion $eP \rightarrow eX$, la section efficace est dominée par l'interaction électromagnétique et que l'effet éventuel des courants neutres serait masqué. L'astuce consiste alors à utiliser le fait que l'interaction faible viole la parité, alors que l'interaction électromagnétique la conserve. En mesurant une asymétrie pour deux "expériences" images miroir l'une de l'autre, on isole l'effet de l'interaction faible. C'est donc grâce à la violation de parité qu'en 1978, C. Prescott et son équipe mesurent l'effet des courants neutres en diffusion inélastique d'électrons polarisés longitudinalement sur une cible de deutérium pour des transferts $1\text{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 2\text{GeV}^2$. L'asymétrie de taux de comptage des électrons diffusés mesurée pour deux polarisations opposées est cette fois très faible (20 parties par million (ppm)). C'est une expérience importante pour la suite de notre exposé car la majorité des techniques expérimentales utilisées de nos jours en violation de parité en diffusion d'électrons à bas transfert en sont issues.

Au cours des années 80, cette étude des courants neutres en diffusion d'électrons a été étendue vers le domaine des très basses énergies, dans les atomes[16],[17], et en diffusion quasiélastique électron-noyau[14],[15]. L'objectif était de tester le modèle standard dans un autre régime que celui des machines de hautes énergies.

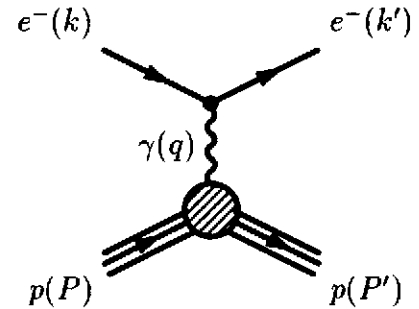
Les vingt dernières années ont aboutit à une connaissance très pointue de l'interaction faible, en particulier auprès des usines à Z^0 que sont le LEP au CERN et le SLC au SLAC. C'est grâce à cette connaissance que nous pouvons maintenant utiliser le Z^0 comme une sonde propre des hadrons, de la même manière que le photon a été et est encore un outil de haute précision pour l'étude de la structure des hadrons. Bien que nos motivations soient maintenant l'étude de la structure des nucléons via l'interaction faible, nous sommes nous aussi contraints d'utiliser la technique de violation de parité afin de pouvoir séparer la partie faible de la partie électromagnétique dans l'interaction électron-nucléon.

2 Structure du proton et diffusion élastique ep

L'étude de la structure du nucléon en diffusion élastique eN a été et est encore un grand axe de la recherche expérimentale en physique hadronique. Depuis les années 60 jusqu'au milieu des années 90 cette étude a permis la mesure des facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron. Nous débiterons ce chapitre par un rappel sur les facteurs de forme électromagnétiques du nucléon. Ceci servira de guide à la présentation des facteurs de forme faibles qui sont l'objet de ce cours. Nous montrerons enfin que la connaissance des facteurs de forme faibles et électromagnétiques permet de savoir quelle part de la charge et de l'aimantation du nucléon est due à chaque saveur de quark.

2.1 Facteurs de forme électromagnétiques

Considérons la diffusion élastique d'un électron de quadri-impulsion k sur un proton d'impulsion P de masse M_N . L'état final est défini par un électron d'impulsion k' et un proton d'impulsion P' . A l'ordre le plus bas, le processus est décrit par l'échange d'un seul photon de moment $q = k - k'$. L'amplitude de diffusion \mathcal{M}_γ s'écrit à partir des courants électromagnétiques du proton $\hat{\mathcal{J}}_{EM,\mu}^{(p)}$ et de l'électron $\hat{\mathcal{J}}_{EM,\nu}^{(e)}$ et du propagateur du photon (μ, ν sont les indices de Lorentz):



$$-i\mathcal{M}_\gamma = (ie)^2 \langle p(P') | \hat{\mathcal{J}}_{EM,\mu}^{(p)}(0) | p(P) \rangle \left(\frac{-ig^{\mu\nu}}{q^2} \right) \langle e(k') | \hat{\mathcal{J}}_{EM,\nu}^{(e)}(0) | e(k) \rangle. \quad (2)$$

L'électron étant ponctuel, son courant électromagnétique prend la forme bien connue [7]

$$\langle e(k') | \hat{\mathcal{J}}_{EM,\nu}^{(e)}(x) | e(k) \rangle = \bar{u}(k') \gamma_\nu u(k) e^{i(k'-k) \cdot x}. \quad (3)$$

En revanche, le proton ayant une structure,

$$\langle p(P') | \hat{\mathcal{J}}_{EM,\mu}^{(p)}(x) | p(P) \rangle \neq \bar{U}(P') \gamma_\mu U(P) e^{i(P'-P) \cdot x}. \quad (4)$$

On peut cependant montrer [18] que la forme la plus générale du courant électromagnétique du proton, qui respecte la conservation du courant électromagnétique et l'invariance par parité de l'interaction électromagnétique, est

$$\langle p(P') | \hat{\mathcal{J}}_{EM,\mu}^{(p)}(x) | p(P) \rangle = \bar{U}(P') \left[F_1^{(\gamma,p)}(q^2) \gamma_\mu + F_2^{(\gamma,p)}(q^2) \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M_N} \right] U(P) e^{i(P'-P) \cdot x}. \quad (5)$$

$F_1^{(\gamma,p)}$ et $F_2^{(\gamma,p)}$ sont les *facteurs de forme électromagnétiques du proton*. Ils sont réels et ne dépendent que du transfert $Q^2 = -q^2 \geq 0$. Pour des raisons pratiques, on utilise aussi souvent les facteurs de forme de Sachs, combinaison linéaire des précédents

$$G_E^{(\gamma,p)} = F_1^{(\gamma,p)} - \tau F_2^{(\gamma,p)}, \quad G_M^{(\gamma,p)} = F_1^{(\gamma,p)} + F_2^{(\gamma,p)}, \quad \tau = \frac{Q^2}{4M_N^2}. \quad (6)$$

En effet, à la limite non-relativiste, les facteurs de forme électrique $G_E^{(\gamma,p)}$ et magnétique $G_M^{(\gamma,p)}$ peuvent être interprétés comme les transformées de Fourier des densités de charge et magnétisation du proton. Leur normalisation à $Q^2 = 0$ est donc $G_E^{(\gamma,p)}(0) = 1$, $G_M^{(\gamma,p)}(0) = \mu_p$, où $\mu_p = 1 + \kappa_p = 2.79$ est le moment magnétique du proton.

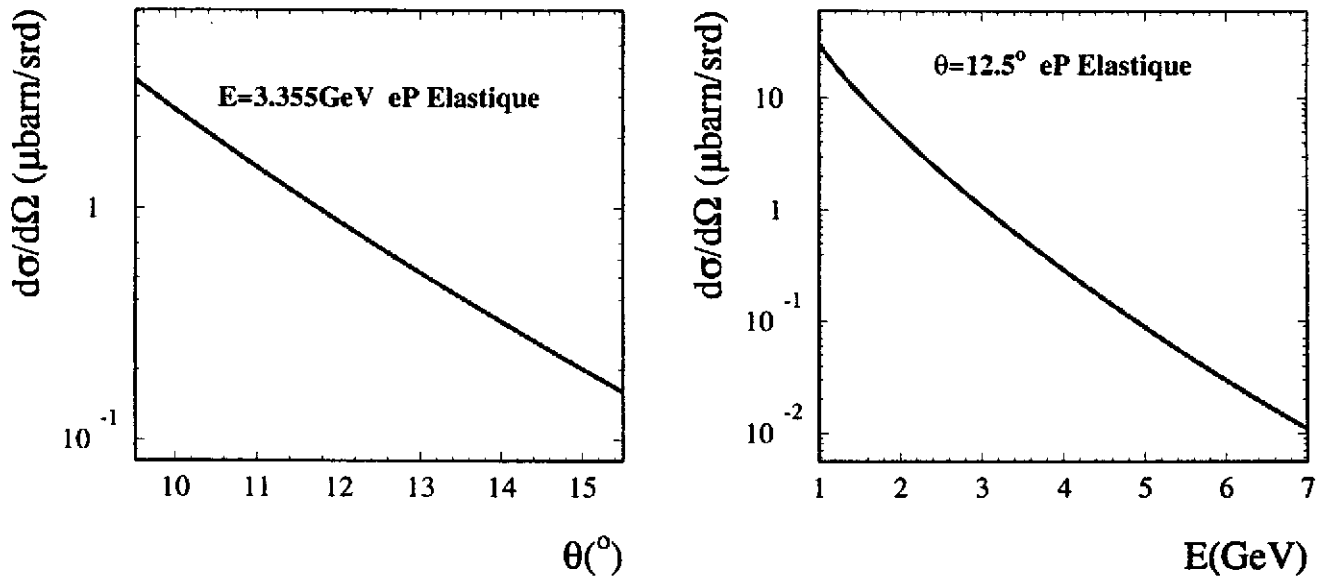


FIG. 2 – Section efficace (à l'ordre le plus bas) élastique ep : a) en fonction de l'angle de diffusion θ pour une énergie $E = 3.355\text{GeV}$; b) en fonction de l'énergie E pour un angle de diffusion $\theta = 12.5^\circ$.

2.2 Section efficace $ep \rightarrow ep$ et mesure des facteurs de forme électromagnétiques

A partir de l'élément de matrice de l'eq. (2), on obtient pour la section efficace la formule de Rosenbluth [19]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{1}{1 + 2\frac{E}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \left[\left(\frac{G_E^{(\gamma,p)^2} + \tau G_M^{(\gamma,p)^2}}{1 + \tau} \right) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2\tau G_M^{(\gamma,p)^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right], \quad (7)$$

avec les notations habituelles, α constante de structure fine, E énergie de l'électron incident, θ l'angle de diffusion de l'électron, $\tau = \frac{Q^2}{4M^2}$, avec le transfert donné par

$$Q^2 = 4E^2 \frac{\sin^2 \frac{\theta}{2}}{1 + 2\frac{E}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}}. \quad (8)$$

La figure (2) donne quelques ordres de grandeur concernant la section efficace. Pour une énergie $E = 3.355\text{GeV}$ et un angle de diffusion $\theta = 12.5^\circ$, celle-ci vaut $0.68 \mu\text{ barn/sr}$. À angle de diffusion fixé, la section efficace chute très rapidement quand l'énergie (donc le transfert Q^2) augmente. Des mesures de facteurs de forme à haut transfert sont donc très difficiles. Depuis les années 60 avec les travaux de R. Hofstater [20] jusqu'à nos jours, de nombreuses mesures de section efficace élastique

$Q^2(\text{GeV}^2)$	$G_E^{(n)}$	$G_M^{(n)}/G_D/\mu_n$	Exp.	Accélérateur	Ref.
0.111		0.957 ± 0.016	$ed \rightarrow epn$	NIKHEF (94)	H. Anklin, [23]
0.109		1.136 ± 0.036	$ed \rightarrow epn$	BATES (93)	P. Markowitz [22]
0.176		1.039 ± 0.032	$ed \rightarrow epn$	BATES (93)	P. Markowitz [22]
0.255		1.028 ± 0.039	$ed \rightarrow epn$	BATES (93)	P. Markowitz, [22]
0.190		0.999 ± 0.067	$\vec{e}^3 \vec{H}e \rightarrow eppn$	BATES (94)	H. Gao, et al. [24]
0.125		1.020 ± 0.024	$ed \rightarrow epn$	BONN (94)	E. Bruins [25]
0.255		1.076 ± 0.023	$ed \rightarrow epn$	BONN (94)	E. Bruins [25]
0.417		1.135 ± 0.037	$ed \rightarrow epn$	BONN (94)	E. Bruins [25]
0.605		1.104 ± 0.035	$ed \rightarrow epn$	BONN (94)	E. Bruins [25]
0.160	0.070 ± 0.106		$\vec{e}^3 \vec{H}e \rightarrow eppn$	BATES (91)	C. Jones [26]
0.200	0.044 ± 0.074		$\vec{e}^3 \vec{H}e \rightarrow eppn$	BATES (92)	A. Thompson [27]
0.255	0.066 ± 0.037		$\vec{e}d \rightarrow ep\bar{n}$	BATES (94)	T. Eden [28]
0.310	0.035 ± 0.013		$\vec{e}^3 \vec{H}e \rightarrow eppn$	MAINZ (94)	M. Meyeroff [29]

TAB. 1 – Mesures récentes des facteurs de forme électromagnétiques du neutron (modèle dipolaire avec $M_V = 0.843\text{GeV}$).

ont permis d'extraire précisément les facteurs de forme électromagnétiques du proton. Les données expérimentales [21] (fig. 3) sont en bon accord avec un modèle dipolaire pour lequel

$$\left(G_E^{(\gamma,p)}\right)_D = \frac{1}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_V^2}\right)^2}, \quad \left(G_M^{(\gamma,p)}\right)_D = \mu_P \left(G_E^{(\gamma,p)}\right)_D, \quad \text{avec } M_V = 0.843\text{GeV}. \quad (9)$$

Le modèle dipolaire traduit une distribution de charge exponentielle $\rho(r) = e^{-\frac{r}{r_0}}$, où $r_0 = 1/M_V = 0.234\text{fm}$, dont le rayon carré moyen vaut

$$\sqrt{\langle r^2 \rangle} = \sqrt{-6 \frac{dG_E}{dQ^2}} = \sqrt{12}r_0 = 0.81\text{fm}.$$

Compte tenu de la difficulté d'obtenir des cibles de "neutrons", les facteurs de forme du neutron sont beaucoup moins bien connus. On utilise généralement la diffusion quasi-élastique sur des cibles de deutérium ou d^3He . Le neutron étant neutre, $G_E^{(\gamma,n)}(0) = 0$. Il a un facteur de forme électrique très faible, et sa mesure est pratiquement impossible via les techniques de séparation de Rosenbluth. On utilise alors des mesures d'asymétrie avec des électrons et des neutrons polarisés. Une compilation des mesures récentes est donnée dans la table (1) et sur la figure (4). Pour le facteur de forme magnétique du neutron, le modèle dipolaire est encore d'actualité :

$$\left(G_M^{(\gamma,n)}\right)_D = \mu_n \frac{1}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_V^2}\right)^2}, \quad \text{avec } \mu_n = \kappa_n = -1.91. \quad (10)$$

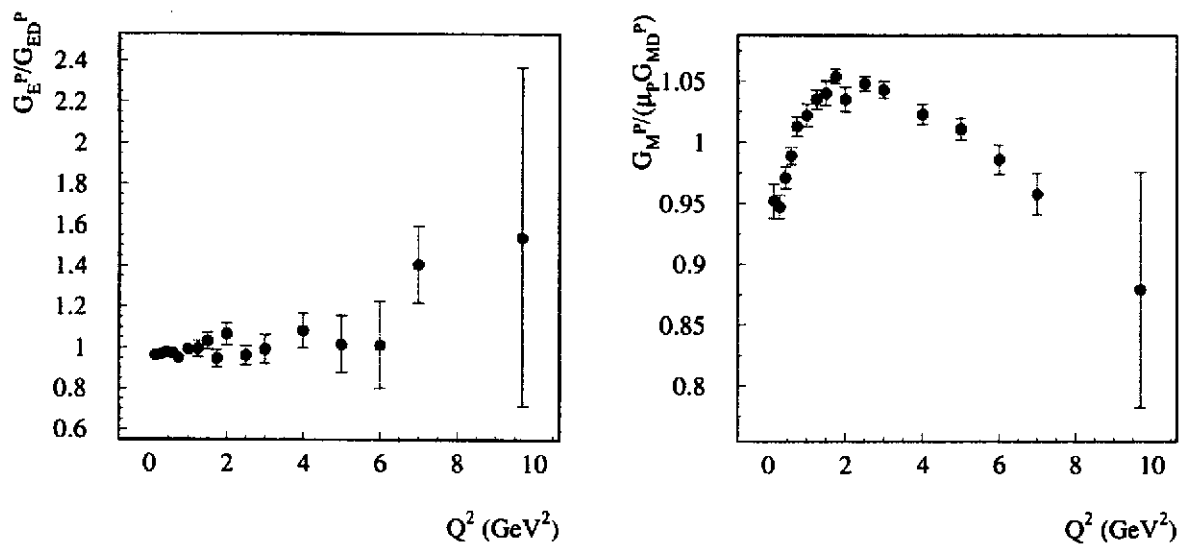


FIG. 3 – Facteurs de forme électrique et magnétique du proton, renormalisés au modèle dipolaire.

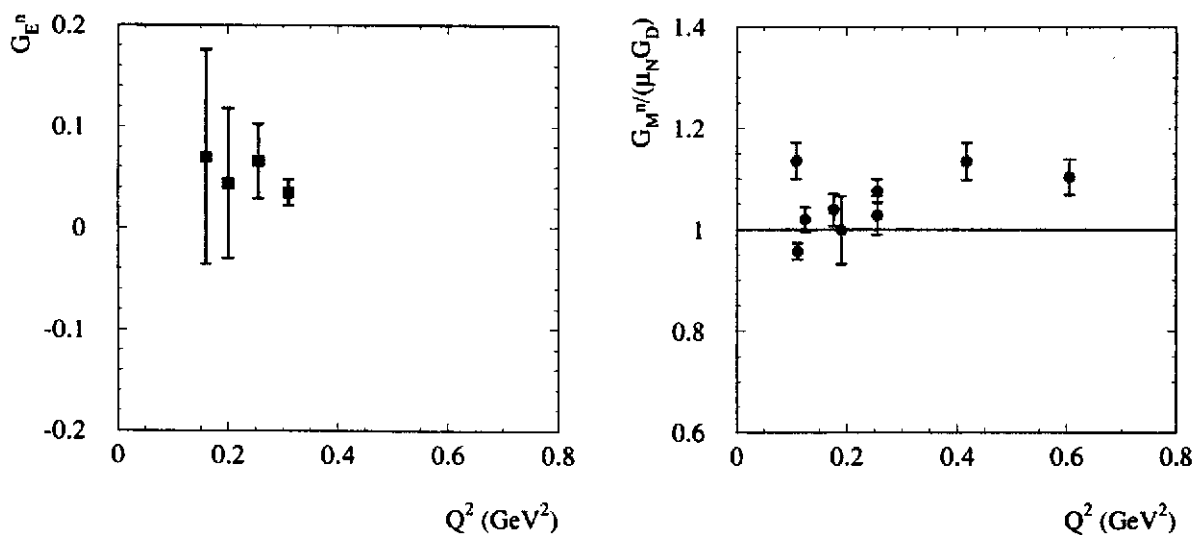


FIG. 4 – Mesures récentes des facteurs de forme électromagnétiques du neutron.

En revanche, pour le facteur de forme électrique on fait souvent appel à la paramétrisation de Galster [30],[33]

$$G_E^{(n)} = -\mu_n \tau \frac{1}{1 + \alpha_n \tau} G_E^{(p)}, \text{ avec } \alpha_n = 5.6. \quad (11)$$

L'état de l'art sur la connaissance de $G_E^{(\gamma,n)}$ et $G_M^{(\gamma,n)}$ étant loin d'être satisfaisant, une campagne de mesures importante débute actuellement auprès des accélérateurs d'électrons européens [31] et américains [32]. La figure (5) illustre les progrès qui seront susceptibles d'être accomplis pour la mesure du facteur de forme électrique du neutron, le plus délicat à mesurer. L'ensemble des mesures existantes est comparé aux projections pour les expériences des laboratoires NIKHEF [31] et JLAB [32]. La zone grisée représente l'incertitude théorique sur les mesures effectuées à Saclay [33].

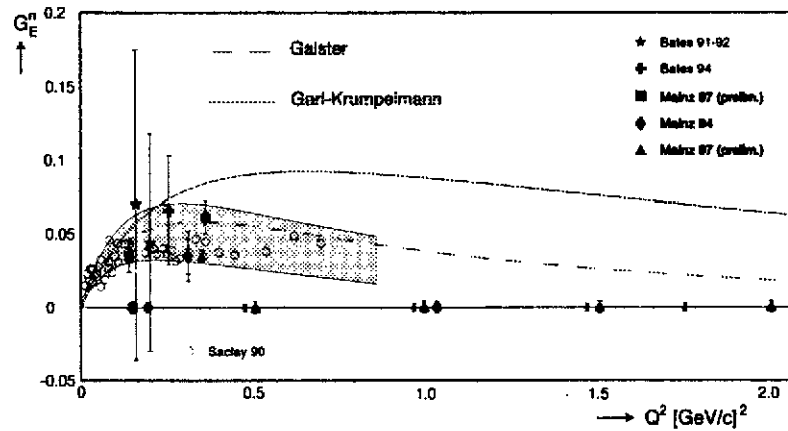


FIG. 5 – Mesures de G_E^n .

Dans la suite de ce cours nous considérons que les facteurs de forme électromagnétiques sont (pour le proton) ou seront prochainement (pour le neutron) bien mesurés. Dans ce contexte, voyons ce qu'il est possible d'apprendre sur la structure du nucléon, en particulier les différentes contributions des quarks à la densité de charge et d'aimantation du proton.

2.3 Facteurs de forme du nucléon et facteurs de forme de quarks

Si l'on fait l'hypothèse (raisonnable) que les seuls objets chargés dans un nucléon sont les quarks, il est facile d'exprimer l'opérateur courant électromagnétique du proton en fonction des opérateurs courant électromagnétique des quarks. En effet, l'opérateur courant électromagnétique d'un quark de saveur i ($i = u, d, c, s, t, b$) et de charge Q_i est

$$\hat{j}_{E,\mu}^{(i)} = \bar{q}_i \gamma_\mu Q_i q_i, \quad (12)$$

avec q_i les bispineurs associés aux quarks de courant du Lagrangien de QCD. L'opérateur courant électromagnétique pour un proton est alors simplement donné par

$$\hat{J}_{E,\mu} = \sum_i \hat{j}_{E,\mu}^{(i)} = \sum_i \bar{q}_i \gamma_\mu Q_i q_i. \quad (13)$$

Le courant électromagnétique du proton se décompose donc comme une somme d'éléments de matrice du courant vectoriel de quark pondéré par sa charge :

$$\langle p(P') | \hat{\mathcal{J}}_{EM,\mu}^{(p)}(0) | p(P) \rangle = \sum_i Q_i \langle p(P') | \bar{q}_i \gamma_\mu q_i | p(P) \rangle. \quad (14)$$

Les mêmes considérations de symétrie qui ont permis d'introduire les facteurs de forme du proton permettent de montrer qu'un élément de matrice d'un courant vectoriel de quark est aussi paramétrisé par deux *facteurs de forme de quark* $F_1^{(i,p)}$ et $F_2^{(i,p)}$

$$\langle p(P') | \bar{q}_i \gamma_\mu q_i | p(P) \rangle = \bar{U}(P') \left[\gamma_\mu F_1^{(i,p)}(Q^2) + i \frac{\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{2M_N} F_2^{(i,p)}(Q^2) \right] U(P). \quad (15)$$

Nous pouvons alors exprimer le courant électromagnétique du proton de deux façons :

– en fonction des facteurs de formes de quark

$$\langle p(P') | \hat{\mathcal{J}}_{EM,\mu}^{(p)}(0) | p(P) \rangle = \bar{U}(P') \left\{ \sum_i Q_i \left[\gamma_\mu F_1^{(i,p)} + i \frac{\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{2M_N} F_2^{(i,p)} \right] \right\} U(P), \quad (16)$$

– en fonction de facteurs de forme du proton

$$\langle p(P') | \hat{\mathcal{J}}_{EM,\mu}^{(p)}(0) | p(P) \rangle = \bar{U}(P') \left[\gamma_\mu F_1^{(\gamma,p)}(q^2) + i \frac{\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{2M_N} F_2^{(\gamma,p)}(q^2) \right]. \quad (17)$$

Ceci nous conduit naturellement à la décomposition des facteurs de forme du proton en fonction des facteurs de forme des quarks :

$$F_{1,2}^{(\gamma,p)} = \sum_i Q_i F_{1,2}^{(i,p)} = \frac{2}{3} F_{1,2}^{(u,p)} - \frac{1}{3} F_{1,2}^{(d,p)} - \frac{1}{3} F_{1,2}^{(s,p)}. \quad (18)$$

Cette décomposition s'applique aussi aux facteurs de forme de Sachs

$$G_{E,M}^{(\gamma,p)} = \sum_i Q_i G_{E,M}^{(i,p)} = \frac{2}{3} G_{E,M}^{(u,p)} - \frac{1}{3} G_{E,M}^{(d,p)} - \frac{1}{3} G_{E,M}^{(s,p)}. \quad (19)$$

Dans la seconde partie des eq. (18) et (19), la somme sur les saveurs est limitée aux saveurs des trois quarks les plus légers u, d, s (Table du Particule Data Group (1996) ci-contre). Ceci se justifie par le fait que le nucléon ne porte aucune saveur s, c, b et t . Ces quarks ne se manifestent donc que par des fluctuations quantiques (création de paires $q\bar{q}$), d'autant moins probables que la masse de la paire est élevée. Une justification théorique rigoureuse est donnée par Kaplan et Manohar [34]. Dans la suite, nous nous limiterons aux 3 saveurs u, d, s pour décrire les propriétés du nucléon.

MeV	GeV
$2 \leq m_u \leq 8$	$1 \leq m_c \leq 1.6$
$5 \leq m_d \leq 15$	$4 \leq m_b \leq 4.5$
$100 \leq m_s \leq 300$	$168 \leq m_t \leq 192$

Nous venons donc de montrer que les facteurs de forme du proton sont une combinaison linéaire des facteurs de forme des quarks, ces derniers permettant d'accéder à des éléments de matrice du type $\langle p(P') | \bar{q}_i \gamma_\mu q_i | p(P) \rangle$. Or ces éléments de matrice (appelés dans la littérature éléments de matrice de QCD) sont des objets fondamentaux de QCD non perturbatif. Leurs mesures représenteraient une contrainte certaine pour toutes les études théoriques traitant de l'interaction forte à basse énergie.

D'après l'équation (18), les mesures des facteurs de forme électromagnétiques du proton ne permettent pas à elles seules de séparer les 3 facteurs de forme de quarks $F_{1,2}^{(u,d,s)}$. Les mesures des facteurs de forme électromagnétiques du neutron vont nous permettre de progresser. Il faut pour cela supposer que la symétrie d'isospin neutron-proton est réalisée de la façon suivante :

$$F_{1,2}^{(u,p)} = F_{1,2}^{(d,n)} = F_{1,2}^{(u)}; \quad F_{1,2}^{(d,p)} = F_{1,2}^{(u,n)} = F_{1,2}^{(d)}; \quad F_{1,2}^{(s,p)} = F_{1,2}^{(s,n)} = F_{1,2}^{(s)}. \quad (20)$$

Nous adoptons à partir de maintenant la notation $F_{1,2}^{(i)}$ pour les facteurs de forme d'un quark de saveur (i) au sein du proton. L'utilisation de la symétrie d'isospin nous amène au système d'équations :

$$F_{1,2}^{(\gamma,p)} = \frac{2}{3} F_{1,2}^{(u)} - \frac{1}{3} F_{1,2}^{(d)} - \frac{1}{3} F_{1,2}^{(s)}, \quad (21)$$

$$F_{1,2}^{(\gamma,n)} = \frac{2}{3} F_{1,2}^{(d)} - \frac{1}{3} F_{1,2}^{(u)} - \frac{1}{3} F_{1,2}^{(s)}. \quad (22)$$

Il est de tradition [35] d'utiliser une autre paramétrisation des facteurs de forme des quarks basée sur les générateurs de $SU(3)$ de saveur (ceci ne nécessite en rien que la symétrie $SU(3)$ de saveur soit exacte pour le nucléon)

$$F_{1,2}^{(0)} = \frac{1}{3} (F_{1,2}^{(u)} + F_{1,2}^{(d)} + F_{1,2}^{(s)}), \quad (23)$$

$$F_{1,2}^{(3)} = \frac{1}{2} (F_{1,2}^{(u)} - F_{1,2}^{(d)}), \quad (24)$$

$$F_{1,2}^{(8)} = \frac{1}{2\sqrt{3}} (F_{1,2}^{(u)} + F_{1,2}^{(d)} - 2F_{1,2}^{(s)}). \quad (25)$$

On aboutit alors à

$$F_{1,2}^{(\gamma,p)} + F_{1,2}^{(\gamma,n)} = \frac{2}{\sqrt{3}} F_{1,2}^{(8)} = \frac{1}{3} (F_{1,2}^{(u)} + F_{1,2}^{(d)} - 2F_{1,2}^{(s)}), \quad (26)$$

$$F_{1,2}^{(\gamma,p)} - F_{1,2}^{(\gamma,n)} = 2F_{1,2}^{(3)} = F_{1,2}^{(u)} - F_{1,2}^{(d)}. \quad (27)$$

La mesure des facteurs de forme électromagnétiques du neutron et du proton $F_{1,2}^{(\gamma)(p,n)}$ permet donc la détermination de $F_{1,2}^{(3)}$ et $F_{1,2}^{(8)}$. Néanmoins ceci reste insuffisant pour séparer complètement les trois saveurs.

À $Q^2 = 0$, nous avons les normalisations suivantes (dédites des équations 26-27) :

$$F_1^{(3)}(0) = \frac{1}{2}, \quad F_1^{(8)}(0) = \frac{\sqrt{3}}{2}, \quad (28)$$

$$F_2^{(3)}(0) = \frac{1}{2} (\kappa_p - \kappa_n), \quad F_2^{(8)}(0) = \frac{\sqrt{3}}{2} (\kappa_p + \kappa_n). \quad (29)$$

D'autre part le proton ayant un nombre baryonique $B = 1$, $F_1^{(0)}(0) = 1$. La seule inconnue à $Q^2 = 0$ est donc $F_2^{(0)}$ ou si l'on préfère souligner le rôle du quark étrange $F_2^{(s)}(0)$.

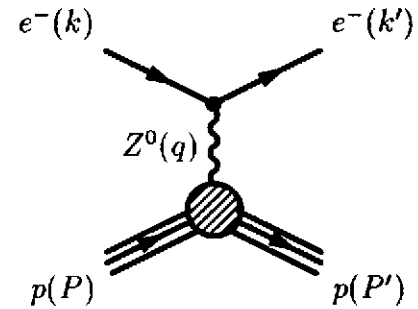
3 Facteurs de forme faibles neutres du proton

Jusqu'à présent toutes les mesures présentées dans ce cours ont été effectuées en utilisant l'interaction électromagnétique (le photon) comme sonde du nucléon. Comme il l'a été expliqué dans l'introduction, les progrès de la physique des particules ont conféré à l'interaction faible (le Z^0) le caractère de "sonde propre". Il est donc naturel d'essayer d'utiliser expérimentalement cette dernière pour élargir notre connaissance du nucléon.

Ce chapitre présente les facteurs de forme faibles neutres du nucléon. Ils sont à l'interaction ($Z^0 p \rightarrow p$) ce que les facteurs de formes électromagnétiques étaient à l'interaction ($\gamma p \rightarrow p$). Nous montrerons que la mesure des facteurs de forme faibles du proton, combinée aux mesures des facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron, permet enfin de séparer les différents saveurs de quarks et donc d'accéder aux éléments de matrices vectoriels $\langle p(P') | \bar{q}_i \gamma_\mu q_i | p(P) \rangle$.

3.1 Facteurs de forme faibles neutres du proton

Considérons le graphe de diffusion élastique d'un électron de quadri-impulsion k sur un proton d'impulsion P par échange d'un Z^0 . Nous adoptons les notations du Halzen [7]. g est la constante de couplage de l'isotriplet $W_\mu^{(1,2,3)}$, $g'/2$ la constante de couplage pour le champ B_μ (hypercharge faible) et θ_W l'angle de Weinberg, paramétrisant le mélange entre les champs $W_\mu^{(1,2,3)}$ et le champ B_μ . L'amplitude de ce graphe \mathcal{M}_{Z^0} s'écrit à partir des courants faibles de l'électron $\hat{\mathcal{J}}_{F,\nu}^{(e)}$, du proton $\hat{\mathcal{J}}_{F,\mu}^{(p)}$, et du propagateur du Z^0



$$-i\mathcal{M}_{Z^0} = \left(-i\frac{g}{\cos\theta_W}\right)^2 \langle p(P') | \hat{\mathcal{J}}_{F,\mu}^{(p)}(0) | p(P) \rangle \frac{-i\left(g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{M_Z^2}\right)}{q^2 - M_Z^2} \langle e(k') | \hat{\mathcal{J}}_{F,\nu}^{(e)}(0) | e(k) \rangle. \quad (30)$$

Comme dans le cas électromagnétique le courant faible de l'électron ne pose aucun problème [7]

$$\langle e(k') | \hat{\mathcal{J}}_{F,\nu}^{(e)}(0) | e(k) \rangle = \bar{u}(k') \left(\frac{1}{4} \left[(-1 + 4\sin^2\theta_W) \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_5 \right] \right) u(k). \quad (31)$$

Pour le proton la paramétrisation du courant faible est plus complexe que dans le cas électromagnétique :

$$\langle p(P') | \hat{\mathcal{J}}_{F,\mu}^{(p)}(0) | p(P) \rangle = \bar{U}(P') \left[\gamma_\mu F_1^{(Z)} + i\frac{\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M_N} F_2^{(Z)} + \gamma_\mu \gamma_5 G_1^{(Z)} + \frac{q_\mu}{M_N} \gamma_5 G_P^{(Z)} \right] U(P). \quad (32)$$

$F_1^{(Z)}$ et $F_2^{(Z)}$ sont les facteurs de forme faibles de Pauli-Dirac du proton. On peut aussi définir les facteurs de forme faibles de Sachs

$$G_E^{(Z)} = F_1^{(Z)} - \tau F_2^{(Z)}, \quad G_M^{(Z)} = F_1^{(Z)} + F_2^{(Z)}.$$

$G_1^{(Z)}$ est le facteur de forme axial et $G_P^{(Z)}$ le facteur de forme pseudoscalaire induit. Ces deux derniers facteurs de forme sont présents car l'interaction faible ne conserve pas la parité.

3.2 Facteurs de forme faibles du proton et facteurs de forme des quarks

Faisons à nouveau l'hypothèse (toujours raisonnable) qu'au sein du proton, seuls les quarks se couplent au Z^0 . Ceci permet d'écrire l'opérateur courant faible du proton en fonction des opérateurs courant faible des quarks [35]

$$\hat{J}_{F,\mu}^{(p)} = \sum_i \bar{q}_i \gamma_\mu \left[\frac{1}{2} T_i^{(3)} (1 - \gamma^5) - Q_i \sin^2 \theta_W \right] q_i, \quad (33)$$

avec $T_i^{(3)}$ la troisième composante de l'isospin faible (cf le tableau 2). Séparons la partie vectorielle de la partie axiale

$$\hat{J}_{F,\mu}^{(p)} = \sum_i \left[\bar{q}_i \gamma_\mu q_i \left(\frac{1}{2} T_i^{(3)} - Q_i \sin^2 \theta_W \right) - \frac{1}{2} T_i^{(3)} \bar{q}_i \gamma_\mu \gamma^5 q_i \right], \quad (34)$$

et introduisons les opérateurs courants vectoriel et axial d'un quark de saveur i

$$\hat{J}_{V,\mu}^{(i)} = \bar{q}_i \gamma_\mu q_i, \quad \hat{J}_{A,\mu}^{(i)} = \bar{q}_i \gamma_\mu \gamma^5 q_i. \quad (35)$$

Ceci conduit à l'expression du courant faible du proton

$$\langle p(P') | \hat{J}_{F,\mu}^{(p)}(0) | p(P) \rangle = \sum_i \left[c_V^{(i)} \langle p(P') | \hat{J}_{V,\mu}^{(i)} | p(P) \rangle + c_A^{(i)} \langle p(P') | \hat{J}_{A,\mu}^{(i)} | p(P) \rangle \right], \quad (36)$$

avec les coefficients

$$c_V^{(i)} = \left(\frac{1}{2} T_i^{(3)} - Q_i \sin^2 \theta_W \right), \quad c_A^{(i)} = -\frac{1}{2} T_i^{(3)}. \quad (37)$$

En plus des éléments de matrice vectoriels des quarks sur le nucléon qui intervenaient déjà pour les facteurs de forme électromagnétiques du proton, nous devons maintenant aussi traiter des éléments de matrice axiaux $\langle p(P') | \bar{q}_i \gamma_\mu \gamma^5 q_i | p(P) \rangle$. Ils sont paramétrisés par deux facteurs de forme, $G_1^{(i)}$ et $G_P^{(i)}$, respectivement *le facteur de forme axial et pseudoscalaire induit d'un quark de saveur i*

$$\langle p(P') | \bar{q}_i \gamma_\mu \gamma^5 q_i | p(P) \rangle = \bar{U}(p') \left[\gamma_\mu \gamma^5 G_1^{(i)}(Q^2) + \frac{q_\mu}{M_N} \gamma^5 G_P^{(i)}(Q^2) \right] U(p). \quad (38)$$

quark	Q_i	$T_{i,L}^{(3)}$	quark	Q_i	$T_{i,L}^{(3)}$	quark	Q_i	$T_{i,L}^{(3)}$
u	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2}$	c	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2}$	t	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2}$
d	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	s	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	b	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$

TAB. 2 - Charge Q_i et $T_i^{(3)}$ troisième composante de l'isospin faible.

Il est alors facile d'aboutir aux relations suivantes

$$F_{1,2}^{(Z)} = \sum_i \left(\frac{1}{2} T_i^{(3)} - Q_i \sin^2 \theta_W \right) F_{1,2}^{(i)}, \quad (39)$$

$$G_{1,P}^{(Z)} = \sum_i \left(-\frac{1}{2} T_i^{(3)} \right) G_{1,P}^{(i)}, \quad (40)$$

qui en se limitant aux saveurs des quarks les plus légers conduisent à

$$F_{1,2}^{(Z)} = \left(+\frac{1}{4} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) F_{1,2}^{(u)} + \left(-\frac{1}{4} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right) F_{1,2}^{(d)} + \left(-\frac{1}{4} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right) F_{1,2}^{(s)}, \quad (41)$$

$$G_{1,P}^{(Z)} = -\frac{1}{4} G_{1,P}^{(u)} + \frac{1}{4} G_{1,P}^{(d)} + \frac{1}{4} G_{1,P}^{(s)}. \quad (42)$$

En nous concentrant sur la partie vectorielle, il apparaît que la mesure des facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron ainsi que la mesure des facteurs de forme vectoriels faibles du proton permettent de séparer les trois saveurs de quarks. Ceci est résumé par le système d'équations

$$F_{1,2}^{(\gamma,p)} = \frac{2}{3} F_{1,2}^{(u)} - \frac{1}{3} F_{1,2}^{(d)} - \frac{1}{3} F_{1,2}^{(s)}, \quad (43)$$

$$F_{1,2}^{(\gamma,n)} = \frac{2}{3} F_{1,2}^{(d)} - \frac{1}{3} F_{1,2}^{(u)} - \frac{1}{3} F_{1,2}^{(s)}, \quad (44)$$

$$F_{1,2}^{(Z)} = \left(+\frac{1}{4} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) F_{1,2}^{(u)} + \left(-\frac{1}{4} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right) F_{1,2}^{(d)} + \left(-\frac{1}{4} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right) F_{1,2}^{(s)}. \quad (45)$$

Ceci s'écrit aussi

$$F_{1,2}^{(Z,p)} = \frac{1}{4} \left[(2 - 4 \sin^2 \theta_W) F_{1,2}^{(\gamma,p)} - F_{1,2}^{(0)} \right] = \frac{1}{4} \left[(1 - 4 \sin^2 \theta_W) F_{1,2}^{(\gamma,p)} - F_{1,2}^{(\gamma,n)} - F_{1,2}^{(s)} \right]. \quad (46)$$

Cette équation a le mérite de montrer que $F_{1,2}^{(0)}$, c'est à dire l'élément de matrice vectoriel singlet $\langle p(P') | \bar{u} \gamma_\mu u + \bar{d} \gamma_\mu d + \bar{s} \gamma_\mu s | p(P) \rangle$, peut être déterminé uniquement grâce aux mesures sur le proton. En revanche pour faire une séparation complète, et donc accéder à l'élément de matrice vectoriel du quark s , les mesures (moins précises) des facteurs de forme électromagnétiques du neutron sont nécessaires. La mesure des facteurs de forme faibles du proton $F_{1,2}^{(Z)}$ est l'objet du prochain chapitre.

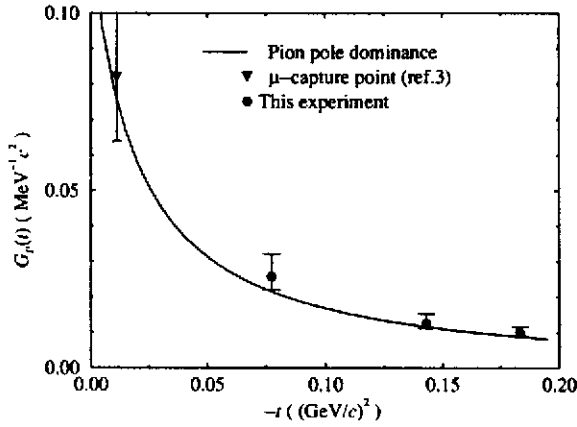


FIG. 6 - Mesures de $G_p^{(Z)}$.

de structure g_1^p du proton. Pour plus de détails, on consultera le cours de H. Pirner. Je me bornerai ici à donner le principe de la mesure de $G_1^{(Z)}(0)$.

Si la symétrie $SU(3)$ est exacte, on peut montrer que (à $Q^2 = 0$)

$$G_1^{(3)} = \frac{1}{2} [G_1^{(u)} - G_1^{(d)}] = \frac{1}{2} s^\mu \langle p(P) | [\bar{u} \gamma_\mu \gamma_5 u - \bar{d} \gamma_\mu \gamma_5 d] | p(P) \rangle = \frac{1}{2} (F + D) = \frac{1}{2} g_a,$$

$$G_1^{(8)} = \frac{1}{2\sqrt{3}} [G_1^{(u)} + G_1^{(d)} - 2G_1^{(s)}] = \frac{1}{2\sqrt{3}} (3F - D).$$

Dans ces équations g_a est la constante de désintégration du neutron, $g_a = 1.2573 \pm 0.0028$, et le rapport F/D est extrait des mesures de désintégrations des hyperons [44], $F/D = 0.575 \pm 0.016$. La dernière contrainte est apportée par la mesure de la fonction de structure g_1^p en diffusion profondément inélastique de leptons polarisés sur une cible de protons polarisés. Le premier moment de cette fonction de structure s'écrit (Règle de somme d'Ellis-Jaffe)

$$\int_0^1 g_1^p(x) dx = \frac{1}{12} (F + D) + \frac{5}{36} (F + D) + \frac{1}{3} G_1^{(s)}(0).$$

Expérimentalement, la fonction de structure n'est pas mesurée sur tout le domaine cinématique,

$$0 \leq x = \frac{Q^2}{2M(E - E')} \leq 1,$$

Avant d'entrer dans le vif du sujet, faisons un point rapide sur la partie axiale. La partie isovectorielle du facteur de forme pseudoscalaire induit a été mesurée en capture μ sur l'hydrogène [36] et en electro-production de pion sur le proton [43]. Les résultats sont représentés sur la figure (6). C'est la dernière fois que nous rencontrerons ce facteur de forme car il n'intervient pas dans les expériences de violation de parité [50].

En ce qui concerne le facteur de forme axial $G_1^{(Z)}$, sa valeur à $Q^2 = 0$ est déterminée (de façon très indirecte [34]) en utilisant les mesures de désintégrations semi-leptoniques des hyperons et de la fonction

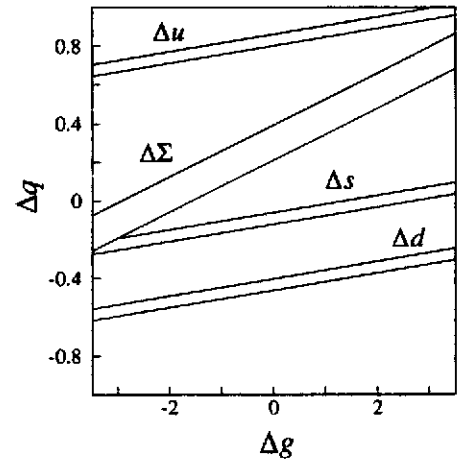


FIG. 7 - Δu , Δd , Δs en fonction de Δg la fraction du spin du proton portée par les gluons.

et pour aboutir au premier moment de g_1 , une extrapolation délicate des mesures vers $x \rightarrow 0$ est nécessaire.

En supposant que les gluons ne jouent aucun rôle au niveau du spin du proton, la règle de somme d'Ellis-Jaffe permet d'extraire [3] (voir la figure 7)

$$\Delta u = G_1^{(u)}(0) = +0.83 \pm 0.05,$$

$$\Delta d = G_1^{(d)}(0) = -0.43 \pm 0.05,$$

$$\Delta s = G_1^{(s)}(0) = -0.09 \pm 0.06.$$

Où nous avons adopté la notation $\Delta q = s^\mu \langle p(P, s) | \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q | p(P, s) \rangle$, avec s_μ le quadri-vecteur décrivant le spin du proton. Avec toutes les précautions en raison des nombreuses hypothèses qui permettent d'aboutir à ce résultat, on peut dire que la valeur des facteurs de forme axiaux des quarks à $Q^2 = 0$ est connue. En définissant

$$G_A(Q^2) = \frac{1}{2} (G_1^{(u)} - G_1^{(d)}), \text{ avec } G_A(0) = \frac{1}{2} g_a, \quad (47)$$

on obtient finalement

$$G_1^{(Z)}(Q^2) = -\frac{1}{2} G_A(Q^2) + \frac{1}{4} G_1^{(s)}(Q^2). \quad (48)$$

On utilise pour l'évolution de $G_A(Q^2)$ un modèle dipolaire, avec un paramètre de masse axiale $M_A = 1.061 \pm 0.026 \text{ GeV}$ mesuré en diffusion $\nu n \rightarrow \mu p$ [37]- [40].

4 Mesure des facteurs de forme faibles et violation de parité

Concentrons nous à présent sur la mesure des facteurs de forme vectoriels faibles neutres du proton qui (d'après l'eq. (46)) vont nous permettre de déterminer les facteurs de forme vectoriels des quarks. Dans ce chapitre nous expliquons tout d'abord pourquoi la mesure de la violation de parité en diffusion élastique d'électrons polarisés longitudinalement est une méthode adaptée à la mesure des facteurs de forme faibles du proton. Nous donnons ensuite les grandes lignes qui permettent de dessiner une expérience de violation de parité. Un "modèle standard" du nucléon permettra d'évaluer l'ordre de grandeur des asymétries qu'il faudra mesurer. Nous montrerons comment la technique de mesure des asymétries de taux de comptage, A_{exp} , pour deux états de polarisations opposées permet d'extraire l'asymétrie de violation de parité, A_{PV} . Ceci nous permettra d'introduire la notion de figure de mérite d'une expérience. Enfin nous terminerons par la liste des dispositifs expérimentaux nécessaires à la réalisation pratique d'une expérience de violation de parité.

4.1 Comment mesurer $F_{1,2}^{(Z)}$?

Il s'agit de définir une méthode expérimentale pour mesurer les facteurs de forme faibles du proton. Pour cela il faut utiliser une sonde qui interagisse avec le proton via le Z^0 . Il y a deux possibilités : la diffusion élastique νp ou la diffusion élastique $e p$. A priori, la diffusion élastique νp semble plus séduisante, puisque c'est un processus purement faible, alors que la diffusion élastique $e p$ est un mélange entre interaction électromagnétique et interaction faible.

La section efficace de diffusion νp and $\bar{\nu} p$ élastique est donnée par [41], [42]

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{G_F^2 Q^2}{2\pi E_\nu^2} [A \pm BW + CW^2], \quad (49)$$

avec

$$W = \frac{4E_\nu}{M_N} - \frac{Q^2}{M_N^2}, \quad (50)$$

et

$$A = \frac{1}{4} \left[G_1^{(Z)^2} (1 + \tau) - \left(F_1^{(Z)^2} - \tau F_2^{(Z)^2} \right) (1 - \tau) + 4\tau F_1^{(Z)} F_2^{(Z)} \right], \quad (51)$$

$$B = -\frac{1}{4} G_1^{(Z)} (F_1^{(Z)} + F_2^{(Z)}), \quad C = \frac{1}{16} \frac{M_N^2}{Q^2} \left(G_1^2 + F_1^{(Z)^2} + \tau F_2^{(Z)^2} \right). \quad (52)$$

Ces sections efficaces ont été mesurées par l'expérience E734 à Brookhaven avec des anti-neutrinos et des neutrinos d'énergie moyenne $\langle E_\nu \rangle$ de 1.2 GeV et 1.3 GeV respectivement. Ceci correspond à un transfert Q^2 compris entre 0.4 et 1.1 GeV². Pour pouvoir séparer les facteurs de forme vectoriels et axial, on est contraint de se donner l'évolution en Q^2 de $F_{1,2}^{(Z)}$ et $G_1^{(Z)}$. Un modèle dipolaire est utilisé dans les deux cas (paramètre M_V pour les facteurs de forme vectoriels et M_A pour le facteur de forme axial). En raison du Q^2 relativement élevé de cette expérience, la mesure des facteurs de forme est très sensible à la valeur du paramètre M_A . Il s'avère en fait impossible de trancher entre un scénario avec $M_A = 1.086 \pm 0.015$ où tous les facteurs de forme du quark étrange sont nuls, et un scénario où les facteurs de forme du quark étrange ont les valeurs $G_1^{(s)}(0) = -0.21 \pm 0.10$, $F_1^{(s)}(0) = +0.53 \pm 0.70$, $F_2^{(s)}(0) = -0.40 \pm 0.72$, avec $M_A = 1.012 \pm 0.023$ [41].

Voyons maintenant la situation en diffusion élastique $e p$. L'élément de matrice décrivant cette réaction est la somme des graphes d'échange d'un photon (eq. 2) et d'échange d'un Z^0 (eq. 30)

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_{Z^0}, \quad (53)$$

de sorte que la section efficace sera proportionnelle à

$$\sigma_{ep \rightarrow ep} \propto |\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_{Z^0}|^2. \quad (54)$$

Afin de rester dans un domaine cinématique où la section efficace n'est pas trop faible, les expériences de diffusion élastique se limitent à des faibles transferts ($Q^2 \simeq 0.1 - 10 GeV^2 \ll M_Z^2$). Dans ces conditions, dans l'expression de l'élément de matrice \mathcal{M}_{Z^0} (eq. 30) on peut simplifier le propagateur du Z_0

$$\frac{-i \left(g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{M_Z^2} \right)}{q^2 - M_Z^2} \simeq \frac{i g^{\mu\nu}}{M_Z^2}.$$

En utilisant la relation entre la constante de couplage g et la constante de Fermi de la désintégration du μ ($G = G_F \cos^2 \theta_c$, où $\theta_c \simeq 13^\circ$ est l'angle de mélange de Cabibbo [7])

$$G_F = \frac{\sqrt{2} g^2}{8 \cos^2 \theta_W M_Z^2}, \quad (55)$$

l'élément de matrice \mathcal{M}_{Z^0} s'écrit finalement

$$-i \mathcal{M}_{Z^0} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \langle p(P') | \hat{\mathcal{J}}_{F,\mu}^{(p)}(0) | p(P) \rangle \bar{u}(k') \left[\left(-1 + 4 \sin^2 \theta_W \right) \gamma_\mu + \gamma_\mu \gamma_5 \right] u(k). \quad (56)$$

On a donc $|\mathcal{M}_\gamma| \propto \frac{\alpha}{Q^2}$, $|\mathcal{M}_{Z^0}| \propto G_F$, si bien que la section efficace élastique s'écrit

$$\sigma_{ep \rightarrow ep} = |\mathcal{M}_\gamma|^2 + 2 \mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_{Z^0}^*) + |\mathcal{M}_{Z^0}|^2 = (\dots) \frac{\alpha^2}{Q^4} + (\dots) G_F \frac{\alpha}{Q^2} + (\dots) G_F^2. \quad (57)$$

En conséquence pour $Q^2 \simeq 1 GeV^2$, nous avons la hiérarchie $|\mathcal{M}_\gamma|^2 \gg \mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_{Z^0}^*) \gg |\mathcal{M}_{Z^0}|^2$, car $G_F \simeq 10^{-5}$. Autrement dit, la section efficace élastique est décrite par l'échange d'un photon, l'influence du Z^0 intervenant dans le terme d'interférence $\mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_{Z^0}^*)$, mais de façon très faible puisque

$$\frac{\mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_{Z^0}^*)}{|\mathcal{M}_\gamma|^2} \propto \frac{G_F}{\sqrt{2} \pi \alpha} Q^2 \simeq 300 ppm \text{ à } Q^2 = 1 GeV^2.$$

Une évaluation plus rigoureuse des effets des courants neutres a été calculée par Reya [45] en 1974. Il a été le premier à faire remarquer que compte tenu de la faiblesse de ces effets, la mise en évidence des courants neutres en diffusion élastique (ep) était impossible. Dans le même article, il démontre que la mesure de la violation de parité en diffusion élastique d'électrons polarisés longitudinalement sur une cible de protons permet d'accéder au courant neutre.

Il s'agit de mesurer l'asymétrie de taux de comptage entre la diffusion (ep) pour des électrons droits (hélicité $h = +1$) et gauche (hélicité $h = -1$). La figure ci-contre montre que l'image miroir

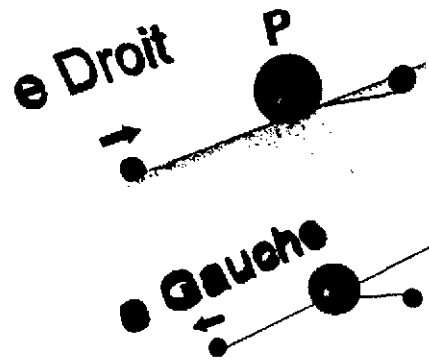


FIG. 8 - Diffusion $\vec{e}p$.

d'une diffusion élastique à angle θ pour des électrons droits est une diffusion toujours à angle θ pour des électrons gauches.

L'existence d'une asymétrie entre les taux de comptage d'électrons diffusés pour des électrons incidents droits N_{ep}^D et les taux de comptage d'électrons diffusés pour des électrons incidents gauches N_{ep}^G

$$A_{exp}(\theta) = \frac{N_{ep}^D(\theta) - N_{ep}^G(\theta)}{N_{ep}^D(\theta) + N_{ep}^G(\theta)} \neq 0 \quad (58)$$

est donc une conséquence de la violation de parité.

Notons $\mathcal{M}_\gamma^D, \mathcal{M}_\gamma^G$ (resp. $\mathcal{M}_{Z^0}^D, \mathcal{M}_{Z^0}^G$) les éléments de matrice de diffusion ep par échange d'un photon (resp. d'un Z^0) pour un électron incident droit et gauche. L'asymétrie de section efficace de diffusion élastique s'écrit

$$A_{PV}(\theta) = \frac{\frac{d\sigma_{ep}^D}{d\Omega}(\theta) - \frac{d\sigma_{ep}^G}{d\Omega}(\theta)}{\frac{d\sigma_{ep}^D}{d\Omega}(\theta) + \frac{d\sigma_{ep}^G}{d\Omega}(\theta)} \simeq \frac{2\mathcal{R}e(\overline{\mathcal{M}_\gamma^{*D}} \mathcal{M}_{Z^0}^D)}{|\overline{\mathcal{M}_\gamma^D}|^2}. \quad (59)$$

Avec la notation (moyenne sur les deux états de spin S du proton dans l'état initial et somme sur les deux états de spin de l'électron s' et du proton S' dans l'état final)

$$|\overline{\mathcal{M}_\gamma^D}|^2 = \frac{1}{2} \sum_S \sum_{S'} \sum_{s'} |\mathcal{M}_\gamma^D|^2.$$

Nous avons tenu compte de la hiérarchie du carré des amplitudes "photon", " Z^0 " et du terme d'interférence, ainsi que de la relation

$$\overline{\mathcal{M}_\gamma^{*D}} \mathcal{M}_{Z^0}^D = -\overline{\mathcal{M}_\gamma^{*L}} \mathcal{M}_{Z^0}^L.$$

Ceci permet d'évaluer l'ordre de grandeur de l'asymétrie de violation de parité

$$A_{PV}(\theta) \propto \frac{G_F}{\sqrt{2}\pi\alpha} Q^2 \simeq 300ppm \text{ à } Q^2 = 1GeV^2.$$

Une détermination expérimentale d'une quantité si petite est réalisable, car il s'agit maintenant de mesurer un rapport de sections efficaces, et non plus une section efficace absolue.

Voyons maintenant en pratique comment réaliser une telle mesure, et tout d'abord estimons plus précisément la taille de l'asymétrie de violation de parité.

4.2 Evaluation de l'asymétrie de violation de parité

En utilisant les éléments de matrice (2) et (30), on aboutit (après un long calcul que pudiquement nous qualifierons de trivial ...) à l'expression de l'asymétrie [46], [49], [50]

$$A_{PV} = -\frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{\epsilon G_E^{(\gamma,p)} G_E^{(Z,p)} + \tau G_M^{(\gamma,p)} G_M^{(Z,p)} - \delta G_M^{(\gamma,p)} G_1^{(Z,p)}}{\epsilon G_E^{(\gamma,p)^2} + \tau G_M^{(\gamma,p)^2}}, \quad (60)$$

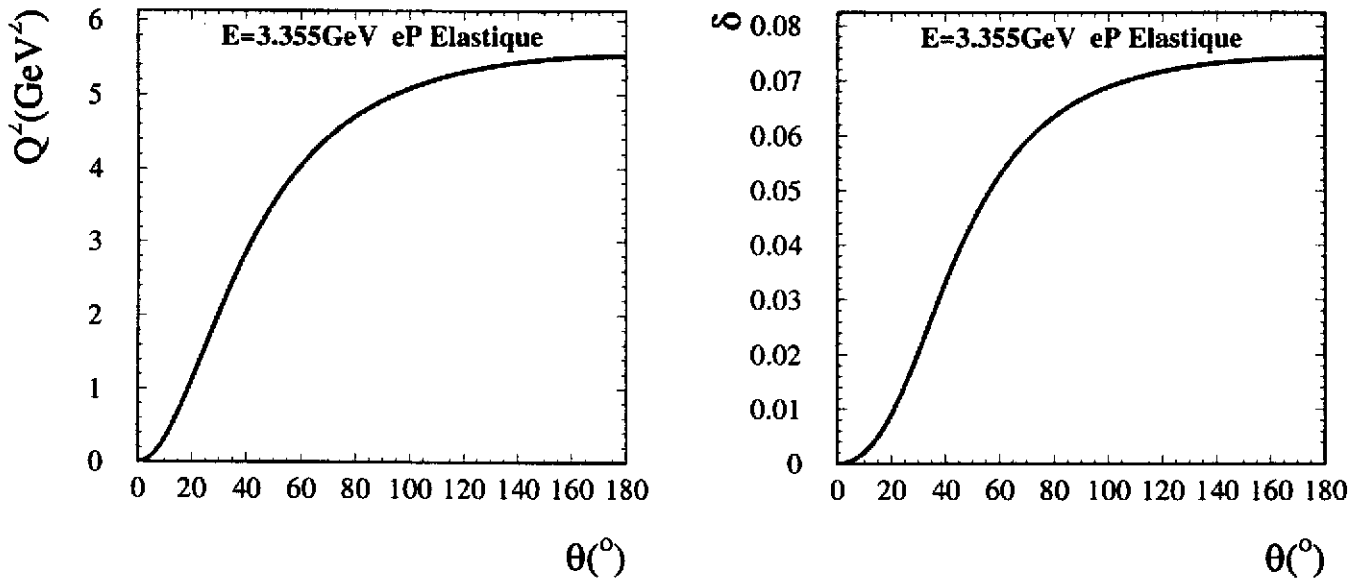


FIG. 9 – Facteurs cinématiques pour la diffusion élastique ep. Transfert Q^2 et δ en fonction de l'angle de diffusion θ , à énergie incidente fixée.

avec les facteurs cinématiques ϵ , polarisation du photon virtuel, [48]

$$\epsilon = \frac{1}{1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \frac{\theta}{2}}, \quad \tau = \frac{Q^2}{4M^2}, \quad (61)$$

et

$$\delta = \frac{1}{2} (1 - 4 \sin^2 \theta_W) \sqrt{1 - \epsilon^2} \sqrt{\tau(1 + \tau)}. \quad (62)$$

Afin de mettre en évidence la possibilité de séparer les facteurs de forme faibles vectoriels électrique $G_E^{(Z,p)}$, magnétique $G_M^{(Z,p)}$ et axial $G_A^{(Z,p)}$, nous écrivons l'asymétrie sous la forme

$$A_{PV} = \epsilon A_{PV}^E + \tau A_{PV}^M - \delta A_{PV}^A, \quad (63)$$

avec

$$A_{PV}^E = -\frac{G_F Q^2}{\sqrt{2} \pi \alpha} \frac{G_E^{(\gamma,p)} G_E^{(Z,p)}}{\epsilon G_E^{(\gamma,p)^2} + \tau G_M^{(\gamma,p)^2}}, \quad (64)$$

$$A_{PV}^M = -\frac{G_F Q^2}{\sqrt{2} \pi \alpha} \frac{G_M^{(\gamma,p)} G_M^{(Z,p)}}{\epsilon G_E^{(\gamma,p)^2} + \tau G_M^{(\gamma,p)^2}}, \quad (65)$$

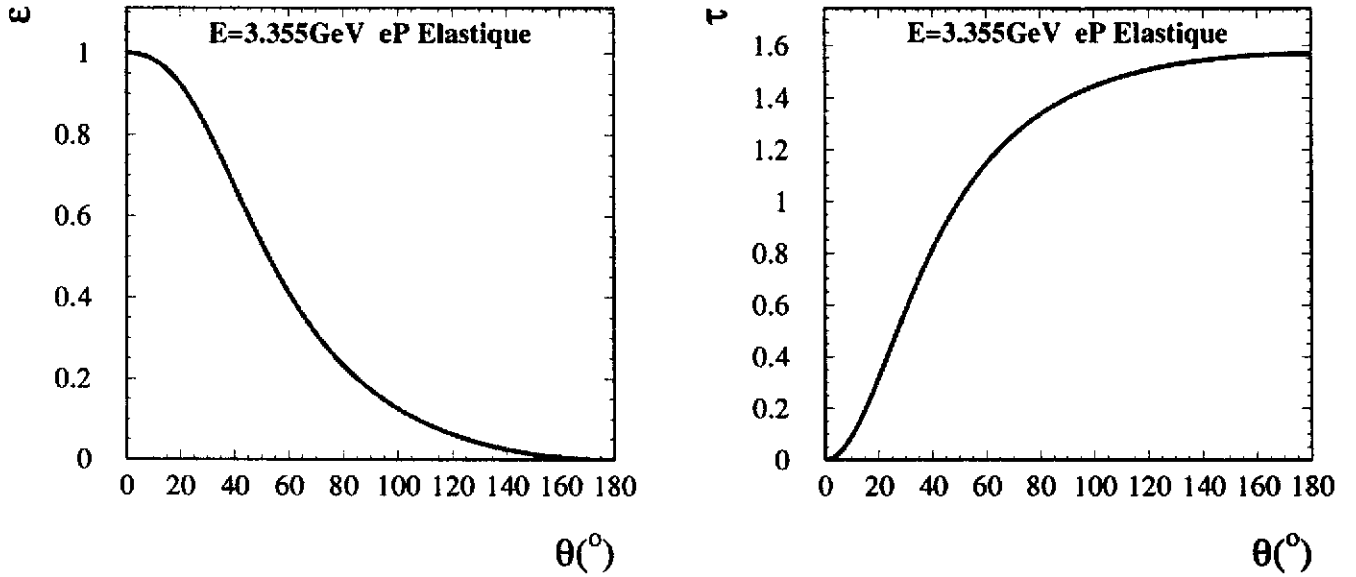


FIG. 10 – Facteurs cinématiques pour la diffusion élastique ep . Polarisation du photon virtuel ϵ et τ en fonction de l'angle de diffusion θ , à énergie incidente fixée.

$$A_{PV}^A = -\frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{G_M^{(\gamma,p)} G_1^{(Z,p)}}{\epsilon G_E^{(\gamma,p)^2} + \tau G_M^{(\gamma,p)^2}}. \quad (66)$$

La figure (9) montre que le facteur cinématique δ qui pondère la partie axiale de A_{PV} est faible (en raison du terme $(1 - 4 \sin^2 \theta_W) \simeq 0$). Il apparaît donc très difficile d'extraire $G_1^{(Z,p)}$ par la mesure de A_{PV} . En ce qui concerne les facteurs cinématiques ϵ et τ , on constate qu'une diffusion à l'avant (θ de quelques degrés) sélectionne principalement la partie électrique A_{PV}^E ($\epsilon \simeq 1, \tau \simeq 0$). Dans le cas d'une diffusion à l'arrière ($\theta \simeq \pi$) la mesure est surtout sensible à la partie magnétique A_{PV}^M , ($\epsilon \simeq 0, \tau \simeq \tau_{max} = \frac{E^2}{M(M+2E)}$).

En utilisant l'expression des facteurs de forme vectoriels faible neutres $G_{E,M}^{(Z,p)}$ en fonction des facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron (eq. 46),

$$G_{E,M}^{(Z,p)} = \frac{1}{4} \left[(1 - 4 \sin^2 \theta_W) G_E^{(\gamma,p)} - G_E^{(\gamma,n)} \right] - \frac{1}{4} G_{E,M}^{(s)}, \quad (67)$$

ainsi que l'expression du facteur de forme axial faible neutre $G_1^{(Z,p)}$ en fonction de la constante de désintégration β du neutron g_a et de la masse axiale M_A (eq. 48)

$$G_1^{(Z,p)}(Q^2) = -\frac{1}{2} G_A(Q^2) - \frac{1}{4} G_1^{(s)}(Q^2),$$

l'asymétrie de violation de parité se décompose facilement en une asymétrie "modèle standard" $A_{PV}^{(0)}$, présente même si tous les facteurs de forme étranges sont nuls $G_{E,M}^{(s)} = G_1^{(s)} = 0$, et un terme de correction qui prend en compte la possibilité que les facteurs de forme étranges soient non nuls

$$A_{PV} = A_{PV}^{(0)} (1 - \Delta A). \quad (68)$$

L'asymétrie "standard" se sépare aussi en partie électrique, magnétique et axiale

$$A_{PV}^{(0)} = (\epsilon A_{PV}^{(E,0)} + \tau A_{PV}^{(M,0)} - \delta A_{PV}^{(A,0)}), \quad (69)$$

avec

$$A_{PV}^{(E,0)} = -\frac{G_F Q^2 G_E^{(\gamma,p)}}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{[(1 - 4 \sin^2 \theta_W) G_E^{(\gamma,p)} - G_E^{(\gamma,n)}]}{4 (\epsilon G_E^{(\gamma,p)^2} + \tau G_M^{(\gamma,p)^2})}, \quad (70)$$

$$A_{PV}^{(M,0)} = -\frac{G_F Q^2 G_M^{(\gamma,p)}}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{[(1 - 4 \sin^2 \theta_W) G_M^{(\gamma,p)} - G_M^{(\gamma,n)}]}{4 (\epsilon G_E^{(\gamma,p)^2} + \tau G_M^{(\gamma,p)^2})}, \quad (71)$$

$$A_{PV}^{(A,0)} = -\frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{2G_M^{(\gamma,p)} G_A}{4 (\epsilon G_E^{(\gamma,p)^2} + \tau G_M^{(\gamma,p)^2})}. \quad (72)$$

Elle est complètement déterminée à partir des facteurs de forme électromagnétiques du proton, du neutron et du facteur de forme axial G_A , qui sont eux-mêmes connus. Le changement relatif d'asymétrie dû aux quarks étranges est donné par

$$\Delta A = \frac{G_E^{(s)} + \frac{\tau G_M^{(\gamma,p)}}{\epsilon G_E^{(\gamma,p)}} G_M^{(s)} + \frac{\delta G_M^{(\gamma,p)}}{\epsilon G_E^{(\gamma,p)}} G_1^{(s)}}{G_E^{(Z,s=0)} + \frac{\tau G_M^{(\gamma,p)}}{\epsilon G_E^{(\gamma,p)}} G_M^{(Z,s=0)} - \frac{\delta G_M^{(\gamma,p)}}{\epsilon G_E^{(\gamma,p)}} G_1^{(s=0)}}. \quad (73)$$

Avec

$$G_{E,M}^{(Z,s=0)} = \frac{1}{4} [(1 - 4 \sin^2 \theta_W) G_{E,M}^{(\gamma,p)} - G_{E,M}^{(\gamma,n)}],$$

$$G_1^{(s=0)} = -\frac{1}{4} (G_1^{(u)} - G_1^{(d)}) = -\frac{1}{2} g_A.$$

Une mesure de A_{PV} est donc équivalente à une mesure de la combinaison linéaire des 3 facteurs de forme étranges

$$G_E^{(s)} + \left[\frac{\tau G_M^{(\gamma,p)}}{\epsilon G_E^{(\gamma,p)}} \right] G_M^{(s)} + \left[\frac{\delta G_M^{(\gamma,p)}}{\epsilon G_E^{(\gamma,p)}} \right] G_1^{(s)}. \quad (74)$$

Afin d'évaluer la taille de l'asymétrie à mesurer, nous faisons l'hypothèse que tous les facteurs de forme des quarks étranges sont nuls. Pour calculer $A_{PV}^{(0)}$ nous utilisons le modèle dipolaire (eq. 9-10) pour les facteurs de forme électromagnétiques du proton et le facteur de forme magnétique du neutron, la paramétrisation de Galster (eq. 11) pour le facteur de forme électrique du neutron, et un modèle dipolaire avec $M_A = 1.061$ pour G_A . Pour l'angle de Weinberg, nous utilisons la valeur $\sin^2 \theta_W(Q^2 = M_Z^2) = 0.2315$. La figure (11) donne le résultat d'une estimation de l'asymétrie "standard" $A_{PV}^{(0)}$ basée sur ces hypothèses pour des cinématiques proches de celle de l'expérience HAPPEX [46] à JLAB: $E = 3.355 GeV$, pour des angles de diffusion voisin de $\theta = 12.5^\circ$. À la cinématique d'HAPPEX ($E = 3.355 GeV$, $\theta = 12.5^\circ$), l'asymétrie "standard" est de $-16.5 ppm$. Comme nous le montrerons au paragraphe suivant, la mesure d'une telle asymétrie avec une précision statistique relative de 10% nécessite d'acquérir $1.37 \cdot 10^{11}$ événements de diffusion élastique $\bar{e}p$!

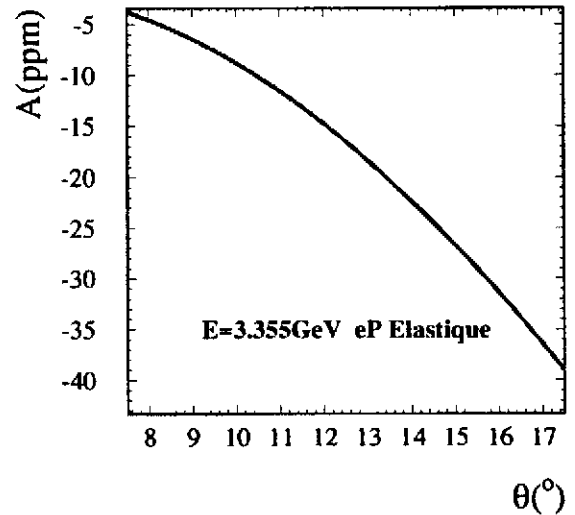


FIG. 11 - $A_{PV}^{(0)}$ (modèle standard).

4.3 Choix de la cinématique, asymétrie expérimentale et figure de mérite

Quelle combinaison linéaire de facteurs de forme faibles neutres (ou étranges) veut-on mesurer? Répondre à cette question, c'est déterminer une partie de la cinématique de l'expérience. Par exemple, pour une mesure axée sur le facteur de forme électrique (resp. magnétique), on peut choisir un angle avant (resp. arrière). Une fois l'angle de diffusion choisi, l'énergie du faisceau incident est contrainte en maximisant la figure de mérite de l'expérience. De quoi s'agit-il?

La détermination de l'asymétrie de violation de parité est réalisée en mesurant l'asymétrie de taux de comptage A_{exp} pour des électrons gauches et droits. En pratique cette mesure est réalisée en deux temps.

Dans une première étape, on compte le nombre de diffusions ep élastiques N_{ep}^+ pour des électrons incidents de polarisation

$$P_e^+ = \frac{N_e^D - N_e^G}{N_e^D + N_e^G} > 0,$$

avec N_e^D et N_e^G le nombre d'électrons incidents d'hélicité positive et négative. Comme cette polarisation n'est jamais 100 %, le taux de comptage élastique N_{ep}^+ dans cette configuration reçoit des contributions d'électrons droits N_{ep}^D et gauches N_{ep}^G . Si $I_{e,G}^+$ et $I_{e,D}^+$ désignent les intensités d'électrons

1. pour des électrons complètement polarisés

incidents gauches et droits, l'intensité totale est donnée par

$$I_e^+ = I_{e,D}^+ + I_{e,G}^+,$$

et la polarisation s'exprime comme

$$P_e^+ = \frac{I_{e,D}^+ - I_{e,G}^+}{I_{e,D}^+ + I_{e,G}^+}.$$

On peut alors écrire le taux de comptage élastique

$$N_{ep}^+ = \frac{1}{e} \frac{(\rho L)^+}{A} \mathcal{N}_A \left(I_{e,D}^+ \frac{d\sigma_{ep}^D}{d\Omega} + I_{e,G}^+ \frac{d\sigma_{ep}^G}{d\Omega} \right) \Delta\Omega^+ T^+. \quad (75)$$

Nous avons introduit l'angle solide du détecteur d'électrons diffusés $\Delta\Omega^+$, le temps de mesure T^+ , la densité ρ , la longueur L , la masse atomique A de la cible, et le nombre d'Avogadro \mathcal{N}_A . Cette équation se met aussi sous la forme

$$N_{ep}^+ = \frac{I_e^+}{e} \frac{(\rho L)^+}{A} \mathcal{N}_A \left(\left[\frac{1 + P_e^+}{2} \right] \frac{d\sigma_{ep}^D}{d\Omega} + \left[\frac{1 - P_e^+}{2} \right] \frac{d\sigma_{ep}^G}{d\Omega} \right) \Delta\Omega^+ T^+. \quad (76)$$

En définissant la section efficace ep pour des électrons non polarisés

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma_{ep}^D}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{ep}^G}{d\Omega} \right),$$

et l'asymétrie de violation de parité

$$A_{PV} = \frac{\frac{d\sigma_{ep}^D}{d\Omega} - \frac{d\sigma_{ep}^G}{d\Omega}}{\frac{d\sigma_{ep}^D}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{ep}^G}{d\Omega}},$$

on aboutit à l'expression du taux de comptage pour une configuration de polarisation positive

$$N_{ep}^+ = \mathcal{L}^+ \frac{d\sigma_0}{d\Omega} (1 + P_e^+ A_{PV}) \Delta\Omega^+ T^+, \quad (77)$$

avec la luminosité définie par

$$\mathcal{L}^+ = \frac{I_e^+}{e} \frac{(\rho L)^+}{A} \mathcal{N}_A. \quad (78)$$

Dans un second temps, on reverse la polarisation des électrons et l'on mesure le nombre de diffusions ep élastiques N_{ep}^- pour des électrons incidents de polarisation négative ($-P_e^-$), $P_e^- > 0$,

$$N_{ep}^- = \mathcal{L}^- \frac{d\sigma_0}{d\Omega} (1 - P_e^- A_{PV}) \Delta\Omega^- T^-. \quad (79)$$

Si la deuxième étape est très proche en temps de la première, on peut supposer que, hormis le signe de la polarisation, aucun autre paramètre expérimental n'a changé, auquel cas $\mathcal{L}^+ = \mathcal{L}^-$, $\Delta\Omega^+ = \Delta\Omega^-$. Si d'autre part $T^+ = T^-$, l'asymétrie expérimentale A_{exp} s'écrit simplement en fonction de l'asymétrie de violation de parité

$$A_{exp} = \frac{N_{ep}^+ - N_{ep}^-}{N_{ep}^+ + N_{ep}^-} = \frac{P_e}{1 + A_{P_e} A_{PV}} A_{PV} \simeq P_e A_{PV}, \quad (80)$$

avec la polarisation moyenne pour les deux configurations

$$P_e = \frac{P_e^+ + P_e^-}{2},$$

et l'asymétrie de polarisation

$$A_{P_e} = \frac{P_e^+ - P_e^-}{P_e^+ + P_e^-} \ll 1.$$

Si la polarisation du faisceau d'électrons est mesurée par ailleurs, on voit que la mesure de l'asymétrie expérimentale A_{exp} permet d'extraire l'asymétrie de violation de parité A_{PV} . C'est aussi simple que ça!

Nous sommes maintenant en mesure de définir la figure de mérite d'une expérience de violation de parité. Pour cela, calculons l'erreur statistique sur l'asymétrie de violation de parité

$$\frac{\sigma(A_{PV})}{A_{PV}} = \frac{\sigma(A_{exp})}{A_{exp}} = \frac{1}{\sqrt{N_T}} \frac{1}{P_e A_{PV}} \sqrt{1 - A_{exp}^2} \simeq \frac{1}{\sqrt{N_T}} \frac{1}{P_e A_{PV}} = \frac{1}{\sqrt{\mathcal{L} T \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \Delta\Omega}} \frac{1}{P_e A_{PV}}, \quad (81)$$

où N_T est le nombre total de diffusions détectées. Le temps nécessaire pour mesurer l'asymétrie de violation de parité avec une précision statistique relative $\sigma(A_{PV})/A_{PV}$ est donc

$$T = \frac{1}{P_e^2 A_{PV}^2} \frac{1}{\left(\frac{\sigma(A_{PV})}{A_{PV}}\right)^2} \frac{1}{\frac{d\sigma_0}{d\Omega} \Delta\Omega} \frac{1}{\mathcal{L}}. \quad (82)$$

On notera que pour une erreur statistique donnée, le temps de mesure est inversement proportionnel à la luminosité et au carré de la polarisation. On a donc intérêt à privilégier les fortes polarisations, plutôt que les hautes luminosités.

Il apparaît alors naturel de définir la figure de mérite comme

$$\mathcal{F} = A_{PV}^2 \frac{d\sigma_0}{d\Omega},$$

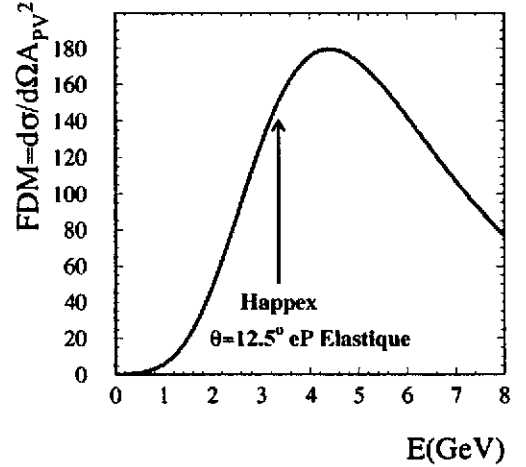


FIG. 12 – Figure de Mérite (HAPPEX).

de sorte que le temps de mesure s'écrit

$$T = \frac{1}{\mathcal{F}} \frac{1}{P_e^2} \frac{1}{\left(\frac{\sigma(A_{PV})}{A_{PV}}\right)^2} \frac{1}{\Delta\Omega} \frac{1}{\mathcal{L}}.$$

Il faut donc maximiser la figure de mérite par un choix judicieux de la cinématique. L'asymétrie A_{PV}^2 est d'autant plus grande que le transfert est élevé. On a donc intérêt à utiliser des électrons de haute énergie, mais la section efficace élastique décroît très rapidement avec l'énergie : un compromis doit être trouvé ... La figure (12) illustre l'évolution du facteur de mérite pour l'expérience HAPPEX. Une fois l'angle de 12.5° choisi, l'énergie optimale se trouve à $E \simeq 4.5 GeV$. L'expérience HAPPEX a choisi une énergie plus faible ($E = 3.355 GeV$) car les spectromètres de détection des électrons diffusés sont limités en champ magnétique et ne peuvent donc pas analyser des électrons d'énergie $E' > 3 GeV$.

4.4 La "shopping list"

Nous venons de montrer comment déterminer l'asymétrie de violation de parité par la mesure de l'asymétrie de taux de comptage pour des électrons de polarisations longitudinales opposées. Il est maintenant facile de dresser la liste des divers dispositifs nécessaires pour mettre en route un telle mesure. Il faudra :

- Une source d'électrons polarisés. Afin de réduire les temps de mesure, sa polarisation P_e et son intensité I_e doivent être telles que $I_e P_e^2$ soit maximum (eq. 78 et 82). Pour réduire l'influence des dérives des caractéristiques du faisceau et des détecteurs, il doit être possible de renverser la polarisation rapidement et fréquemment.
- Une cible de protons. Pour maximiser la luminosité, elle devra être la plus dense et la plus longue possible. Elle sera dotée d'un système de refroidissement permettant d'évacuer la chaleur déposée par le faisceau d'électrons, tout en gardant sa densité constante pour éviter une perte de luminosité en cas d'échauffement et donc de diminution de sa densité (eq. 78).
- Un détecteur d'électrons et/ou de proton diffusés. Il devra pouvoir traiter des taux de comptage élevés, identifier les électrons ou les protons diffusés comme étant bien issus d'une diffusion élastique, et avoir une acceptance (un angle solide) maximum (eq. 82).
- Un système de monitoring des caractéristiques du faisceau et des détecteurs afin de contrôler les erreurs systématiques dues aux dérives d'un renversement de la polarisation à l'autre.
- Un polarimètre à électrons, afin de mesurer P_e pour extraire l'asymétrie de violation de parité de la mesure de l'asymétrie expérimentale (eq. 80).

Le chapitre suivant présente les principes généraux de chacun de ces dispositifs.

5 Les ingrédients d'une expérience de violation de parité $\vec{e}p \rightarrow ep$

5.1 Le faisceau d'électrons polarisés

Obtenir un faisceau d'électrons polarisés longitudinalement de haute intensité n'est pas une chose facile. C'est cependant le coeur d'une expérience de violation de parité, et nous allons lui consacrer quelques instants.

La technique actuellement utilisée sur tous les accélérateurs linéaires d'électrons (Mayence [56], SLAC [57], Bates, Jlab) est celle du pompage optique d'un cristal d'Arséniure de Gallium (*AsGa*). Elle a été "inventée" en 1976 par Daniel Pierce et Felix Meier (deux physiciens du solide ...) [54].

C'est grâce à sa structure en bandes (figure 13) que l'*AsGa* est un bon cristal pour produire des électrons polarisés par pompage optique. Il existe un point de la zone de Brillouin (point Γ , où l'impulsion des électrons est nulle) où le gap entre la bande de conduction et la bande de valence est minimum et vaut $E_{gap} = 1.43eV$. On dit que le cristal est un semi-conducteur à gap direct. Ce point est aussi un point de symétrie du cristal pour lequel le moment orbital L des électrons est défini. Au point Γ de la bande de conduction (resp. de valence) le moment orbital des électrons vaut $L = 0$ (état S) (resp. $L = 1$ (état P)). Enfin, et c'est fondamental pour le pompage optique, le couplage spin-orbite lève la dégénérescence des niveaux P , plaçant l'état $P_{1/2}$ à une énergie plus faible de $\Delta E_{SO} = 0.34eV$. Les niveaux $S_{1/2}$ et $P_{1/2}$ sont deux fois dégénérés, deux états magnétiques $J_z = m_j = \pm \frac{1}{2}$, alors que le niveau $P_{3/2}$ possède quatre états magnétiques, $j_z = m_j = \pm \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2}$.

Au voisinage du point Γ , lorsque le cristal est éclairé par des photons (issus d'un Laser) polarisés circulairement et donc d'hélicité donnée $J_z' = \pm 1$, seules les transitions entre des états avec un

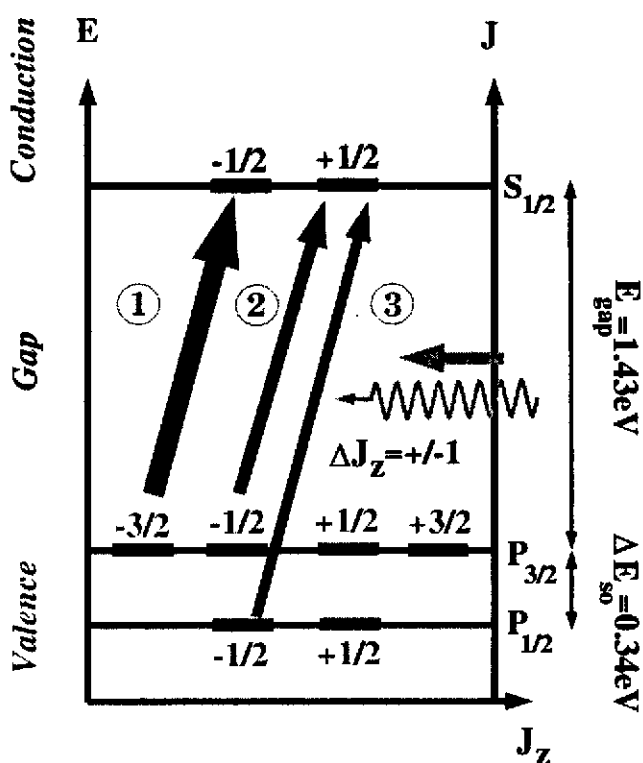


FIG. 13 – Structure en bandes de l'*AsGa*. Pompage par un photon droit.

2. Notation de spectroscopie: $X(L)_J$, avec $X(0) = S, X(1) = P, \dots$ et J le moment orbital total $\vec{J} = \vec{L} + \vec{s}$, \vec{L} moment angulaire, \vec{s} spin de l'électron.

moment angulaire bien défini seront induites. Par exemple pour un photon droit $J_z^\gamma = +1$, seules les transitions

- Transition $T_1: |\frac{3}{2}, -\frac{3}{2}\rangle$ (Bande de valence) $\Rightarrow |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$ (Bande de conduction),
- Transition $T_2: |\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$ (Bande de valence) $\Rightarrow |\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle$ (Bande de conduction),
- Transition $T_3: |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$ (Bande de valence) $\Rightarrow |\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle$ (Bande de conduction),

sont permises en vertu de la conservation du moment orbital total.

Un peu de "Clebsherie" nous apprend que les probabilités pour ces trois transitions ont des ratios donnés par

$$\frac{\mathcal{P}(T_1)}{\mathcal{P}(T_2)} = 3, \quad \frac{\mathcal{P}(T_3)}{\mathcal{P}(T_2)} = 2.$$

Si l'énergie des photons $h\nu$ autorise les trois transitions alors la polarisation des électrons pompés vers la bande de conduction est nulle

$$P_e = \frac{3 - 2 - 1}{3 + 2 + 1} = 0.$$

En revanche, en choisissant l'énergie des photons telle que $E_{gap} < h\nu < E_{gap} + \Delta E_{SO}$, on interdit la transition T_3 et la polarisation devient

$$P_e = \frac{3 - 1}{3 + 1} = 50\%.$$

C'est le principe de base d'une source polarisée d'AsGa!

La réalité est bien sûr plus complexe et va au-delà du cadre de ce cours. Nous mentionnerons tout de même les faits importants suivants.

- Un fois les électrons dans la bande de conduction, il leur reste à diffuser vers la surface et s'échapper dans le vide pour être accélérés. Les diffusions des électrons sur le réseau cristallin entraînent une perte de polarisation (typiquement 10 %). D'autre part pour réduire le travail de sortie du cristal (affinité électronique de $4eV$ pour l'AsGa), on dépose une fine couche de fluorure de Césium sur la surface de sortie du cristal d'AsGa. Le Césium étant alcalin, il cède une partie de ses électrons de valence au cristal d'AsGa, entraînant une diminution de l'affinité électronique à $-0.4eV$.
- Il est possible d'obtenir une polarisation plus élevée (théoriquement 100 %) en utilisant un cristal d'AsGa contraint. Il s'agit en fait d'un cristal $AsGa_{72\%}P_{28\%}$, où l'ajout de Phosphore permet d'obtenir une structure cristalline déformée qui lève la dégénérescence du niveau $J = \frac{3}{2}$ de la bande de valence [55].

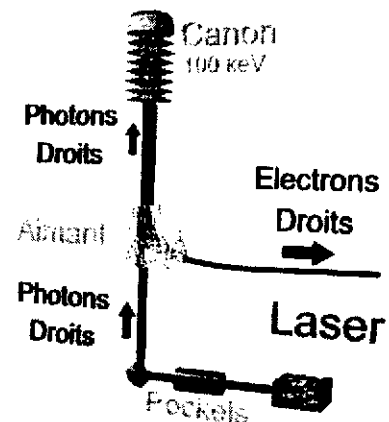


FIG. 14 - Cellule de Pockels

Comme nous l'avons expliqué précédemment, le renversement rapide et fréquent de la polarisation est indispensable pour réaliser un expérience de violation de parité. Dans le cas d'une source d'électrons à pompage optique, le renversement de la polarisation des électrons est réalisé via le renversement de la polarisation des photons. Ceci peut être fait très rapidement grâce à une cellule de Pockels [58]. C'est une cellule composée d'un cristal présentant un effet électro-optique (comme l'AsGa). Le cristal est en fait un milieu bi-axe, dont les indices optiques dépendent du champ électrique qui lui est appliqué. Il existe une tension V_+ (resp. $V_- = -V_+$), de quelques centaines de volts, pour laquelle le cristal se comporte comme une lame $\lambda/4$ (resp. $-\lambda/4$). La lumière Laser, polarisée rectilignement est donc transformée en polarisation circulaire droite (resp. gauche) lorsque la cellule de Pockels (fig. 14) est soumise à une tension V_+ (resp. V_-). Le temps de renversement est limité par la vitesse de basculement de la tension et le temps nécessaire pour que le cristal retourne à une situation d'équilibre. Ce temps de renversement est typiquement de $100\mu s$. Ceci autorise des renversements de polarisation à des fréquences de quelques dizaines de Herz.

Un fois les électrons éjectés de la photocathode, ils sont accélérés par un canon de $100keV$ et magnétiquement déviés vers l'accélérateur (fig. 15). Afin d'obtenir un rendement optimum, le laser est souvent pulsé à la même fréquence que le champ accélérateur. Dans le cas du laboratoire JLAB cette fréquence est de $1497MHz$!

Pour compenser la précession du spin entre la photocathode d'AsGa et la sortie de l'accélérateur un filtre de Wien permet d'orienter le spin des électrons dans une direction adéquate avant injection dans l'accélérateur. Il s'agit d'un dispositif où règnent un champ magnétique \vec{B} et un champ électrique \vec{E} orthogonaux. Les champs E et B , transverses à la direction de propagation, sont fixés de sorte que les électrons ne soient pas déviés. En revanche, le spin précesse. En faisant varier le champ magnétique, (et donc le champ électrique de compensation), on peut orienter le spin des électrons dans la direction souhaitée.

Outre la valeur de la polarisation, une source d'électrons polarisés est aussi caractérisée par son intensité et son temps de vie (temps au bout duquel il faut changer le cristal en raison d'une intensité trop faible). L'intensité est gouvernée par l'efficacité quantique de la photocathode, qui est définie comme le rapport du flux d'électrons émis sur le flux de photons incidents, $QE = \frac{dn_e}{dn_\gamma}$. L'intensité

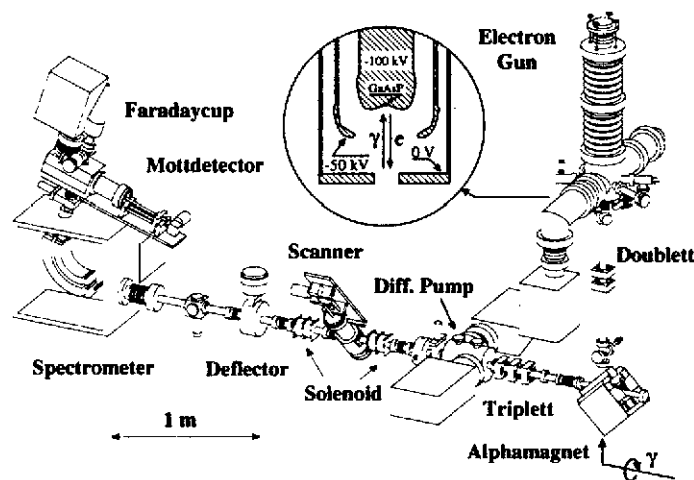


FIG. 15 – La source de Mayence

s'exprime en fonction de l'efficacité quantique, de la puissance et de l'énergie du Laser

$$I_e = QE \frac{P(W)}{h\nu(eV)}$$

En pratique l'efficacité quantique est faible ($\leq 1\%$). Pour la source d'électrons du JLAB ($h\nu = 1.59eV$), une efficacité quantique de 1% avec une puissance de 25mW permet d'obtenir $150\mu A$ d'électrons. Lorsque la photocathode vieillit, l'efficacité quantique se dégrade, et il est possible de compenser (dans une certaine mesure) en augmentant la puissance Laser. Pour un ultra-vide ($10^{-11}Torr$), on peut obtenir des temps de vie de plusieurs jours.

5.2 La cible de protons

Pour obtenir la plus grande densité, on travaille avec de l'hydrogène liquide (LH_2) pour lequel la densité vaut $\rho = 0.0708g/cm^3$. La température d'ébullition de l'hydrogène étant de 20K à une pression de 1atm, il faudra fonctionner à des températures $T \leq 20K$ et/ou des pressions $P \geq 1atm$. Un électron de haute énergie dépose $\frac{dE}{dx} = 4.045MeV/(g/cm^2)$, pour un faisceau d'intensité I_e la puissance déposée dans une cible d'hydrogène liquide de longueur L est donc

$$P = I_e(\mu A) \frac{dE}{dx} (MeV) \rho (g/cm^3) L (cm),$$

soit $0.29W/\mu A/cm$. Cela représente un peu plus de 400W pour un faisceau de $100\mu A$ et une cible de 15cm ! Un système de refroidissement est donc nécessaire afin d'évacuer cette chaleur et de maintenir l'hydrogène dans sa phase liquide. Pour cela on utilise de l'hélium comme fluide cryogénique [51], [52]. La figure (16) donne le schéma de principe pour la cible de l'expérience SAMPLE au laboratoire BATES du MIT [53]. L'hydrogène qui circule en boucle est tout d'abord refroidi par un circuit d'azote liquide, puis par un réfrigérateur à hélium. La zone de la boucle d'hydrogène où l'échange thermique entre hélium et hydrogène s'effectue est un cylindre de 80cm de longueur et 15cm de diamètre dans lequel l'hydrogène débite à 1kg/s. La circulation d'hydrogène dans la boucle est assurée par une pompe dont le moteur peut tourner entre 10 et 60Hz. Une résistance chauffante immergée dans l'hydrogène permet d'assurer une régulation de la puissance à évacuer. La cible de l'expérience SAMPLE mesure 40cm de long (Fig. 17) et a été utilisée avec une intensité d'électrons maximale de $40\mu A$, soit près de 500W à dissiper.

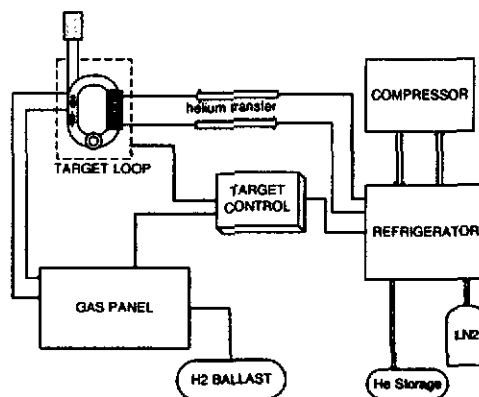


FIG. 16 – Schéma de principe de la cible LH_2 de l'expérience SAMPLE.

Comme les faisceaux d'électrons ont des tailles transverses faibles ($\sigma_e \leq 1\text{mm}$), deux petits aimants de déflexion en amont de la cible assurent un déplacement transverse du faisceau ("raster") de quelques mm à une fréquence élevée (kHz). Malgré toutes ces précautions une ébullition locale (le long du passage du faisceau) reste possible. Il faut donc s'assurer que si cet effet existe, le changement de densité (donc de luminosité, donc de temps de mesure) reste tolérable. La technique consiste à mesurer la fluctuation statistique sur l'asymétrie expérimentale $\sigma(A_{exp})$ en fonction du courant I_e . A bas courant, il n'y a pas d'ébullition, la densité de la cible est constante et d'après la relation (81),

$$\sigma(A_{exp}) \propto \frac{1}{\sqrt{I_e}}$$

L'écart éventuel à cette loi est une mesure du changement de densité. Cette étude est résumée sur la figure (18) pour l'expérience HAPPEX. On devine un écart lorsque l'intensité atteint la zone des $100\mu\text{A}$. En y regardant de plus près, on trouve que la cible a subi une diminution de densité de 13%, soit pour l'erreur statistique une augmentation de 7% qui reste tolérable.

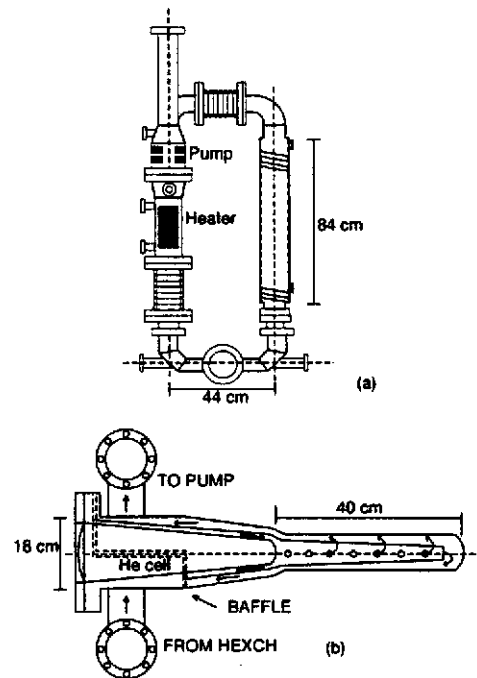


FIG. 17 - Cible LH_2 (expérience SAMPLE). a) Boucle d'hydrogène et b) Cellule cible.

5.3 Éléments de détection pour une expérience de violation de parité

Avant de décrire les solutions adoptées par les diverses expériences de violation de parité, estimons les taux de comptage auxquels devront faire face les détecteurs. Prenons le cas de l'expérience HAPPEX, dont la cinématique ($E = 3.355\text{GeV}$, $\theta = 12.5^\circ$) conduit à une section efficace élastique ep de $d\sigma/d\Omega \simeq 0.68\mu\text{barn/sr}$ et une asymétrie $A_{PV} \simeq -16.5\text{ppm}$ (dans l'hypothèse où les facteurs de forme du quark étrange sont nuls). Avec une polarisation $P_e = 40\%$, l'asymétrie expérimentale correspondante est $A_{exp} = -6.6\text{ppm}$. Pour une cible d'hydrogène de 15cm de long, la densité surfacique vaut $\rho L = 1.05\text{g/cm}^2$, ceci correspond à une luminosité de (eq. 78) $\mathcal{L} = 3.14 \cdot 10^{38}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, pour une intensité $I_e = 80\mu\text{A}$.

En ignorant les pertes dues à la queue radiative, on peut estimer les taux de comptage (eq. 77)

$$\frac{d^2 N}{dt d\Omega} \simeq 210\text{kHz/msr.}$$

D'après l'équation (81), afin de mesurer l'asymétrie $A_{PV} = -16.5\text{ppm}$ avec une erreur statistique de 10%, $2.3 \cdot 10^{12}$ événements de diffusion élastique ep sont nécessaires pour une polarisation $P_e = 40\%$!

Expérience	Accélérateur	E (GeV)	θ (°)	Q^2 (GeV ²)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ($\mu\text{barn}/\text{sr}$)	$ A_{PV}^0 $ (ppm)	I_e (μA)	P_e %	$\Delta\Omega$ (msr)
HAPPEX SAMPLE A4	Jlab (USA)	3.355	12.5	0.5	0.68	16.5	80	40	12
	Bates (USA)	0.200	150	0.1	0.033	7	20	40	2140
	Mainz (all.)	0.855	35	0.235	0.38	6	20	40	700

TAB. 3 – Les expériences de violation de parité actuelles

Ceci correspond à une prise de données de 128 jours pour 1msr d'angle solide ! Pour l'expérience HAPPEX, l'angle solide est de 12msr , soit une prise de donnée de 11 jours, et des taux de comptage de 2.5MHz .

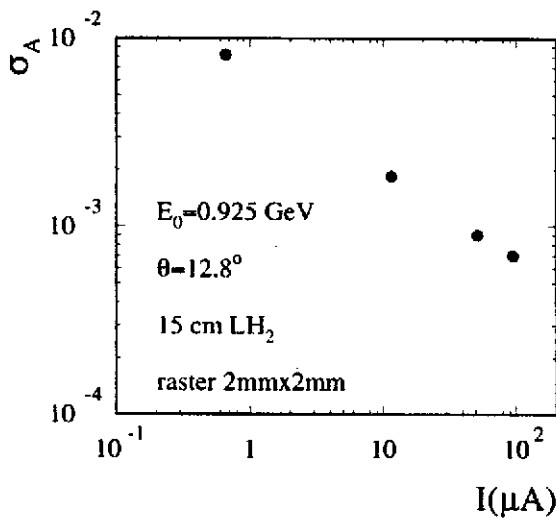


FIG. 18 – Mesure de l'ébullition de la cible.

Face à des flux si élevés, il est difficile de faire une acquisition événement par événement. On utilise habituellement (mais pas toujours) la technique des "flux intégrés". Le signal du détecteur est intégré pendant une durée donnée (généralement une fraction de la durée d'un état de polarisation, soit quelques dizaines de ms), avant d'être récupéré par le système d'acquisition. Cette technique a cependant l'inconvénient de "masquer" la détection, et il faut donc s'assurer par ailleurs que le signal intégré correspond uniquement à la diffusion élastique ep , et non pas à du bruit (production de pion $ep \rightarrow ep\pi^0$, diffusion sur les parois de la cible, etc).

Nous allons maintenant comparer la détection des trois expériences de violation de parité actuelles:

- HAPPEX [46] au laboratoire JLAB (USA),
- SAMPLE [59] au laboratoire BATES (USA),
- A4 [60] au laboratoire MAMI (Allemagne).

Les conditions expérimentales de ces 3 expériences sont résumées dans la table 3.

5.3.1 HAPPEX

Pour détecter les électrons diffusés, HAPPEX utilise tout d'abord les deux spectromètres de haute résolution (HRS) du Hall A à JLAB. Ce sont ces spectromètres qui permettent de séparer la diffusion

élastique des autres processus concurrents.

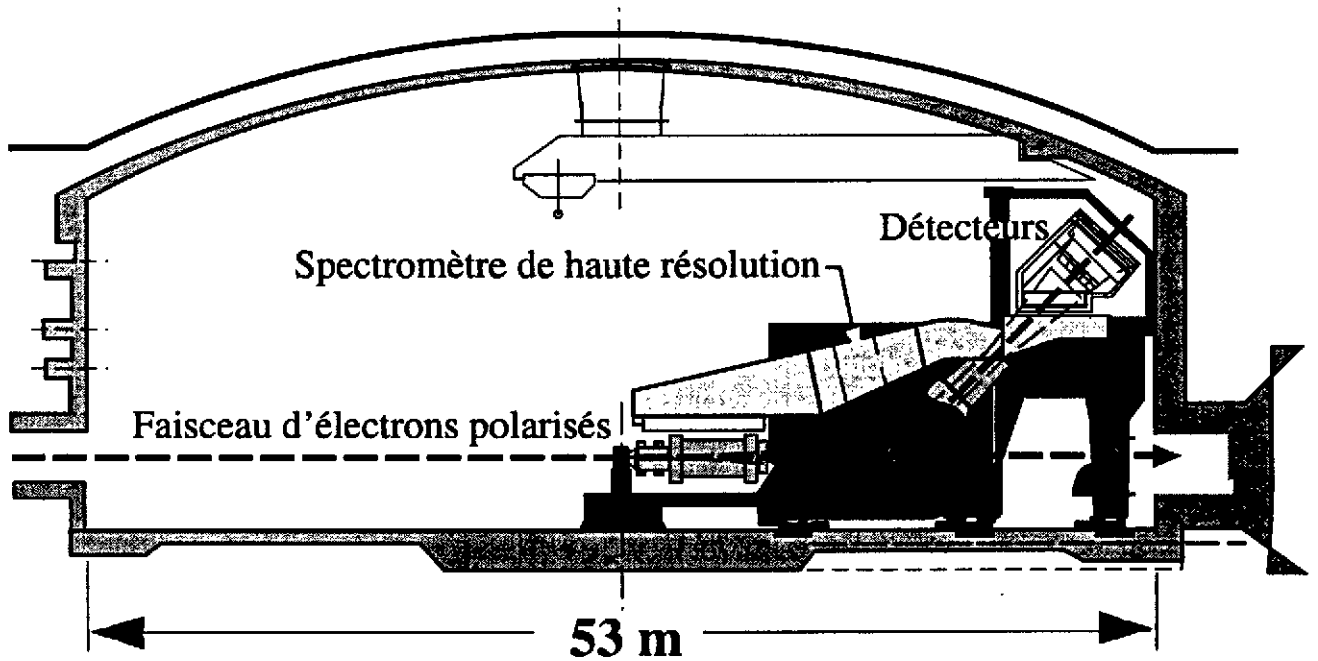


FIG. 19 – Spectromètre du Hall A à JLAB.

Pour que la diffusion ep produise autre chose qu'un proton dans l'état final, il faut être au-dessus du seuil de production d'un pion. Il faut donc au moins que

$$P'^2 = M_{p+\pi}^2 = P^2 + q^2 + 2P \cdot q,$$

et qu'en conséquence l'électron diffusé ait une énergie

$$E'_\pi = E' \left(1 - \frac{M_{p+\pi}^2 - M^2}{2EM} \right),$$

où E' est l'énergie de l'électron diffusé dans le cas d'un processus élastique

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

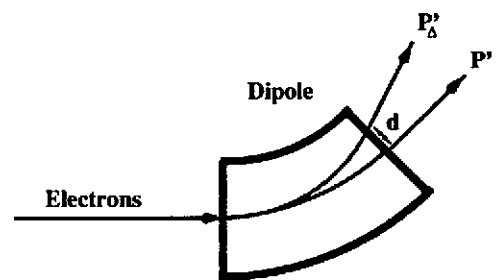


FIG. 20 – Le dipôle parfait.

Un "bon" spectromètre devra donc être capable de suffisamment séparer dans l'espace des électrons d'énergie E' et $E_{p+\pi}$ telles que³

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{E' - E_{p+\pi}}{E'} = \frac{M_{p+\pi}^2 - M^2}{2EM} = \frac{2Mm_\pi + m_\pi^2}{2EM}.$$

Plus l'énergie E de l'accélérateur est élevée, plus la différence d'impulsion entre des événements élastiques et inélastiques se réduit. À $E = 3.355 \text{ GeV}$, elle vaut $\Delta p/p = 4\%$. Afin de fixer quelques ordres de grandeur, nous considérons le cas d'un spectromètre constitué d'un dipôle parfait.

Il est placé à un angle θ_H par rapport au faisceau (fig. 20). Les électrons d'impulsion p analysés par ce dipôle de champ magnétique B ont des traces circulaires de rayon de courbure ρ tel que, $p(\text{GeV}) = 0.3B(T)\rho(m)$. Le rayon de courbure central ρ_0 et l'angle de déviation θ_0 du dipôle sont fixés une fois pour toutes par la mécanique. Le dipôle sera "réglé" sur l'impulsion centrale p' désirée (dans notre cas correspondante à la diffusion élastique). En effet, pour pouvoir garder le même rayon de courbure quelles que soient les impulsions centrales, le champ magnétique est ajusté de sorte que

$$\rho_0 = \frac{1}{0.3 \left(\frac{B(p')}{p'} \right)}.$$

Pour les dipôles des HRS du Hall A, $\left(\frac{B(p')}{p'} \right) = \mathcal{M} = 0.45 \text{ T/GeV}$, soit une courbure centrale de 7.4 m et un angle de déviation $\theta_0 = 45^\circ$. Le réglage du dipôle sur l'impulsion de la diffusion élastique se fait en choisissant le champ magnétique correspondant à l'impulsion p' de diffusion élastique à l'angle $\theta = \theta_V$. Par exemple, pour une énergie de faisceau $E = 3.355 \text{ GeV}$ et un dipôle placé à $\theta_V = 12.5^\circ$, les électrons diffusés élastiquement ont une impulsion $p' = 3.093 \text{ GeV}$. Il faudra donc régler le champ magnétique à 1.39 T . En sortie du dipôle, les électrons de la diffusion élastique ont donc un rayon de courbure $\rho' = \rho_0$ et un angle de courbure $\theta' = \theta_0$. Avec ce réglage du spectromètre, les électrons de production de pions auront eux un rayon de courbure $\rho'_{p+\pi} = \frac{p'_{p+\pi}}{0.3B(p')}$. Leur angle de courbure $\theta_{p+\pi}$ est donné par l'équation

$$\sin \theta_{p+\pi} = \sin \theta_0 \left[\sqrt{1 - \epsilon^2 \sin^2 \theta_0} + \epsilon \cos \theta_0 \right], \text{ avec } \epsilon = \frac{\frac{\Delta p}{p}}{\frac{\Delta p}{p} + 1} \simeq \frac{\Delta p}{p}.$$

En sortie de l'aimant, les électrons "élastiques" sont donc séparés des électrons de production de pions (au seuil) d'une distance

$$d = \rho_0 \left(1 - \left(1 - \frac{\Delta p}{p} \right) \frac{\sin \theta_{p+\pi}}{\sin \theta_0} \right) \simeq \rho_0 \frac{\Delta p}{p} (1 - \cos \theta_0).$$

Cette équation montre que pour obtenir une haute résolution telle que celle des HRS du Hall A (10^{-4}), il faut un rayon de courbure élevé (c'est ce qui explique la taille des HRS, cf fig. (19)). Dans le cas

3. La notation n'est pas terrible, mais elle est traditionnelle ...

des HRS ($\rho_0 = 7.4 m$, $\theta_0 = 45^\circ$), un $\Delta p/p$ de 10^{-4} donne pour notre modèle simple une séparation en sortie du dipôle de $200\mu m$. L'expérience HAPPEX n'a pas besoin d'une telle résolution, mais les spectromètres du Hall A ayant été dessinés pour une physique qui nécessite cette haute qualité, elle en profite gratuitement.

En réalité les HRS du Hall A sont constitués d'un système de 3 quadripôles et d'un dipôle, $QQDQ$ (fig. 19), qui permet d'obtenir sur une large gamme d'impulsion, $0.5 - 3. GeV$, une grande résolution, combinée à une bonne acceptation en angle ($\Delta\theta_V = \pm 60 mrd$, $\Delta\theta_H = \pm 28 mrd$), et impulsion ($\pm 4.5\%$). Le pouvoir de séparation des HRS est de $12 cm/\%$. Pour la cinématique HAPPEX les électrons de production de pions au seuil étant à $\Delta p/p = 4\%$, ils sont donc distants de $48 cm$ des électrons de la diffusion élastique. Les ouvertures angulaires correspondent à un angle solide (pour les deux spectromètres) de $12 m sr$.

Maintenant que sont séparés les électrons issus des processus inélastiques des électrons de la diffusion élastique, il ne reste plus qu'à compter ces derniers. Chaque HRS est équipé d'un système performant de trajectographie et d'identification des particules basé sur des chambres à dérive et des détecteurs Čerenkov à gaz. Ce système ne permet pas de travailler avec des taux de comptage de plus d'un MHz par spectromètre. HAPPEX utilise donc un simple calorimètre basé sur la lumière Čerenkov produite par les électrons dans un sandwich Plomb-Lucite. Ce calorimètre, placé dans le plan focal, recouvre entièrement (et quasi-uniquement) le pic élastique (cf fig. 21).

Afin de ne pas dégrader la précision sur la mesure d'asymétrie, le calorimètre doit avoir une bonne résolution. En effet, pour des taux de comptage de $1 MHz$, le signal étant intégré sur une durée d'un pulse de polarisation ($30 Hz$ au JLAB), l'erreur statistique sur une mesure d'asymétrie entre deux pulses successifs de polarisations opposées est

$$\frac{\sigma(A_{exp})}{A_{exp}} = \frac{1}{\sqrt{N_T}} \simeq 0.4\%,$$

puisque le nombre d'événements acquis est de $N_T = 2N_P \simeq 66000$. On mesure en fait la charge intégrée Q du photo-multiplicateur durant un pulse de polarisation (T_P)

$$Q = \int_0^{T_P} q(t) dt = \sum_i^{N_P} q_i,$$

où q_i est la charge déposée par un électron de diffusion. La charge intégrée a donc bien une fluctuation

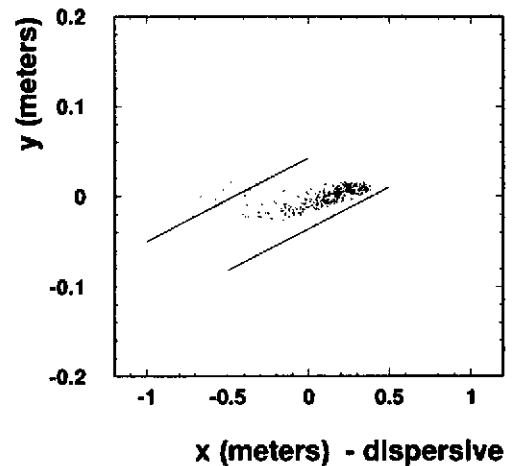


FIG. 21 - Distribution des événements dans le plan focal. Les lignes symbolisent la localisation du calorimètre.

purement statistique,

$$\left(\frac{\sigma(Q)}{Q}\right)^{Stat} = \frac{1}{\sqrt{N_P}},$$

mais aussi un fluctuation consécutive à la résolution finie du calorimètre $\frac{\sigma(q_i)}{q_i}$,

$$\left(\frac{\sigma(Q)}{Q}\right)^{Calo} = \frac{1}{\sqrt{N_P}} \frac{\sigma(q_i)}{q_i}.$$

La fluctuation totale est donc

$$\left(\frac{\sigma(Q)}{Q}\right)^{Tot} = \frac{1}{\sqrt{N_P}} \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma(q_i)}{q_i}\right)^2}.$$

Le calorimètre d'HAPPEX a une résolution de 15%, il dégrade donc très peu l'erreur sur l'asymétrie (1%).

Pour minimiser les fausses asymétries, la chaîne complète calorimètre, photo-multiplieur et codeur (ADC) doit avoir une bonne linéarité. Nous y reviendrons dans le dernier paragraphe de ce chapitre. Régulièrement des données sont prises à plus bas courant ($1\mu A$). Il est alors possible d'utiliser en plus du calorimètre, le système de détection complet, événement par événement, et donc de mesurer le taux de contamination du bruit.

5.3.2 SAMPLE

L'expérience SAMPLE [59] a été dessinée pour mesurer le facteur de forme magnétique $G_M^{(Z,P)}$, c'est pourquoi une cinématique à l'arrière a été sélectionnée ($\langle \theta \rangle = 150^\circ$). Une faible énergie $200 MeV$ a été choisie pour obtenir une section efficace correcte. Malgré cela la section efficace est 20 fois plus faible que dans le cas d'HAPPEX. Comme d'autre part le courant moyen est limité à BATES à $20\mu A$, il a été nécessaire d'opter pour une détection à grand angle solide ($130^\circ < \theta < 170^\circ$, $\Delta\Omega \simeq 2.14sr$, 180 fois celle d'HAPPEX), peu compatible avec une détection magnétique. La solution choisie est basée sur un détecteur Čerenkov (cf. figure 22).

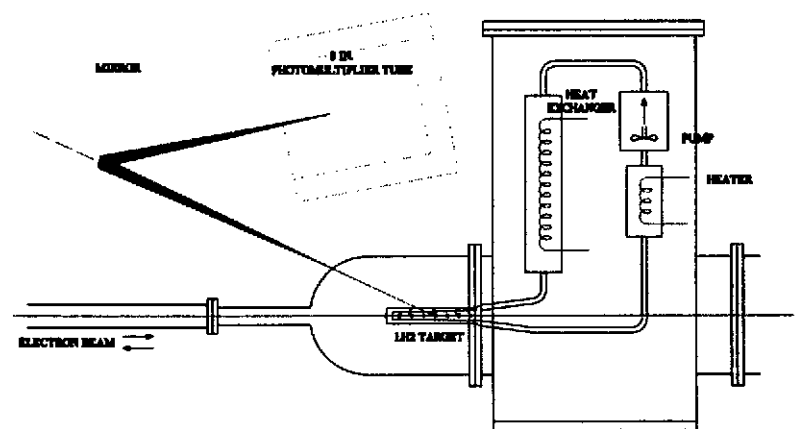


FIG. 22 – Expérience SAMPLE.

La lumière Čerenkov émise par les électrons traversant l'air est focalisée par 10 miroirs sur 10 photo-multiplieurs de 20cm de diamètre. Comme dans le cas d'HAPPEX, la méthode des flux intégrés est employée. Le bruit de production de pions reste négligeable du fait de la faible énergie. Des données à basse intensité, ainsi que diverses études des signaux du détecteur lorsque les photo-multiplieurs ou les miroirs sont masqués permettent d'évaluer les autres sources de bruit.

5.3.3 A4

Comme SAMPLE, l'expérience A4 [60] utilise une détection non magnétique, un calorimètre de PbF_2 . Le détecteur (fig. 24-refA4DET2) est constitué de 6 couronnes de 128 cristaux de PbF_2 , offrant une bonne couverture angulaire ($30^\circ < \theta < 40^\circ$, $\Delta\Omega \simeq 0.7sr$). Le cristal de PbF_2 a été choisi par la collaboration A4 car il offre le meilleur compromis entre rapidité du détecteur et résolution en énergie. L'expérience A4 a en effet décidé de faire une acquisition événement par événement. Les taux de signal et de bruit étant respectivement de 10MHz et 100MHz, un détecteur rapide est indispensable. Dans le cas du PbF_2 , il s'agit d'un cristal non scintillant, dont on lit par un photo-multiplieur la lumière Čerenkov. La rapidité est alors uniquement limitée par la collection de lumière et est de l'ordre de 15ns. D'autre part, afin de pouvoir signer une diffusion élastique ep , le calorimètre doit mesurer l'énergie des électrons diffusés avec une bonne résolution. Pour le PbF_2 la résolution est de $\sigma/\sqrt{E} = 5.7\%$. En combinant l'information d'un cluster de 3×3 cristaux de longueur $13X_0$, $X_0 = 0.9cm$, et de rayon $4/3r_M$, $r_M = 2.2cm$, on aboutit à une résolution de $3.5\%/\sqrt{E}$, adéquate pour une bonne identification des événements élastiques. Compte tenu des taux de comptage, l'électronique de traitement des signaux des cristaux est parallélisée. En particulier, chaque cluster aura son électronique d'auto-déclenchement. Les neuf signaux de chaque cluster seront sommés et intégrés analogiquement. La hauteur du signal intégré sera numérisée par un codeur rapide. L'objectif est de pouvoir limiter le temps mort pour la mesure de l'énergie à moins de 20ns. Après numérisation, la valeur de l'énergie et la localisation de l'événement

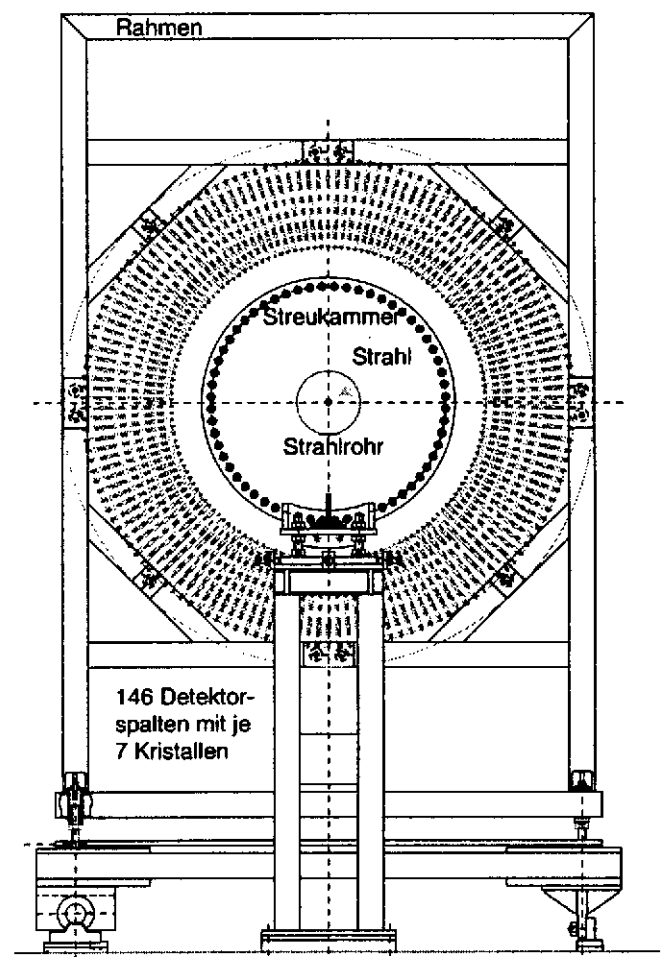


FIG. 23 – Expérience A4.

dans le calorimètre sont histogrammées. Uniquement ces histogrammes, et diverses informations de monitoring (luminosité, polarisation) seront traités par le système d'acquisition.

5.4 Les polarimètres à électrons

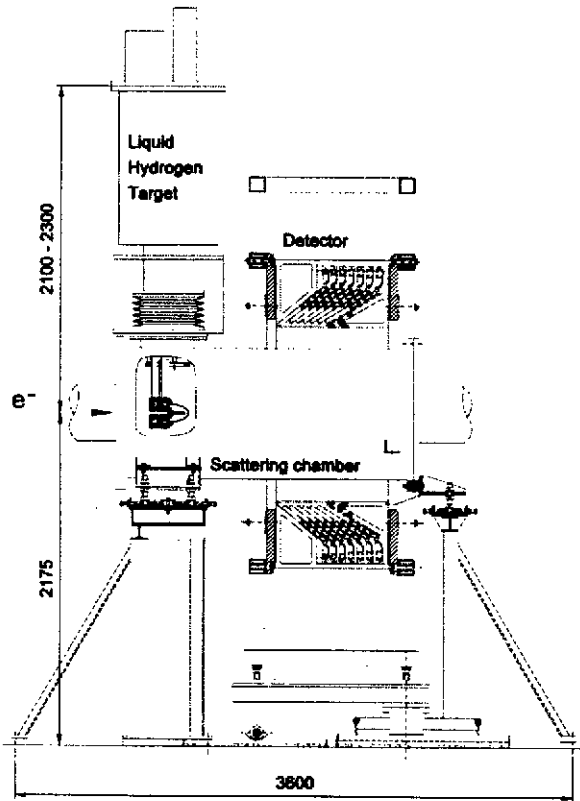


FIG. 24 – Expérience A4

Parmi tous les processus dépendant de la polarisation, les polarimètres utilisent ceux pour lesquels l'asymétrie d'hélicité A_h est connue, soit expérimentalement soit théoriquement. Il suffit alors de mesurer l'asymétrie expérimentale de taux de comptage A_{exp} qui est de nouveau proportionnelle à l'asymétrie A_h et à la polarisation que l'on cherche à mesurer. On rencontre 3 types de polarimètres :

- Les polarimètres Mott,
- Les polarimètres Møller,
- Les polarimètres Compton.

5.4.1 Polarimètre Mott

Cette technique de polarimétrie [61] utilise la diffusion Mott des électrons sur des noyaux de Z élevé (de l'or par exemple). Dans le champ électrique E du noyau, le déplacement de l'électron à la vitesse v induit un champ magnétique $\vec{B} = \frac{v}{c} \wedge \vec{E}$. C'est l'interaction entre ce champ magnétique et le moment magnétique de l'électron qui est responsable de la dépendance de la section efficace de diffusion Mott en fonction de la polarisation (transverse) des électrons

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\theta} = \frac{d\sigma_0(\theta)}{d\theta} \left[1 + S(\theta) \vec{P}_e \cdot \left(\frac{\vec{k} \times \vec{k}'}{kk'} \right) \right]$$

θ est l'angle de diffusion, et k et k' sont les impulsions initiale et finale de l'électron. $\frac{d\sigma_0(\theta)}{d\theta}$ est la section efficace de Mott et vaut

$$\frac{d\sigma_0(\theta)}{d\theta} = \frac{Z^2 r_0^2 E^2}{k^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}} \left(1 - \frac{k^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}{E^2} \right),$$

avec E énergie des électrons, et r_0 rayon classique de l'électron. $S(\theta)$ est la "fonction de Sherman". Elle peut se calculer théoriquement ou se mesurer. Dans le cas de l'or, pour des électrons de $1MeV$, elle peut atteindre des valeurs de 50 %.

Cette technique peut être rapide, compte tenu de la taille de la section efficace, et de l'utilisation de cible de $100\mu m$ d'épaisseur. Par exemple au JLAB, le polarimètre Mott fonctionne dans l'injecteur à $5MeV$ et donne une mesure de polarisation avec une précision statistique de quelques % en 10 minutes. Cette polarimétrie est cependant circonscrite aux injecteurs puisqu'elle nécessite une polarisation transverse des électrons. Elle est d'autre part limitée en précision ($\pm 5\%$) du fait de l'incertitude théorique sur la fonction de Sherman, et des diffusions multiples et pertes d'énergie dans l'épaisseur de cible.

5.4.2 Polarimètre Møller

C'est une polarimétrie basée sur la diffusion Møller $\bar{e}\bar{e} \rightarrow ee$. Les électrons polarisés cibles étant fournis par une cible mince d'un alliage Fer-Cobalt magnétisé. La section efficace de diffusion Møller en fonction de la polarisation (longitudinale) des électrons incidents P_e et des électrons cibles P_T est donnée par [62]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} [1 + a_{zz} P_e P_T],$$

avec

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = Zr_0^2 \left[\frac{(1 + \cos\bar{\theta})(\sin^2\bar{\theta} - 4)}{2\sin^2\bar{\theta}} \right]^2,$$

et

$$a_{zz} = \sin^2\bar{\theta} \frac{\sin^2\bar{\theta} - 8}{(\sin^2\bar{\theta} - 4)^2}.$$

$\bar{\theta}$ est l'angle de diffusion dans le centre de masse. Le pouvoir d'analyse a_{zz} est maximum, $a_{zz}^{max} = -7/9$, pour $\bar{\theta} = \bar{\theta}_{sym} = 90^\circ$, qui correspond à un angle dans le laboratoire

$$\theta_{sym} = \tan^{-1} \sqrt{\frac{2m}{E + m}}.$$

À haute énergie, cet angle est très faible, par exemple à $3.355GeV$ il vaut $0.3mrad$. Un polarimètre Møller possède donc souvent des éléments magnétiques pour séparer les électrons

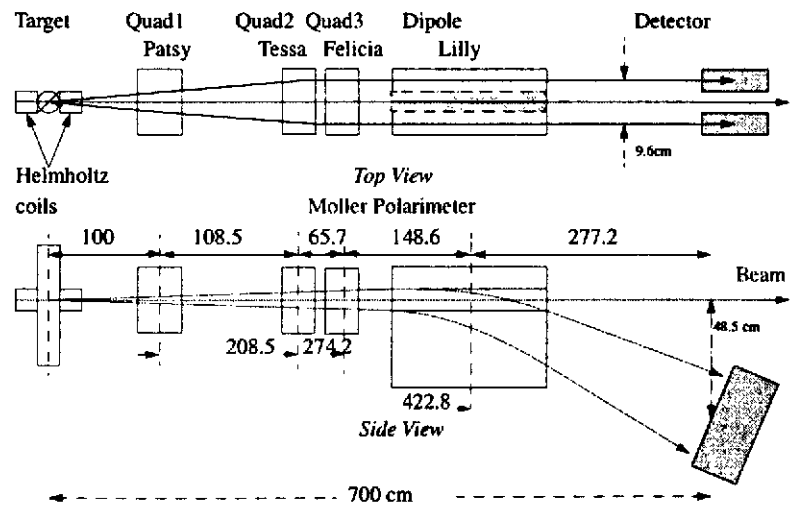


FIG. 25 – Polarimètre Møller du JLAB.

diffusés du faisceau et éventuellement analyser leur impulsion. Afin de réduire le bruit (principalement de la diffusion Mott), les polarimètres Møller sont souvent équipés de deux bras de détection symétriques centrés sur l'angle θ_{sym} pour mesurer les deux électrons Møller en coïncidence (cf fig. 25). Comme dans le cas du polarimètre Mott, la polarimétrie Møller peut être très rapide (dizaine de minutes pour une précision statistique de quelques %). En raison de la quantité de chaleur déposée dans la cible, il est difficile d'utiliser ces polarimètres à des intensités supérieures à $10\mu A$. La précision de la mesure ($\simeq \pm 3\%$) est souvent limitée par la connaissance de la polarisation de la cible P_T , dont la mesure est délicate.

5.4.3 Polarimètre Compton

Basés sur la diffusion Compton $e\bar{\gamma} \rightarrow e\gamma$, ils sont très utilisés à haute énergie [65]. Dans le domaine de basse énergie ($E \simeq 1 - 5 GeV$) et des intensités moyennes $I_e \simeq 100\mu A$, leur emploi est rendu délicat du fait de la faiblesse de leur luminosité. Malgré cet handicap, leur utilisation reste attrayante car ce sont des instruments qui, à la différence des polarimètres Møller ou Mott, perturbent suffisamment peu le faisceau, pour qu'il reste possible de mesurer la polarisation en même temps que la prise de données de l'expérience de violation de parité.

Pour une collision électron-photon frontale (électron d'énergie E , photon d'énergie p) la section efficace non polarisée est donnée par [63]

$$\frac{d\sigma}{d\rho} = 2\pi r_0^2 a \left[\frac{\rho^2(1-a)^2}{1-\rho(1-a)} + 1 + \left(\frac{1-\rho(1+a)}{1-\rho(1-a)} \right)^2 \right],$$

avec ρ l'énergie du photon retro-diffusé, renormalisée à sa valeur maximale $\rho'_{max} = 4apE^2/m^2$, et a un facteur cinématique $a = 1/(1 + \frac{4pE}{m^2})$.

L'asymétrie de section efficace est donnée par

$$A_c = \frac{2\pi r_0^2 a}{\frac{d\sigma}{d\rho}} (1 - \rho(1+a)) \left[1 - \frac{1}{(1 - \rho(1-a))^2} \right].$$

La section efficace de diffusion Compton est de taille comparable à celle de la diffusion Mott ou Møller. En revanche, l'asymétrie Compton est beaucoup plus faible (à $4 GeV$ avec un Laser infrarouge, l'asymétrie moyenne est de 3.5%, alors qu'elle vaut 7/9 pour le Møller). Pour une même précision statistique, il faut donc 500 fois plus de temps pour une mesure avec un polarimètre Compton qu'avec un polarimètre Møller ... L'autre faiblesse d'un polarimètre Compton est la faible densité de sa "cible" de photons ... Pour compenser ce manque de photons, on peut soit utiliser des Lasers de très haute puissance dans l'UV, où de plus l'asymétrie Compton est plus grande, soit stocker les photons Laser dans une cavité optique [64]. Dans ces conditions, une mesure de la polarisation avec une précision statistique de 1% en une heure de prise de données peut être envisagée. Comme dans le cas du Møller, les angles de diffusion sont très faibles, et des éléments magnétiques sont nécessaires. Pour le polarimètre Compton du JLAB [64], le photon et l'électron diffusés seront tous les deux détectés (cf fig. 26). Le premier par un calorimètre de $PbWO_4$ qui permettra de mesurer son énergie

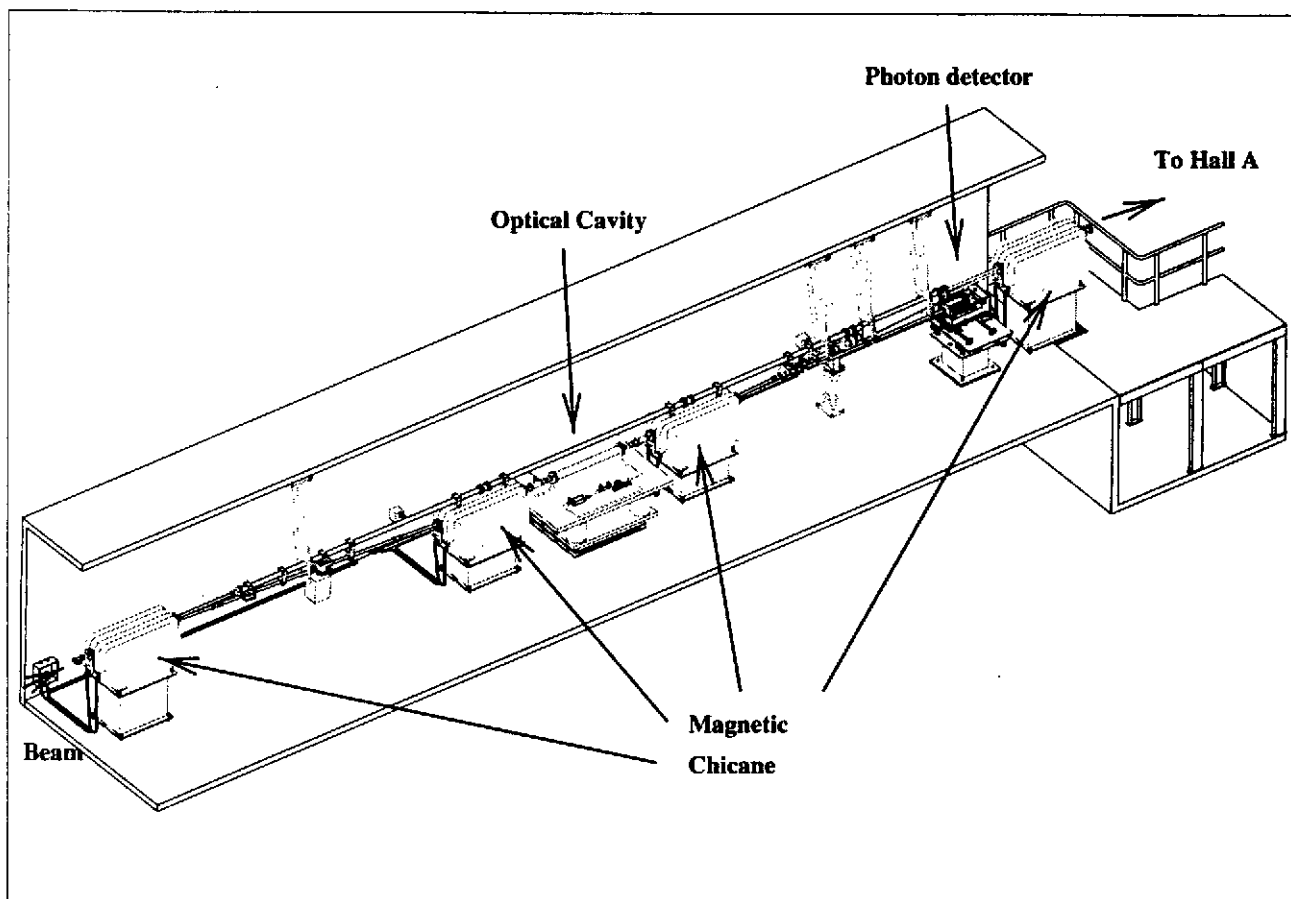


FIG. 26 – Polarimètre Compton du JLAB.

avec une résolution voisine de 10 %. Le second verra son impulsion mesurée par localisation à l'aide d'un détecteur à pistes de Silicium après passage dans un dipôle d'analyse.

5.5 La chasse aux erreurs systématiques

5.5.1 Position du problème

Ce paragraphe traite des sources d'erreurs systématiques dues aux dérives des paramètres expérimentaux d'un état de polarisation à l'autre. Pour situer le problème, revenons à l'expression des taux de comptage pour un état de polarisation donné (eq. 77)

$$N_{ep}^+ = \frac{I_e^+ (\rho L)^+}{e A} \mathcal{N}_A \left(\left[\int_{\Delta\Omega^+} \frac{d\sigma_0(E, \theta)}{d\Omega} d\Omega \right]^+ + P_e^+ \left[\int_{\Delta\Omega^+} \frac{d\sigma_0(E, \theta)}{d\Omega} A_{PV}(E, \theta) d\Omega \right]^+ \right) T^+. \quad (83)$$

Nous avons fait apparaître la dépendance de la section efficace et de l'asymétrie en fonction de l'énergie du faisceau et de l'angle de diffusion, ainsi que l'intégration sur l'acceptance du détecteur. Si pour la configuration suivante de polarisation P_e^- , des paramètres tels que l'énergie, la position et l'angle du faisceau, ou l'acceptance du détecteur ont changé, alors les taux de comptage pour cette configuration sont

$$N_{ep}^- = \frac{I_e^- (\rho L)^-}{e A} \mathcal{N}_A \left(\left[\int_{\Delta\Omega^-} \frac{d\sigma_0(E, \theta)}{d\Omega} d\Omega \right]^- - P_e^- \left[\int_{\Delta\Omega^-} \frac{d\sigma_0(E, \theta)}{d\Omega} A_{PV}(E, \theta) d\Omega \right]^- \right) T^- \quad (84)$$

De telle sorte que l'asymétrie de taux de comptage, pour des temps de comptage égaux, normalisée à l'intensité du faisceau s'écrit

$$A_{exp}^N = \frac{\frac{N_{ep}^+}{I_e^+} - \frac{N_{ep}^-}{I_e^-}}{\frac{N_{ep}^+}{I_e^+} + \frac{N_{ep}^-}{I_e^-}} \simeq A_{exp} - A_I \simeq P_e A_{PV} + A_\rho + A_\sigma \quad (85)$$

Nous avons introduit la notation

$$X^\pm = X_0 (1 \pm A_X), \quad X = I_e, (\rho L), \left[\int \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \Delta\Omega \right].$$

Ces fausses asymétries peuvent être présentes d'un pulse de polarisation à l'autre et se moyennent à zéro pour l'ensemble des couples de taux de comptage entrant dans le résultat final. Par contre, si l'effet est systématique, il demeurera présent pour tous les couples de taux de comptage successifs. On voit donc que l'asymétrie expérimentale n'est plus une mesure directe de l'asymétrie de violation de parité. Il s'y ajoute deux (ou trois si l'on est pas normalisé au courant) fausses asymétries.

Il va donc falloir monitorer

- L'intensité (A_I).
- L'énergie du faisceau, la section efficace dépend fortement de l'énergie, et donc si $E^+ \neq E^-$, alors on aura une fausse asymétrie A_σ .
- La position et l'angle du faisceau. Pour un détecteur qui reste à la même place et garde son acceptance constante d'un pulse de polarisation à l'autre, une position ou un angle différent d'une polarisation à l'autre ($x_B^+, \theta_B^+ \neq x_B^-, \theta_B^-$) entraîne un angle de diffusion moyen et une acceptance différente (cf fig. 27), et donc une asymétrie A_ρ .

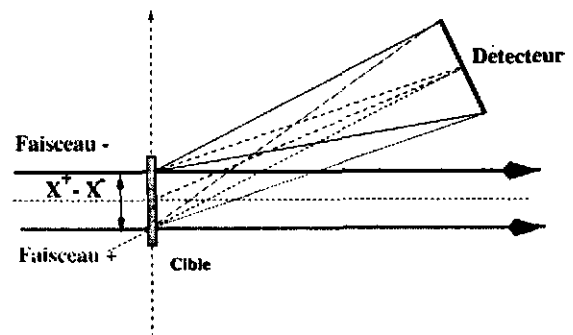


FIG. 27 - Fausse asymétrie pour un faisceau de position dépendant de la polarisation.

- Une densité de cible différente pour deux états de polarisation. Cet effet n'est bien sûr pas directement lié à un effet systématique venant de la cible, mais du faisceau. En fait, si les deux polarisations ont systématiquement des intensités différentes, alors ils déposent systématiquement une chaleur différente dans la cible, qui en conséquence change de densité.

En conclusion, nous retiendrons que doivent être monitorées avec précision (équivalente à celle souhaitée pour la mesure de l'asymétrie de violation de parité) l'intensité du faisceau d'électrons, sa position (X, Y) et son incidence (θ_X, θ_Y) sur la cible. On parle souvent de moniteurs de faisceau. Voyons une illustration concrète de ce type de moniteurs (ceux de l'expérience HAPPEX).

5.5.2 Les moniteurs faisceaux de l'expérience HAPPEX

La mesure du courant I_e s'effectue grâce à deux cavités RF cylindriques (diamètre $\Phi = 15.5\text{cm}$, longueur $L = 15.2\text{cm}$, fig. 28) dont la fréquence de résonance dans le mode TEM_{010} est celle de l'accélérateur [66]. Le champ magnétique créé par le passage du faisceau est mesuré au travers du courant induit dans une bobine. Ce courant est proportionnel à l'intensité du faisceau. La réponse des cavités dépend faiblement ($0.06\%/cm$) du centrage du faisceau. Elles sont linéaires à 0.5% . Comme dans le cas des détecteurs, le signal des deux cavités est intégré pendant un pulse de polarisation, puis numérisé via des ADC de haute précision (16 bits). La figure 29 montre l'évolution du courant et de l'asymétrie associée A_I en fonction du temps. Chaque point correspond à un pulse de polarisation (durée $1/30\text{ s}$). Malgré des variations importantes de l'intensité (quelques %), l'asymétrie A_I reste stable (et proche de zéro) au cours du temps. Le bruit à 30 Hz de l'asymétrie d'intensité est de $\simeq 200\text{ ppm}$ (fig. 30). Ceci autorise une mesure de cette asymétrie avec une précision de 1 ppm en une heure de prise de données.

La corrélation entre les deux moniteurs d'intensité permet de déterminer la contribution du bruit des moniteurs dans le bruit du faisceau mesuré. La figure 30-b montre que le bruit des instruments est de quelques ppm , et qu'en conséquence, les instruments ne détériorent pas les qualités de stabilité de l'asymétrie d'intensité du faisceau. Il apparaît donc qu'une mesure de A_I suffisamment précise peut être effectuée pour corriger l'asymétrie expérimentale de la présence d'une asymétrie de courant. On pourrait donc en principe effectuer une expérience de parité où l'asymétrie en intensité soit grande devant l'asymétrie de parité. En fait, il existe d'autres effets systématiques (densité de cible, linéarité des détecteurs d'électrons) qui eux sont directement proportionnels à l'intensité d'asymétrie. On a donc intérêt à fonctionner avec une asymétrie d'intensité la plus faible possible. Comme

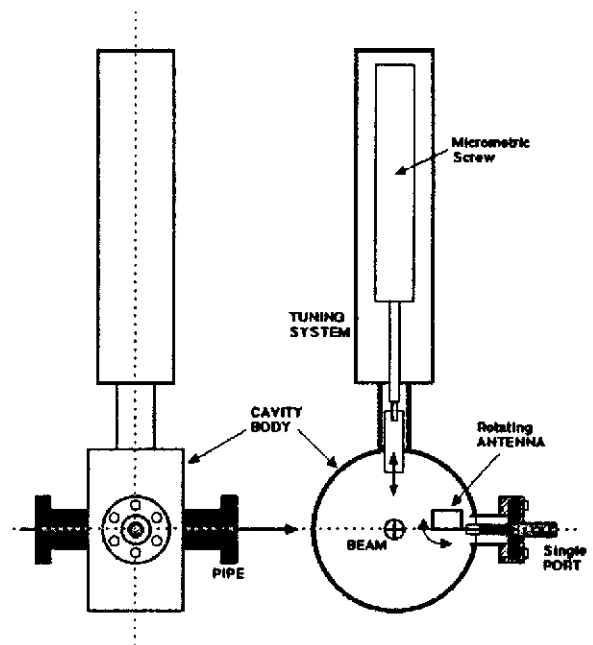


FIG. 28 – Moniteur de Courant HAPPEX.

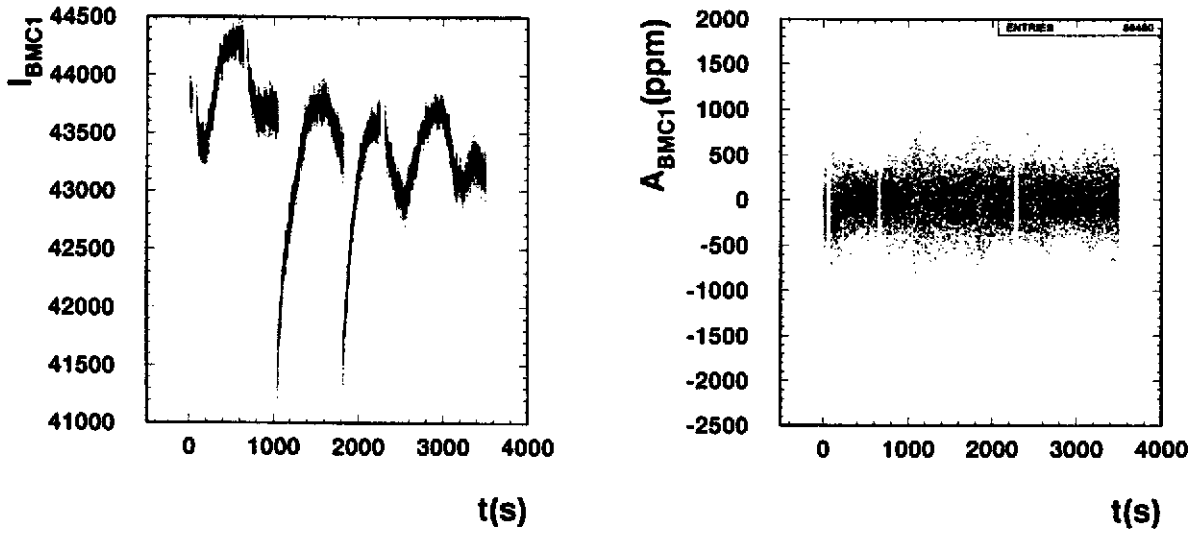


FIG. 29 – Intensité et asymétrie de courant A_1 en fonction du temps.

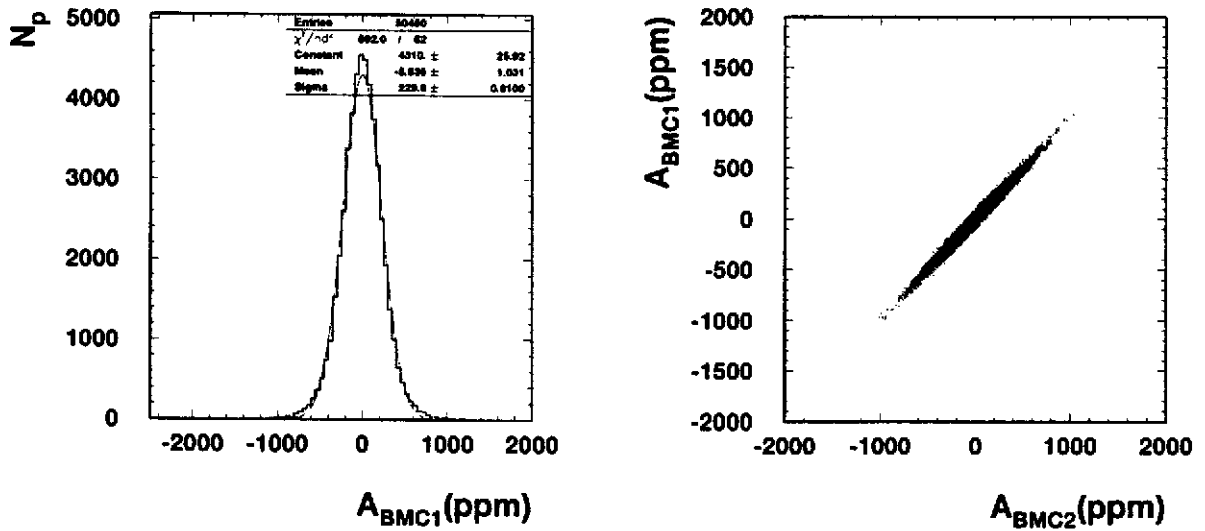


FIG. 30 – Asymétrie de courant A_1 et corrélation entre les deux moniteurs.

toujours pour réduire un effet, il faut en connaître les causes. Dans notre cas, il faut remonter à la source ...

La lumière Laser à la sortie de la cellule de Pockels n'est pas en fait parfaitement polarisée circulairement (Fig. 31). Elle est légèrement elliptique. Pour une tension V_+ la cellule se comporte comme un retard $\delta^+ = +(\frac{\pi}{2} + \alpha) - \Delta$, et pour une tension V_- comme un retard $\delta^- = -(\frac{\pi}{2} + \alpha) - \Delta$. En plus de l'ellipticité, une asymétrie Δ dans le comportement de la cellule de Pockels pour les deux tensions V_{\pm} a été introduite. Cette asymétrie est bien sûr fonction des tensions $V_{+,-}$. D'autre part, le système de transport de la lumière entre la sortie de la cellule de Pockels et la photocathode peut être lui aussi asymétrique. Nous caractérisons ce transport par deux axes

X', Y' faisant un angle θ par rapport aux axes de la cellule de Pockels (Fig. 31), auxquels sont associées deux transmissivités $T_{X'}$ et $T_{Y'}$. En définissant l'asymétrie de transport

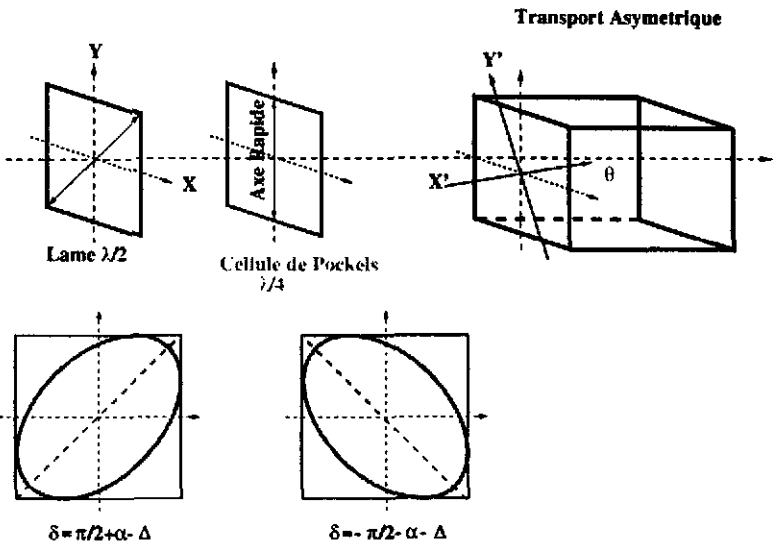


FIG. 31 - Asymétrie de transport.

$$A_T = \frac{T_{X'} - T_{Y'}}{T_{X'} + T_{Y'}}$$

On peut montrer que l'asymétrie d'intensité pour la lumière incidente sur la photocathode est donnée par [67]

$$A_{I_\gamma} = A_T \Delta \sin 2\theta = f(V_+ - V_-). \quad (86)$$

Cette asymétrie en intensité de lumière donne évidemment naissance à une asymétrie en intensité pour le faisceau d'électrons. Dans l'équation (86), tout ce qui concerne le transport n'est pas facilement contrôlable. En revanche, l'asymétrie de la cellule de Pockels Δ peut être réglée en jouant sur la tension. C'est sur ce principe que l'expérience HAPPEX a mis en place un système de rétro-action. Une fois la fonction $A_I = f(V_+ - V_-)$ calibrée, l'asymétrie A_I est mesurée en permanence, et approximativement toutes les heures, la différence entre les tensions $V_+ - V_-$ de la cellule de Pockels est ajustée pour faire décroître l'asymétrie en intensité A_I . Ceci permet d'obtenir une asymétrie en intensité moyenne sur un mois de prise de données de $A_I \simeq 0.4ppm \pm 0.5ppm!$

Énergie, position et angle d'incidence du faisceau sont mesurés grâce à cinq moniteurs de position (des antennes ...) judicieusement placés (fig. 32). Chaque moniteur fournit les deux coordonnées dans la direction transverse au faisceau. Le moniteur de position placé au centre d'un arc magnétique

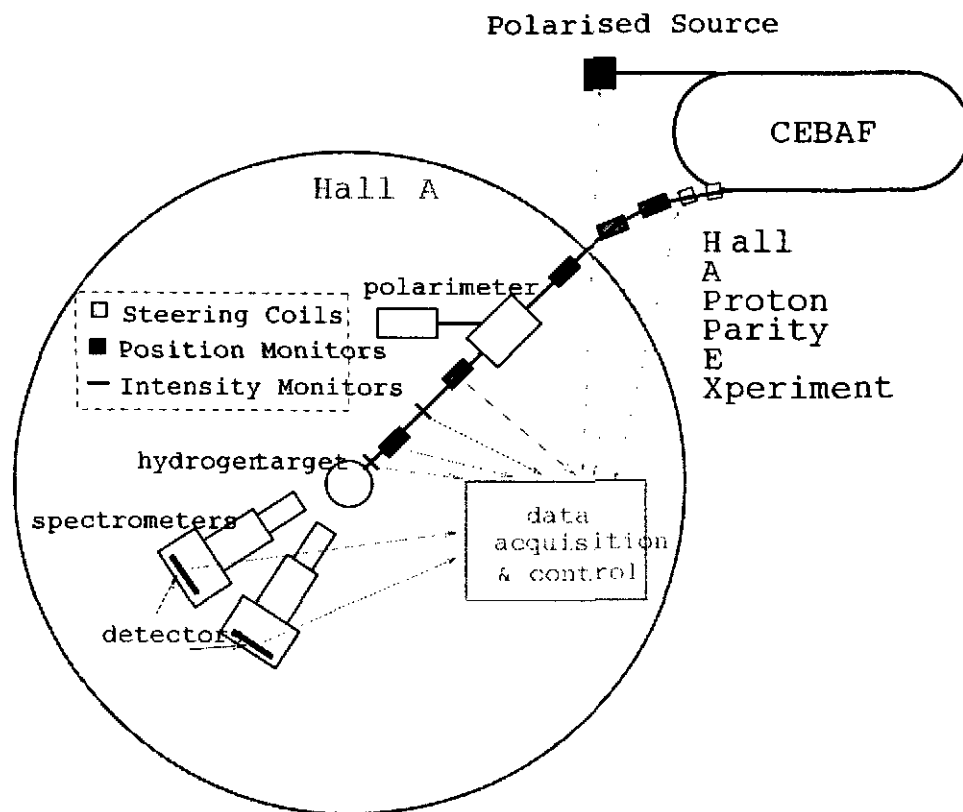


FIG. 32 – Localisation des Moniteurs de Positions HAPPEX.

dispersif permet de surcroît le monitoring de l'énergie du faisceau. Les qualités du faisceau du JLAB sont telles que la valeur moyenne de la différence de position pour les deux polarisations sur un mois de prise de données est moins de $15nm$! Bien sûr, il est difficile de savoir a priori qu'elle sera l'effet d'une telle différence sur la fausse asymétrie A_{σ} . Afin de mesurer en permanence cet effet, quatre aimants de guidage déplacent lentement horizontalement et verticalement d'une faible amplitude ($< 1mm$) le faisceau (modulation de la position).

Pour moduler l'énergie ($\simeq 100KeV$), une des 360 cavités accélératrices du Jlab a son alimentation lentement pulsée. La mesure de la variation des taux de comptage des détecteurs consécutive à cette modulation permet d'évaluer les divers effets de changement de positions sur l'asymétrie.

On peut en effet montrer que pour les dix différences de positions ΔX_i fournies par les 5 moniteurs, la fausse asymétrie peut s'écrire

$$A_\sigma = \sum_{i=1}^{10} a_i \Delta X_i.$$

Si C_j désigne la valeur des 4 champs magnétiques de modulation ou du champ accélérateur de la cavité pulsée, alors

$$a_i = \sum_{j=1}^5 \frac{\partial A_{det}}{\partial C_j} \frac{\partial C_j}{\partial X_i}.$$

Ce coefficient peut donc être déterminé par la mesure de la variation de l'asymétrie des taux de comptage $\frac{\partial A_{det}}{\partial C_j}$ et la différence de position $\frac{\partial X_i}{\partial C_j}$ (fig. 33) en fonction de la modulation. Sur la figure 33 est donné un exemple de l'évolution au cours du temps de la modulation en position verticale et horizontale, ainsi que de l'énergie. On mesure en même temps les effets de cette modulation sur la position horizontale du faisceau sur la cible. Ceci permet de déterminer $\frac{\partial X_i}{\partial C_j}$.

En pratique, la correction A_σ reste dans le cas de HAPPEX très faible $A_\sigma \leq 0.3ppm$

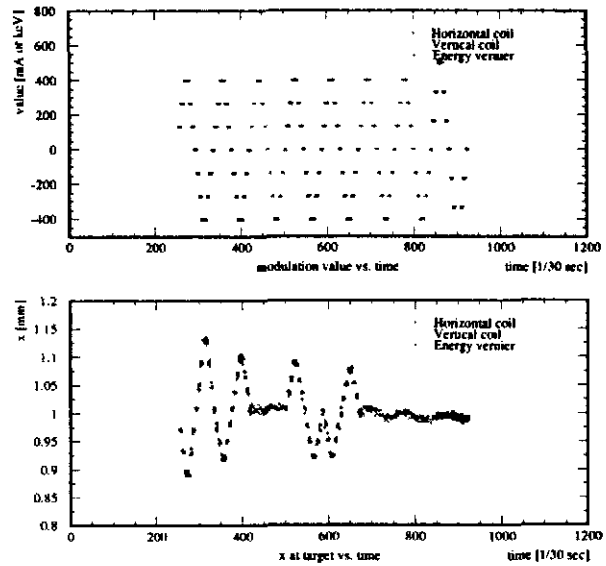


FIG. 33 – Modulation de position

5.5.3 Non-linéarités et pedestaux

Terminons ce paragraphe par les effets systématiques engendrés par les pedestaux et les non linéarités. Lorsque l'on mesure une quantité X avec un détecteur réel, la quantité mesurée X_m n'est pas en général proportionnelle à la quantité X

$$X_m = X_0 + \alpha X + \beta X^2.$$

La présence d'un pedestal X_0 et d'un terme non linéaire entraîne que l'asymétrie mesurée est différente de l'asymétrie recherchée

$$A_{X_m} = A_X \left(\frac{1 + 2\frac{\beta}{\alpha} X}{1 + \frac{1}{\alpha} \frac{X_0}{X} + \frac{\beta}{\alpha} X (1 + A_X^2)} \right) \simeq A_X \left(1 + \frac{\beta}{\alpha} X - \frac{1}{\alpha} \frac{X_0}{X} \right).$$

Ce qui aussi entraîne une erreur systématique sur la mesure de l'asymétrie. Il faudra donc contrôler la linéarité⁴ et la valeur du pedestal, et ce pour l'ensemble des détecteurs et des moniteurs faisceau. Notons enfin que dans le cas des détecteurs d'électrons diffusés, comme le signal est proportionnel à l'intensité du faisceau, la réduction de l'asymétrie en intensité à des faibles valeurs minimise l'effet des pedestaux et des non-linéarités.

4. $\frac{X_M - (X_0 + \alpha X)}{X_M} = \frac{\beta}{\alpha} I$ est souvent utilisé comme mesure de la linéarité

6 Situation expérimentale actuelle

Dans ce chapitre nous donnons l'état de l'art des expériences en cours et décrivons les développements à venir. Au moment où ce texte est écrit seulement deux expériences (SAMPLE et HAPPEX) ont rendu public leurs premiers résultats.

6.1 SAMPLE

En 1997, l'expérience SAMPLE a publié sa première mesure de violation de parité [59]

$$A_{PV} = -6.34 \pm 1.45(stat) \pm 0.53(syst) \text{ ppm}$$

Compte tenu de la cinématique (à l'arrière et à faible $Q^2 = 0.1 \text{ GeV}^2$), la mesure est sensible uniquement au facteur de forme magnétique du quark étrange. La valeur obtenue est

$$G_M^s(Q^2 = 0.1 \text{ GeV}^2) = +0.23 \pm 0.37(stat) \pm 0.15(syst) \pm 0.19(FF).$$

La première erreur est statistique, la deuxième systématique et la dernière provient des incertitudes sur les facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron, ainsi que des corrections radiatives associées à G_A^Z . Cette mesure est compatible avec la prédiction du "modèle standard" sans quarks étranges, $G_M^s = 0$. Actuellement, l'expérience SAMPLE est en prise de données. Elle devrait être en mesure de publier en fin d'année un résultat avec une erreur statistique quasiment deux fois plus faible (± 0.21).

6.2 HAPPEX

De part sa cinématique, HAPPEX mesure la combinaison linéaire $G_E^s + 0.4G_M^s$ à $Q^2 = 0.47 \text{ GeV}^2$. En Juillet 1998, l'expérience HAPPEX a présenté ses premiers résultats [47]

$$A_{PV} = -14.7 \pm 2.2 \text{ ppm},$$

ce qui correspond à

$$G_E^s + 0.4G_M^s = 0.015 \pm 0.033(stat) \pm 0.022(syst) \pm 0.024(G_E^n).$$

La dernière erreur correspond à une erreur de 50% sur la connaissance du facteur de forme électrique du neutron G_E^n , qui comme nous l'avons déjà dit dans la première partie sera mesuré plus précisément dans les mois à venir. Le résultat est là encore compatible avec le "modèle standard" sans quarks étranges. Pour quantifier un peu plus ce résultat, nous comparons la mesure de $G_E^s + 0.4G_M^s$, à $Q^2 = 0.47 \text{ GeV}^2$, à la valeur de la même combinaison linéaire pour les facteurs de forme du proton. On obtient alors

$$\frac{G_E^s + 0.4G_M^s}{G_E^p + 0.4G_M^p} = 2\% \pm 7\%, \text{ à } Q^2 = 0.47 \text{ GeV}^2.$$

Le tableau 4 montre que la première source d'erreurs systématiques est la mesure de la polarisation du faisceau. Au printemps 1999, HAPPEX est programmé pour une nouvelle prise de données qui devrait permettre de réduire l'erreur statistique d'un facteur 2.

Source d'erreur	$\frac{\sigma(A_{PV})}{A_{PV}} (\%)$
Statistique	13.4
Polarisation P_e	5
Détermination du Q^2	2
Mesure du Bruit de fond	2
Facteurs de forme (hors G_E^n)	4
Corrections radiatives	1.4
G_E^n	9.6

TAB. 4 – Sources d'erreurs pour la mesure de HAPPEX.

6.3 A4

Cette expérience est encore en phase de construction et de tests. La cinématique est proche de celle de l'expérience HAPPEX. La collaboration A4 mesurera en 1999 $G_E^s + 0.22G_M^s$ à $Q^2 = 0.23\text{GeV}^2$ et $E = 0.855\text{GeV}$. L'objectif est de mesurer l'asymétrie de violation de parité avec une erreur statistique de 3% et systématique de 4%.

6.4 G0

Nous n'en avons pas encore parlé. C'est pourtant LA grande expérience du futur [68]! Son installation dans le Hall C du laboratoire Jefferson n'est cependant prévue que pour l'an 2000 ... Il s'agit d'un spectromètre à grand angle solide ($\Delta\Omega \simeq 0.5\text{sr}$) entièrement pensé et construit

pour la mesure des facteurs de forme du quark étrange pour des Q^2 compris entre 0.1 et 1GeV^2 . Son principe (fig. 34) est basé sur l'utilisation d'un champ magnétique toroïdal fourni par 8 bobines supra-conductrices permettant de couvrir à l'avant les protons de la diffusion élastique ep ($\theta_p = 70^\circ$, $\theta = 7^\circ$) et à l'arrière les électrons $\theta = 110^\circ$. Le détecteur sera instrumenté de paires de scintillateurs rapides très segmentés permettant une mesure événement par événement avec une luminosité de

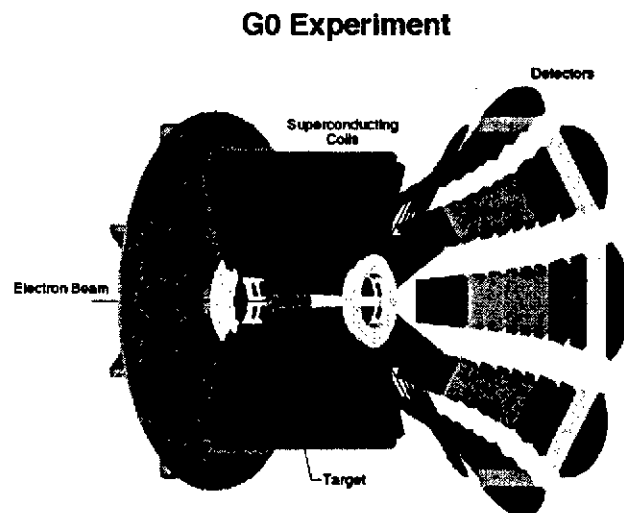


FIG. 34 – Le spectromètre G0.

$2 \cdot 10^{38} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

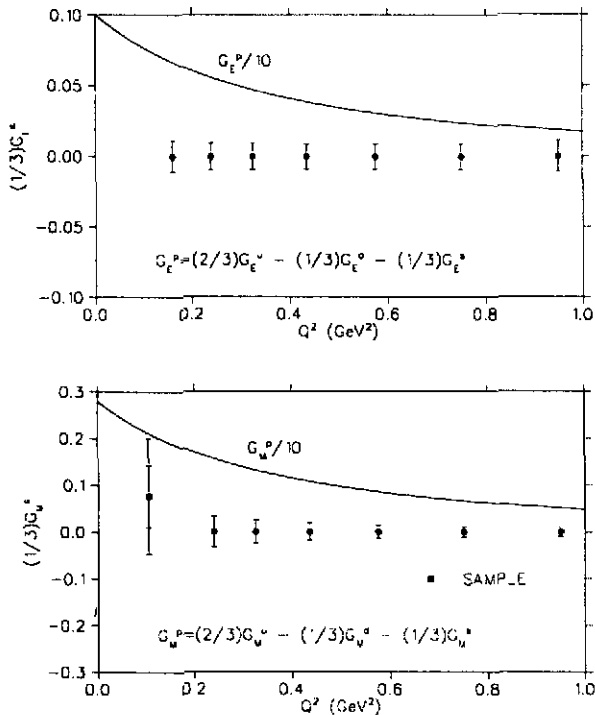


FIG. 35 – Précision attendue pour G0.

Il s'agira de la première expérience capable de séparer directement les facteurs de forme magnétique et électrique du quark étrange. Pour cela le détecteur doit permettre la mesure de l'asymétrie à l'avant (partie électrique, $\epsilon \simeq 1$) et à l'arrière (partie magnétique, $\epsilon \ll 1$). Pour maximiser ϵ , il faut détecter les électrons à très faible angle de diffusion $\theta \simeq 5^\circ$, ce qui est devenu difficile en raison du bruit important à petit angle (diffusion Møller sur les électrons atomiques de la cible). C'est la raison pour laquelle la collaboration G0 a choisi de mesurer le proton (qui lui est émis à plus grand angle) pour la cinématique à l'avant. La précision attendue sur ces mesures et ce sur une grande gamme de Q^2 est impressionnante (fig 35)!

7 En guise de conclusion

Nous terminons ce cours par quelques considérations théoriques concernant les facteurs de forme du quark étrange. Dans un monde parfait, la théorie de l'interaction forte (QCD) devrait permettre de calculer a priori les éléments de matrice $\langle N(P') | \bar{s} \gamma_\mu s | N(P) \rangle$. Malheureusement au sein d'un nucléon l'interaction entre quarks est gouvernée

par la QCD non perturbative, et les méthodes habituelles de la théorie des perturbations ne sont plus applicables. On en est réduit à employer de gros ordinateurs pour faire des calculs sur réseau [69]. Pour diminuer les temps de calculs, l'approximation des quarks gelés ("quenched") est très populaire. Elle consiste à négliger toutes les boucles de quarks ... Un calcul récent des facteurs de forme $G_{E,M}^s$ [70] est représenté sur la figure 36. Alors que SAMPLE mesure un facteur de forme magnétique positif, ce calcul prévoit une valeur négative. Cependant, les barres d'erreurs n'incluent ni les erreurs systématiques dues à la taille finie du réseau, ni celle provenant de l'approximation des quarks gelés ... Il n'est donc pas exagéré de penser qu'un certain temps sera nécessaire pour que les prédictions basées sur la QCD sur réseau s'affinent. Une autre voie, plus prometteuse, basée sur la QCD, est la "supraconductivité duale" qui est traitée à cette école dans le cours de P. Guichon.

En attendant, seuls des modèles plus phénoménologiques sont disponibles pour tenter de prédire nos éléments de matrice étranges. C'est en fait le sort commun de toute la physique hadronique non perturbative. Pour le cas de l'étrangeté on distingue trois grandes classes de modèles.

7.1 Les théories effectives

Il s'agit de modèles qui utilisent les degrés de liberté effectifs (les hadrons) plutôt que les quarks et les gluons. Les lagrangiens effectifs de ce type de modèles se doivent d'incorporer le plus possible les symétries de la QCD. La reine de ces théories effectives est la "théorie des perturbations chirales" (CHPT) [71]. Il ne s'agit pas d'un modèle permettant de calculer directement des grandeurs concernant les hadrons, mais plutôt d'établir des relations entre diverses quantités hadroniques. Il est par exemple

possible de prédire avec un bon succès les rayons de charges des pions et des kaons, les polarisabilités électriques et magnétiques du pion à partir de la connaissance du rapport h_A/h_V des facteurs de formes faibles vectoriels et axial du pion. Pour plus de détails, je renvoie au cours de M. Knecht dans cette école. Malheureusement pour le problème qui nous concerne, la prédiction de $\langle N(P') | \bar{s} \gamma_\mu s | N(P) \rangle$, M. Musolf [72] a montré que la CHPT était peu prédictive. En effet, pour utiliser la CHPT afin de prédire ce type d'élément de matrice, des données expérimentales sur les moments magnétiques et rayons de charges singlets pour l'octet des baryons sont nécessaires. Ces données n'existant pas, la prédiction s'avère impossible. On est donc contraint d'utiliser des modèles plus ou moins fondés pour aboutir à une prédiction. Suivant la nature du modèle, les prédictions sont très variables. Pour la valeur de $G_M^*(Q^2 = 0)$ on peut par exemple passer de 1.85 (modèle de dominance des mésons vecteurs ϕ et ω) à -0.09 (modèle de quarks) ...

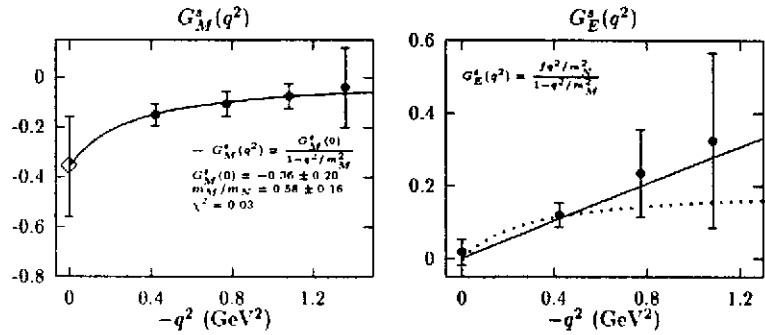


FIG. 36 – QCD sur réseau : Calcul des facteurs de forme du quark étrange.

7.2 Les relations de dispersion

Le calcul des facteurs de forme du nucléon à partir de relations de dispersion a été utilisé dès 1958 bien avant l'avènement de la QCD [73]. La méthode est basée sur le prolongement analytique des facteurs de forme $F(Q^2)$ dans le plan complexe, $F(z)$. Si la fonction $F(z)$ n'a pas de pôles dans la partie du plan complexe $\text{Im}(z) > 0$ (à l'exception d'une partie de l'axe réel $z \geq 4m\pi^2$), et si elle devient nulle quand $|z| \rightarrow \infty$, l'application du théorème de Cauchy permet d'écrire la relation (de dispersion)

$$F(Q^2) = \frac{1}{\pi} \int_{4m\pi^2}^{\infty} \frac{\text{Im}F(q'^2)}{q'^2 - Q^2} dq'^2.$$

$\mathcal{I}mF(q^2)$ est la fonction spectrale. C'est sa connaissance qui va permettre de calculer les facteurs de forme. Pour déterminer cette dernière plusieurs approches sont possibles, parmi lesquelles, le modèle de "dominance des mésons vecteurs" (VMD) [74]. Dans ce cas, la fonction spectrale est décrite comme la somme de pôles correspondant aux divers mésons vecteurs

$$\mathcal{I}mF(q^2) = \sum_V \pi a_V \delta(q^2 - M_V^2), \quad V = \rho, \omega, \Phi, \dots$$

Ce qui donne pour les facteurs de forme

$$F(q^2) = \sum_V \frac{a_V}{M_V^2 - q^2},$$

avec le poids a_V qui s'exprime en fonction des constantes de couplage des mésons vecteurs au nucléon g_{VNN} et de la constante f_V de désintégration leptonique $V \rightarrow e^+e^-$

$$a_V = \frac{M_V^2}{f_V} g_{VNN}.$$

En réalité, il faut aussi tenir compte de tous les états intermédiaires possibles entre un photon et les nucléon: $n\pi, N\bar{N}, K\bar{K}, \dots$. Cette technique appliquée aux facteurs de forme des quarks étranges aboutit à des prédictions diverses en fonction du modèle utilisé pour la fonction spectrale. Pour une fonction spectrale construite uniquement sur les mésons ω et $\Phi(1020)$, Jaffe [75] aboutit pour le rayon de charge étrange $r_s^2 = 6(dF_1^s/dQ^2)(Q^2 = 0)$ et pour le moment magnétique étrange $\mu_s = F_2^s(Q^2 = 0) = G_M^s(Q^2 = 0)$ à

$$0.11 \leq r_s^2(\text{fm}^2) \leq 0.22, \quad \text{et} \quad -0.43 \leq \mu_s \leq -0.25.$$

La dispersion des résultats est en fait le reflet de la dispersion des mesures des coefficients a_V .

Des travaux récents [76] basés sur le même principe permettent d'aboutir aux prédictions des facteurs de forme étranges données sur les figures (37) et (38). Ces travaux semblent s'accommoder du résultat de l'expérience SAMPLE. Une comparaison au résultat d'HAPPEX exclut ce type de modèles (en fait tous les modèles où un effet important des quarks étranges est attendu) ...

7.3 Les modèles hadroniques

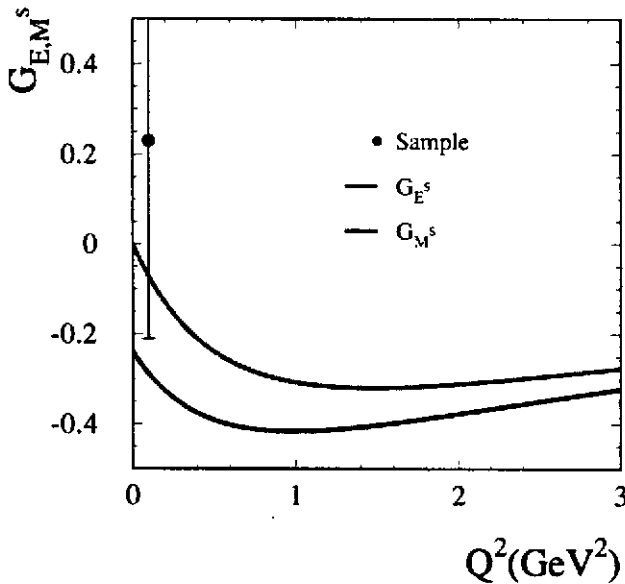


FIG. 37 – Calcul des facteurs de forme du quark étrange via les relations de dispersion.

gnétique étrange $\mu_s = F_2^s(Q^2 = 0) = G_M^s(Q^2 = 0)$ à

Le principe est simple. Il s'agit de partir d'un lagrangien effectif construit à partir de baryons (nucléons, Λ , ...) et mésons (pions, kaons, ...) dont les paramètres (les constantes de couplage) sont ajustés sur l'ensemble des données expérimentales. Les prédictions de ce type de modèle sont encore une fois très variables [72]. De plus la difficulté de relier ce type d'approche à la QCD les rend peu utiles.

7.4 Le mot de la fin

En conclusion, il semble que du point de vue expérimental, la situation sur la mesure des éléments de matrice vectoriels du quark étrange $\langle N(P') | \bar{s} \gamma_\mu s | N(P) \rangle$ s'éclaircisse. On peut déjà dire qu'à la différence du secteur axial, l'effet des quarks étranges est faible. Il n'y a pas "d'effet EMC" dans le secteur vectoriel ! Les années à venir vont certainement permettre aux quatre expériences présentées dans ce cours d'aboutir à une connaissance précise des facteurs de forme vectoriels du quark étrange sur une grande gamme de transfert. Du côté théorique le ciel est encore nuageux. Bien malin qui dira quand il sera possible de comprendre les valeurs (mesurées) de ces éléments de matrice ...

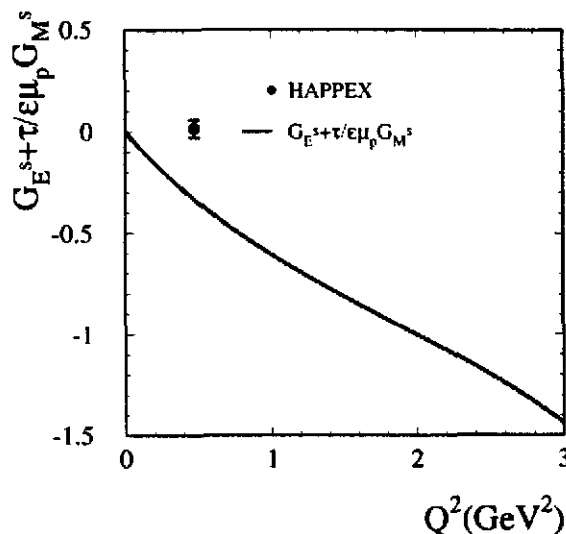


FIG. 38 – Calcul des facteurs de forme du quark étrange via les relations de dispersion.

REMERCIEMENTS

Je remercie les organisateurs de l'école Joliot Curie 1998 de m'avoir permis de donner ce cours. Toute ma gratitude à P. Guichon qui m'a fait partager (un peu) de sa culture en physique hadronique et à P. Vernin pour ses explications sur l'optique des spectromètres du Jlab. Merci à J. Martino d'avoir été mon premier lecteur.

Références

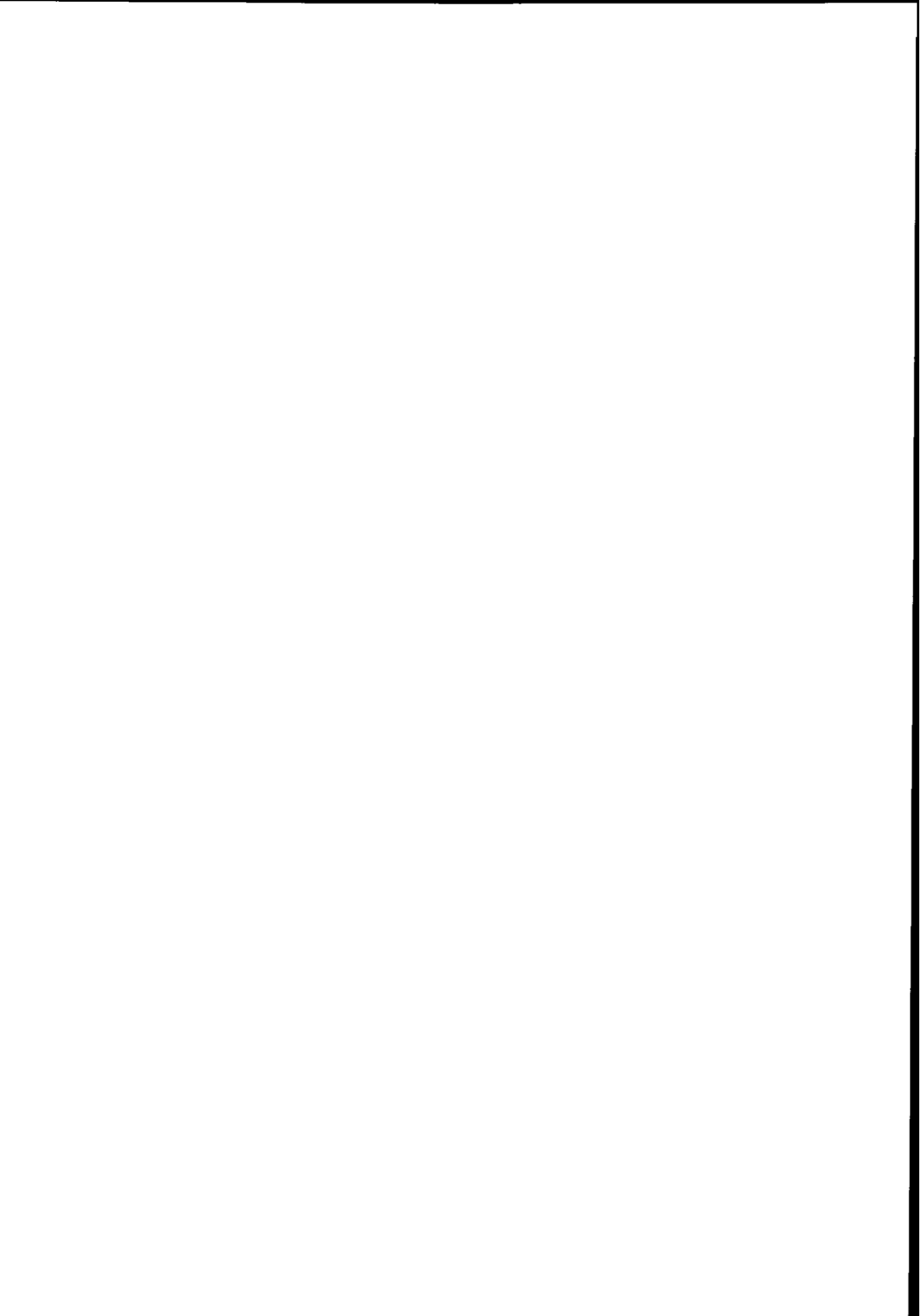
- [1] F. Close, "Quarks and partons" (1979) Academic Press Inc.
- [2] EMC coll., Nucl. Phys. B328 (1989) 1.
- [3] D. Adams et al., Phys. Rev. D56 (1997) 5330.
- [4] W. Pauli, Proc. Solvay Congr. (1933) 324.

- [5] E. Fermi, *Z. Phys.* 88 (1934) 161.
- [6] D. Commins, "Weak Interactions" (1973) Mc Graw-Hill, Inc.
- [7] F. Halzen, A. Martin, "Quarks & leptons" (1984) John Wiley & Sonns, Inc.
- [8] T. D. Lee et C. N. Yang, *Phys. Rev.* 104 (1956) 254.
- [9] C. S.Wu et al., *Phys. Rev.* 105 (1957) 1413.
- [10] R. L. Garwin, L. Lederman, M. Weinrich, *Phys. Rev.* 105 (1957) 1415.
- [11] A. Salam, *Phys. Lett.* 13 (1964) 168.
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967) 1264.
- [12] F. Hasert, et al., *Phys. Lett.* 46B (1973) 121.
- [13] C. Prescott, et al., *Phys. Lett.* 77B (1978) 347.
- [14] W. Heil, et al., *Nucl. Phys.* B327 (1989) 1.
- [15] P. Souder, et al., *Phys. Rev. Lett.* 65 (1990) 694.
- [16] P. Bucksmaum, et al., *Phys. Rev. Lett.* 46 (1981) 640.
- [17] M. Bouchiat, et al., *Phys. Lett.* 117B (1982) 358.
- [18] C. Itzykson, J. B. Zuber, "Quantum Field Theory" (1985) Mc Graw-Hill, Inc.
- [19] M. Rosenbluth *PhR* 79 (1950) 615.
- [20] R. Hofstater *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 7 (1957) 231.
- [21] R. C. Walker et al., *Phys. Rev.* D49 (1994) 5671.
- [22] P. Markowitz, et al., *Phys. Rev.* C 48 (1993) R5.
- [23] H. Anklin, et al., *Phys. Lett.* B336(1994) 313.
- [24] H. Gao, et al., *Phys. Rev.* C 50 (1994) R546.
- [25] E. Bruins, et al., *Phys. Rev. Lett.* 75 (1994) 21.
- [26] C. Jones, et al., *Phys. Rev.* C44 (1991) R571.
- [27] A. Thompson, et al., *Phys. Rev. Lett.* 68 (1992) 2901.
- [28] T. Eden, et al., *Phys. Rev.* C 50 (1994) R1749.

- [29] **M. Meyerhoff, et al.**, *Phys. Lett. B*327 (1994) 201.
- [30] **Galster et al.**, *Nucl. Phys. B*32 (1971) 221.
- [31] **R. Alarcon et al.**, *NIKHEF ITP 97-01 : Scattering of polarized electrons off polarized ^1H and ^2H .*
W. Heil et al., *MAMI Proposal A1/4-95 : Scattering of polarized electrons off polarized ^3He .*
- [32] **J. Gomez, et al.**, *JLAB E93024 : Measurement of the Magnetic Form Factor of the Neutron at Large Momentum Transfer.*
R. McKeown, et al., *JLAB E94021 : The Electric Form Factor of the Neutron Extracted from the $^3\text{He}(e,e'n)pp$ Reaction.*
D. Day, et al., *JLAB E93026 : The Charge Form Factor of the Neutron.*
B. Anderson, et al., *JLAB E93038 : The Electric and Magnetic Form Factors of the Neutron From the $d(e,e'n)p$ Reaction.*
BLAST Collaboration, Bates Experiment : Scattering of polarized circulating electrons from polarized internal targets.
- [33] **S. Platchkov, et al.**, *Nucl. Phys. A*510 (1990) 740.
- [34] **B. Kaplan, A. Manohar**, *Nucl. Phys. B*310 (1988) 527.
- [35] **D. Beck**, *Phys. Rev. D*39 (1989) 3248.
- [36] **G. Bardin et al.**, *Phys. Lett. B*104 (1981) 320.
- [37] **R. Engelmann et al.**, *Phys. Rev. D*28 (1983) 436.
- [38] **K. Milner et al.**, *Phys. Rev. D*26 (1982) 537.
- [39] **N. Baker et al.**, *Phys. Rev. D*23 (1981) 2499.
- [40] **L. Ahrens et al.**, *Phys. Lett. B*202 (1988) 284.
- [41] **G. Garvey et al.**, *Phys. Rev. C*48 (1993) 761.
- [42] **G. Garvey**, "Internal Spin Structure of the Nucleon", Ed. by V. W. Hughes and C. Cavata, 1995, World Scientific, p69.
- [43] **S. Choi et al.**, *Phys. Rev. Lett.* 71 (1993) 3927.
- [44] **F. Close et al.**, *Phys. Lett. B*316 (1993) 165.
- [45] **E. Reya and K. Schilcher**, *Phys. Rev. D*10 (1974) 952.
- [46] **P. Souder, et al.**, *JLAB Experiment PR-91-010.*

- [47] **P. Souder**, *Séminaire au laboratoire JLAB, Juillet 1997*
- [48] **H. Fontvieille**, *École Joliot Curie, 1992.*
- [49] **J. Napolitano**, *Phys. Rev. 43 (1991) 1473.*
- [50] **B. Beise et al.**, *Phys. Rep. 239 (1994) 1.*
- [51] **R. Fernow**, "*Introduction to experimental particle physics*", (1986) Cambridge University Press.
- [52] **R. Dunlap**, "*Experimental physics, modern methods*", (1988) Oxford University Press.
- [53] **E. Beise, et al.**, *Nucl. Phys. A378 (1996) 383.*
- [54] **D. Pierce, F. Meier**, *Phys. Rev. B13 (1976) 5484.*
- [55] **R. Alley, et al.**, *Nucl. Inst. Meth. A365 (1995) 1.*
- [56] **K. Aulenbacher, et al.**, *Nucl. Inst. Meth. A391 (1997) 498.*
- [57] **M. Woods, et al.**, *SLAC-PUB-7320 (1996)*
- [58] **S. Huard**, "*Polarisation de la lumière*", (1993) Masson
- [59] **B. Mueller, et al.**, *Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 3824.*
- [60] **F. Maas, et al.**, "*The new parity experiment at MAMI*", in "*The Spin structure of the nucleon*" (1995) World Scientific.
- [61] **G. Fletcher, et al.**, *Phys. Rev. A24 (1986) 911.*
- [62] **B. Wagner, et al.**, *Nucl. Inst. Meth. A292 (1992) 39.*
- [63] **J. P. Jorda, et al.**, *Talk given at the 36th International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy, 26-31 Jan 1998.*
- [64] **J. P. Jorda, et al.**, *Contributed to 12th International Symposium on High-energy Spin Physics (SPIN 96), Amsterdam, Netherlands, 10-14 Sep 1996.*
- [65] **M. Woods, et al.**, *SLAC-PUB-7319, Oct 1996. 7pp. Talk given at Workshop on High-energy Electron Polarimeters (Pre-symposium for SPIN 96), Amsterdam, Netherlands, 9 Sep 1996.*
- [66] **G. Laveyssiere**, <http://www.jlab.org/geraud/bcms.html>.
- [67] **G. Cates**, *Thèse (1987) Yale University.*

- [68] **D. Beck, et al.**, *Jefferson Lab Experiment -E91017, "Measurement of the Flavor Singlet Charge Form Factor of the Proton G_E^0 "*
- [69] **A. Morel**, *École de Gif* (1986).
- [70] **S. Dong, et al.**, *hep-ph/9712483*.
- [71] **J. Donoghue, et al.**, *"Dynamics of the Standard Model"*, Cambridge University Press (1992).
- [72] **M. Musolf, et al.**, *Phys. Rev. C*55 (1997) 3066.
- [73] **D. Drell, F. Zachariasen**, *"Electromagnetic structure of nucleons"*, Oxford University Press (1960).
- [74] **P. Mergell, et al.**, *Nucl. Phys. A*596 (1996) 367.
- [75] **R. Jaffe**, *Phys. Lett. B*229 (1989) 275.
- [76] **R. Jaffe**, *Phys. Lett. B*367 (1996) 323.



The Model of the Stochastic Vacuum and High Energy Electromagnetic Reactions

H.J. Pirner

*Institut für Theoretische Physik der Universität Heidelberg,
Philosophenweg 19, 69120 Heidelberg, Germany*

Abstract

I give the main ideas and an overview of the literature published in connection with my lectures presented at the Ecole International Joliot Curie 1998 about "Matiere Hadronique".

1 The Theory of the Stochastic Vacuum

Color forces are spin dependent and are a function of the color representations. From meson spectroscopy we know that quark antiquark forces in a color singlet state are more attractive in the $S = 0$ state than in the $S = 1$ state, the pion is much lighter than the ρ meson. Similarly the gluon-gluon interaction is very attractive in the $S = 0$ channel, the lowest glueball state is calculated to be a $J = 0$ glueball. Due to these strong gluon-gluon forces it is possible that the vacuum is a gluon condensed state. Starting from the idea of the gluon condensate Dosch and Simonov [1] developed the concept of a nonlocal gluon field strength correlator. Since the total vacuum is color neutral, the color orientation of the gluons must be random, globally. Only in small domains it is possible to have color aligned gluon configurations. The size of these domains is related to the size of the lowest glueball state and is much smaller than the size of light hadrons. One estimates the correlation length to be about 0.3 fm. The correlators contain two different tensor structures, one can be called a genuine nonabelian correlator, whereas the other one could also arise in abelian field theories. This can be easily seen, if one looks at the electric field- electric field correlation functions for different directions of the electric field. The abelian correlator vanishes when one takes the divergence of the electric field in accordance with abelian field equations in the absence of charges in vacuum. The nonabelian correlator exhibits gluon charges in the vacuum.

A review about this so called Stochastic Vacuum Model can be found in [2], e.g. there it is also explained how it leads to confinement. For the derivation of confinement based on the assumed form of the correlation functions it is very important to have the cumulant expansion of the Wilson loop operator. I recall the Wilson loop associate with a heavy quark system is the exponential phase acquired by a massive quark antiquark propagating along the imaginary time axis in the external gluon fields. At final and initial time the opposite color charges are also connected by these phase factors making altogether a closed loop. The color traces of these exponentials i.e. these Wilson loop

operators play an important role in QCD since they are gauge invariant operators. They are directly related to physical quantities like the quark antiquark potential energy. Stochastic vacuum means that the correlators with many gluon fields factor like for a Gaussian distribution. This is an important assumption of the model, which still has to be tested in numerical simulations.

Lattice studies identifying the correlation length have been made by the Pisa group [3, 5]. Recent work on a "derivation" of the stochastic vacuum correlators from renormalization group flow equations has been made by Ellwanger [6]. He introduces in the ultraviolet, i.e. at short distances auxiliary fields, for which he assumes a form of the effective low energy action. By analytical calculation he then computes the evolution of the coupling constants of this effective action to the infrared. The effective action for the long distances looks like a free dual QCD, i.e. the effective coupling is small (!) and the correlation length of the stochastic vacuum is a result of the evolution.

In ref. [4] a derivation of the near light cone Hamiltonian in QCD has been made, which contains zero mode fields, not obtained from a simple transcription of the Euclidean correlators to Minkowski space. These zero modes live in $(2+1)$ dimensions. I think they play an important role in high energy reactions where the colliding hadrons have shrunk to thin pancakes and all the nonperturbative dynamics is in transverse space. Research along these lines is in progress.

2 High Energy Electromagnetic Interactions

The Model of the Stochastic Vacuum allows to connect confinement with high energy diffractive scattering. Its application to high energy hadronic reactions has been first made by Dosch, Ferreira and Krämer in [7]. The first application to electromagnetic reactions is done in ref. [8] with G. Kulzinger and T. Gousset, where the photo- and electroproduction of vector mesons is calculated. The proton structure function in the sea quark region, more exactly the singlet sea quark structure function F_2 is calculated in ref. [9]. The underlying idea of all these high energy reactions is to approximate the projectile and target by two color dipoles. Obviously they are color neutral, assuming a simple valence quark substructure a dipole is the simplest. So also for the nucleon we take a dipole of diquark and a quark. Since the interaction energy of a dipole with an external field is proportional to the size of the dipole, we get cross sections which depend on the sizes of the scattering partners. It presented a real break through in nonperturbative high energy scattering to understand the ratio of πN to NN cross section from the ratio of the size of the pion to the nucleon. In electromagnetic interactions one has the additional advantage that the photon represents a quark antiquark dipole of varying size. By changing the virtuality (the fourvector squared) of the photon one roughly adjusts the size of the dipole in the photon to the inverse virtuality. This physics is the phenomenon of color transparency. The derivation of the photon quark antiquark wave function is done in light cone perturbation theory, where the energy denominators are formed from differences of light cone energies (energy - momentum in z-direction). A problem with this picture is that the high virtuality electroproduction cannot be connected to real photoproduction. With decreasing virtuality the quark antiquark dipole

becomes more and more wider until confinement and chiral symmetry limits its size. Perturbation theory breaks down.

Here the importance of a running quark mass and its derivation from quark hadron duality has been introduced by the above authors. Quark hadron duality is based on the equivalence of the quark language and the hadronic language to understand strong interaction phenomena. These two languages are dual to each other. (This duality is different from the notion used before.) E.g. the measured electron positron cross section into hadrons can be explained either in terms of hadronic resonances like the ρ, ρ' etc. or in terms of quarks. Above a certain threshold the two descriptions become identical. Also in the low energy domain the quark description captures the average features of the data quite well. We constructed a quark mass operator which is a function of virtuality, such that a free quark description is in optimal agreement with the data in the Euclidean region (i.e. for electron +positron momentum squared negativ). In a very natural way we obtain a constituent quark mass at low resolution. The ρ meson is a good bound state of two constituent quarks. At high resolution our mass approaches the current quark mass. All effects of chiral symmetry breaking are stripped from the quark, it becomes more and more naked, the stronger the microscope becomes with which we look at it. Data at fixed W and varying photon virtuality may make it possible to see such an effect. Note there is some resemblance of this physics at high resolution with the physics at high baryon density and/or high temperature searched for in high energy heavy ion collisions, a subject which has been extensively discussed in other contributions to this school. The electromagnetic probe has the advantage that it prepares a well defined state, the quark antiquark dipole the size of which at low virtuality depends on the running quark mass.

The photo- and electroproduction of excited ρ' states has been calculated in ref. [11], where the two ρ' and ρ'' states are identified as a mixture of $\bar{q}q$ and hybrid $\bar{q}qg$ states. In this work the long range part of the color dipole proton cross section is tested best, because of the large size of the excited vector mesons. The stochastic vacuum model makes predictions for large color dipoles which significantly differ from the two gluon exchange mechanism which is adequate for small color dipoles but its validity for larger dipoles is doubtful. Due to the inherent nonabelian nature in the gluon fluctuations, the cross section between the dipoles has contribution not only from the quarks surrounded by their fields scattering with other, but also from the color string connecting the quarks, which scatters on the string from the other hadron. Clearly at large distances this mechanism becomes more important and it is challenging to identify the resulting rising cross section in the experimental data. The above mentioned work on ρ' and ρ'' production has tried to do this.

3 The Proton Structure Function F_2

The work on F_2 has been reviewed in the light of the new HERA data in collaboration with Metz and D'Alesio in [10]. Here the hard Pomeron is added as an additional mechanism independent from the stochastic vacuum gluon fluctuations. For the hard Pomeron perturbation theory is a guide to model the dependence on x and virtuality. The above authors have computed the structure function F_2 of the proton (for

$0 < Q^2 \leq 6.5 \text{ GeV}^2$, $x \leq 0.01$, $W \geq 10 \text{ GeV}$) and the total cross section of real photoabsorption (for $W \geq 6 \text{ GeV}$) in the framework of a two-component model consisting of a soft and a hard Pomeron. In a fit to 233 data points we obtain a $\chi^2/\text{d.o.f.} = 1.13$ with five free parameters. The result for F_2 vs Q^2 at different values of x is shown in the figure. (Experimental points at (a), from left to right, $x = 0.42 \cdot 10^{-5}$, $x = 0.44 \cdot 10^{-5}$, $x = 0.46 \cdot 10^{-5}$ ($\times 8$); (b), from left to right, $x = 0.85 \cdot 10^{-5}$, $x = 0.84 \cdot 10^{-5}$, $x = 0.83 \cdot 10^{-5}$ and $x = 0.86 \cdot 10^{-5}$ ($\times 6$); (c), from left to right, $x = 0.13 \cdot 10^{-4}$ and three points at $x = 0.14 \cdot 10^{-4}$ ($\times 5$); (d) $x = 0.5 \cdot 10^{-4}$ ($\times 4$); (e) $x = 0.8 \cdot 10^{-4}$ ($\times 3$); (f) $x = 0.2 \cdot 10^{-3}$ ($\times 2$); (g) $x = 0.5 \cdot 10^{-3}$ ($\times 1$). The data points and curves are rescaled by the numbers in brackets.)

Our soft Pomeron is calculated from the Stochastic Vacuum Model, which can be considered as approximation of QCD in the infrared region. The SVM describes the complicated structure of the QCD vacuum in terms of a nonlocal gluon condensate, where the variation of the condensate in Minkowski space-time is governed by the correlation length a . In the framework of the SVM, diffractive scattering of two particles is equivalent to the scattering of two Wegner-Wilson-loops, leading automatically to cross sections in the color-dipole picture. To fix the distribution of the loops in the transverse space, valence quark wave functions of the particles have to be introduced.

The wave function of the photon is determined in perturbation theory and accounts for a fluctuation of the γ^* into a $q\bar{q}$ state. This description differs from VMD frequently used in the region of low Q^2 . A sufficient simultaneous description of F_2 and $\sigma_{\gamma p}$ for low and high W by means of VMD is difficult, and requires in general further parameters. VMD of the photon enters in our picture only through the determination of the quark masses by quark-hadron duality.

Our soft Pomeron contains only one free parameter which regulates the overall normalization of the Q^2 dependent quark masses in the photon wave function. Compared to previous work on F_2 at fixed $W = 20 \text{ GeV}$, performed only with a soft Pomeron, our fit favors a reduction of the quark masses by 13%. Such a reduction improves also e.g. the cross section for photoproduction of ρ -mesons. The remaining (four) parameters of the soft Pomeron have been taken from other sources and left unchanged.

The cross sections of the SVM are energy-independent, contrary to the $s^{0.08}$ behaviour of the soft Pomeron in hadron-hadron scattering. To describe the data on F_2 obtained in fixed-target experiments and at HERA a hard Pomeron has to be considered in addition. The hard Pomeron exchange in F_2 has been parametrized by the leading order QCD evolution of a power-behaved structure function ($F_2 \propto x^{-\lambda}$). Assuming a singular gluon input, the evolution does not produce a Q^2 -dependence in the intercept, and hence the result is not in conflict with Regge theory. The parametrization has been multiplied by a simple phenomenological factor in order to obtain a finite result in the case of real photoproduction. Our fit leads to $\lambda = 0.38$, which is close to a recently proposed value ($\lambda = 0.42$) by Donnachie and Landshoff.

During the last time many people investigated F_2 at low x and especially at low Q^2 with different models. The approaches comprise shadowing effects, Pomerons with a Q^2 dependent intercept, VMD calculations in combination with perturbative evolution. With a soft and a hard Pomeron Donnachie and Landshoff [12] presented for a large

kinematical region a very good fit to $\sigma_{\gamma p}$ and F_2 using 10 parameters. In this work not only the intercepts, but also the residues of both Pomerons have been fitted. In contrast to this the residue of our soft Pomeron is fixed by the Stochastic Vacuum Model and related to parameters of nonperturbative QCD. In addition, at higher values of Q^2 , the residue of the hard Pomeron follows the (leading order) evolution of QCD.

Our work strongly overlaps with the approach of Adel, Barreiro and Ynduráin [13], since we are using essentially the same expression for the hard Pomeron. However, we differ in the way of performing the limit $Q^2 \rightarrow 0$ in the hard part and, in particular, in the ansatz of the soft Pomeron, where in [13] a single VMD pole has been taken. The parametrization of Ref. [13], which is obtained from a fit to F_2 , fails in describing the data on $\sigma_{\gamma p}$ at low cm energies.

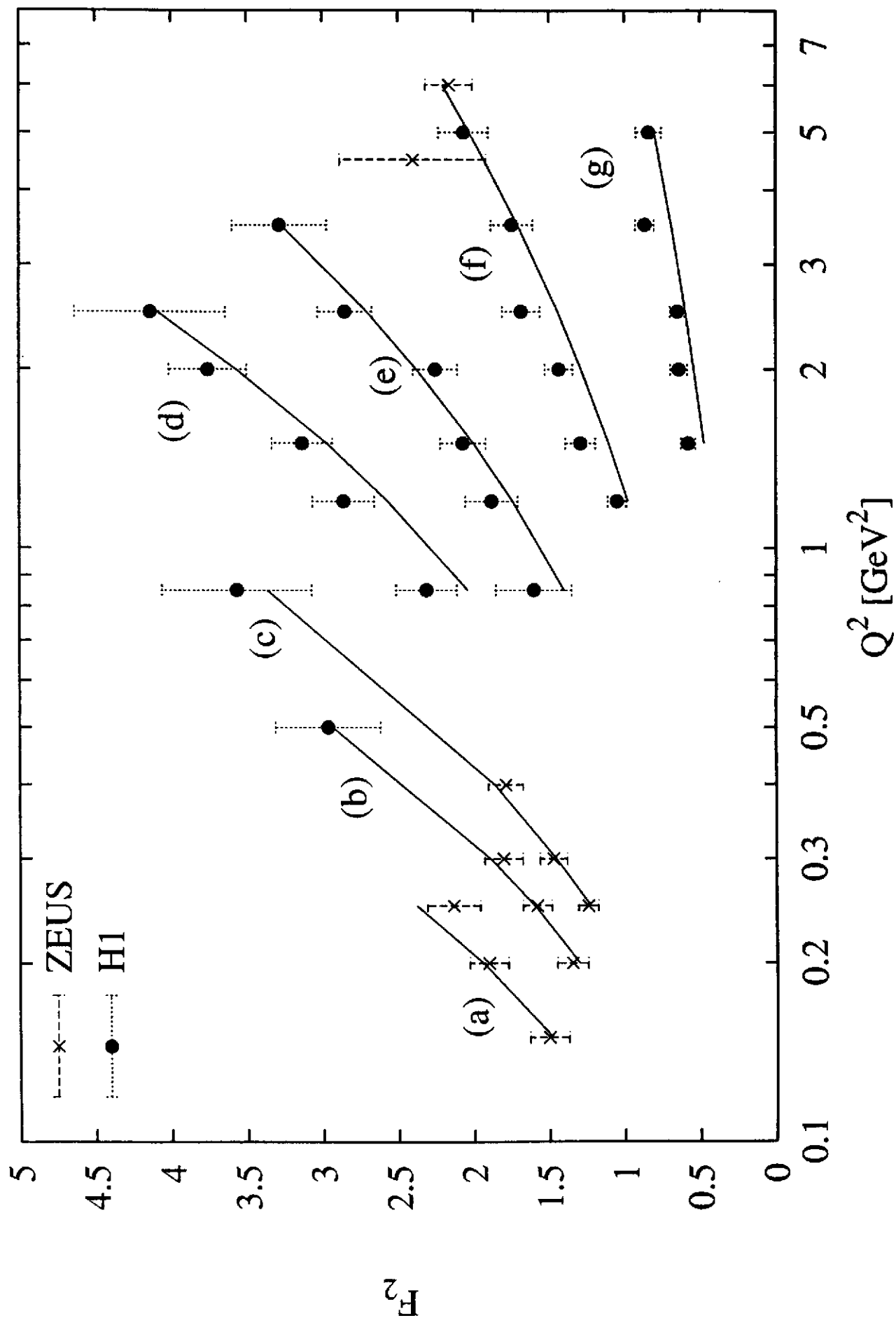
Further extension of the model to $\gamma\gamma$ collisions has been made in ref. [14]. The future presents many challenges : a fundamental understanding of the energy dependence observed at HERA, the role of unitarity for a theory with growing cross sections and in general a synthesis of Regge theory with QCD.

This work has been made in the European network project "Hadronic Physics with High Energy Electromagnetic Probes " and is supported through the European TMR Contract No. FMRX-CT96-0008. My sincere thanks also go to the Organizers of the School.

References

- [1] H. G. Dosch and Yu. A. Simonov, Phys. Lett. **B 205**(1988) 339
- [2] H. G. Dosch, Prog. Part. Nucl. Phys. **33**,121 (1994)
- [3] A. Di Giacomo and H. Panagopoulos, Phys. Lett. **B285**, 133,(1992)
- [4] H. W. L. Naus, T. J. Fields and J. P. Vary and H. J. Pirner , Phys. Rev **D56** (1997) 8602
- [5] E. Meggiolaro, hep-ph/9807567
- [6] U. Ellwanger, hep-ph/ 9807380
- [7] H.G. Dosch, E. Ferreira and A. Krämer, Phys. Rev. D **50**, 1992 (1994).
- [8] H.G. Dosch, T. Gousset, G. Kulzinger and H.J. Pirner, Phys. Rev. D **55**, 2602 (1997).
- [9] H. G. Dosch, T. Gousset and H. J. Pirner Phys. Rev **D57** (1998)
- [10] U. D'Alesio, A. Metz and H. J. Pirner to be submitted to Eur. Phys. J C
- [11] G. Kulzinger, H. G. Dosch and H. J. Pirner, hep-ph/9807448 to be published in Eur. Phys. J. C
- [12] A. Donnachie and P.V. Landshoff, hep-ph/9806344.

- [13] K. Adel, F. Barreiro and F.J. Ynduráin, Nucl. Phys. **B495**, 221 (1997).
- [14] A. Donnachie, H. G. Dosch, M. Rueter, hep-ph/9810206





La structure électromagnétique du deuton
(Cours donné à la 17^{ième} Ecole Internationale Joliot Curie,
Maubuisson, 7-12 Septembre 1998)

Serge Kox
Institut des Sciences Nucléaires,
53, avenue des Martyrs,
38026 Grenoble Cedex

Résumé:

Ce cours est consacré à l'étude de la structure électromagnétique du deuton par diffusion élastique d'électrons. Des parties différentes de la fonction d'onde de ce noyau peuvent être sélectionnées en variant le moment transféré, et ce système de deux nucléons en interaction est alors décrit avec des degrés de liberté nucléoniques et mésoniques, ou bien subnucléoniques (quarks). La transition entre ces approches permet d'aborder le problème du confinement. L'étude du deuton offre aussi une alternative aux mesures sur le neutron pour lequel on ne dispose pas de cible libre, et, combinée avec celle des systèmes légers ($A= 3,4$), permet de progresser vers la description des noyaux plus lourds. Ceci explique le fort intérêt porté à ce noyau depuis de nombreuses années. Une présentation générale de la situation actuelle, théorique mais surtout expérimentale, sera faite. Un chapitre sera consacré aux mesures récentes menées au Jefferson Laboratory, dont nous présenterons l'accélérateur et les principaux équipements. Ce cours comporte enfin une introduction aux formalismes de la polarisation et de la diffusion d'électrons pour une meilleure compréhension des observables.

Abstract:

The main purpose of this lecture is the electromagnetic structure of the deuteron, studied by the means of the elastic scattering of electrons which allows one to select various interdistances in this nucleus which is the best testing ground for the NN interaction. This offers the possibility to investigate the different degrees of freedom used to describe the deuteron either like two nucleons interacting by exchanging mesons or like a system of 6 quarks. The transition between these two regimes may give clues in the understanding of the confinement. A general study of the light systems ($A= 2,3,4$) is also very valuable for the description of heavier nuclei and the deuteron can finally be used, in the absence of free neutron target, to study some of the properties of this nucleon which are still poorly known. The lecture will first recall parts of the polarization and electron scattering formalisms necessary for a better understanding of the observables. The present status of this study, performed extensively over several decades, is then given but with more emphasis on the experimental side. The most recent experiments are finally detailed with a general presentation of the Jefferson Laboratory where they were performed.

1 Le deuton

Le deuton, le plus petit noyau stable, est formé d'un proton et d'un neutron. En physique nucléaire, il est ainsi un laboratoire idéal pour une étude précise de l'interaction nucléon-nucléon (NN) dont la compréhension reste un objectif majeur de notre discipline. Nous décrirons brièvement dans ce chapitre les propriétés singulières du deuton et le lien entre sa fonction d'onde et l'interaction forte.

1.1 Généralités

Le deuton est un noyau courant dans l'univers. Il a d'abord été formé dans les premières secondes après le Big Bang et a joué un rôle important dans la synthèse des noyaux légers à cette époque. Le deuton est formé actuellement dans la première étape de la synthèse des éléments lourds dans les processus stellaires, comme le cycle pp du Soleil. Le deuton est massivement présent sur terre sous forme de molécule D_2O (eau lourde) dans l'eau, dans une proportion de 1/5000. Il est utilisé dans certaines centrales nucléaires comme modérateur de neutron et fournirait une source quasi-illimitée d'énergie si la recherche technologique sur la fusion nucléaire aboutissait.

Ses propriétés statiques ont été mesurées précisément. Le deuton est un noyau de moment cinétique total J égal à 1, de parité positive, d'isospin $T=0$ et d'énergie de liaison égale à -2.22457 MeV. De plus le deuton possède un moment magnétique dipolaire $\mu_d = 0.857406 \mu_N$ qui n'est pas exactement égal à la somme de ceux du neutron et du proton, et un (faible) moment quadrupolaire électrique $Q_d = 0.28590$ e.fm² alors que ceux du neutron et du proton sont nuls.

La simplicité de ce système de 2 nucléons fait qu'on le retrouve souvent comme base d'exercices des livres de physique nucléaire [1] car plusieurs de ses propriétés peuvent être utilisées pour en déduire simplement des informations importantes sur sa structure et le rôle du spin dans l'interaction NN. La parité positive du deuton fait que seuls des moments orbitaux L pairs sont possibles. Les spins des 2 nucléons ne peuvent se combiner que pour donner une valeur de $S = 0$ ou 1. Pour obtenir le moment cinétique total $J = L + S = 1$, la fonction d'onde du deuton ne peut donc avoir que 2 composantes : S ($L=0$) et D ($L=2$). La présence de l'onde D pouvait être pressentie, et sa contribution évaluée à environ 4%, au vu des valeurs mesurées pour μ_d et Q_d . Les valeurs prédites par les modèles (4 à 7%) sont toutefois peu contraintes par ces quantités. Pour l'état fondamental du deuton, le spin total des 2 nucléons est $S = 1$ et les 2 composantes de la fonction d'onde du deuton sont donc les états (3S_1 et 3D_1). Il n'existe pas d'états excités liés pour le deuton. En particulier l'état 1S_0 est possible au vu des règles de parité ou de composition de spin mais il est situé environ 0.5 MeV au dessus du seuil de désintégration. Ceci démontre le rôle d'un terme spin-spin dans l'interaction NN. De même, un terme non central de l'interaction doit permettre le mélange des ondes S et D dans la fonction d'onde du deuton. Ceci montre qu'il existe un terme tenseur dans l'interaction NN et le deuton sera un bon moyen de l'étudier.

La faible énergie de liaison du deuton explique son grand rayon moyen carré (r_{rms}). La valeur de ce rayon pour le deuton (1.9 fm) peut ainsi être comparé à ceux de noyaux plus lourds (4He (1.7 fm)

et ^{12}C (2.5 fm)).

1.2 Fonction d'onde du deuton

Dans ce paragraphe, nous présenterons de manière synthétique les propriétés des ondes S et D, et leurs liens avec l'interaction NN (pour plus de détails, voir les références [2, 3]).

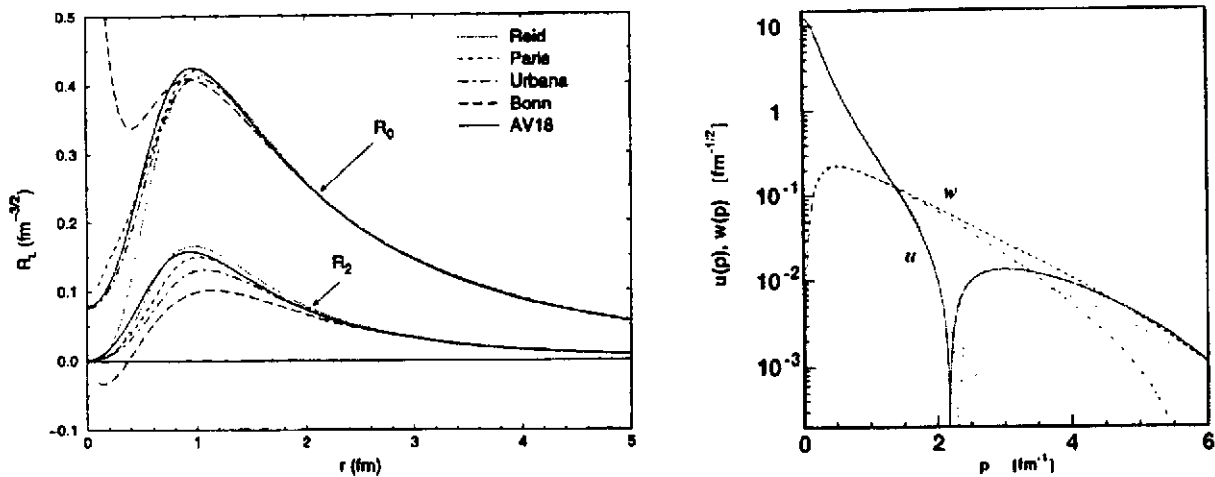


Figure 1: Composantes S et D (ou u et w) de la fonction d'onde du deuton. La figure de gauche est tirée de la référence [2] et présente la dépendance de leurs parties radiales ($R_0 = u/r$) et ($R_2 = w/r$) calculées avec différents potentiels NN. La partie de droite montre la dépendance des ondes S et D calculées avec 2 potentiels dans l'espace des impulsions.

La fonction d'onde du deuton peut être calculée à l'aide des différents potentiels NN existants. Les résultats obtenus sont en général en bon accord pour les longues distances d'interaction pour lesquelles le potentiel NN est bien connu (figure 1). L'interaction est attractive et se fait par l'échange de pions. À plus courte distance, d'autres mésons plus lourds sont échangés (σ et ρ , ω que l'on peut aussi voir comme un échange de 2 et 3 pions). Pour des distances inférieures au fermi, l'interaction est mal connue, en particulier sa partie répulsive. Cela se traduit par des différences plus marquées entre les prédictions des différents potentiels pour la fonction d'onde du deuton. Le pourcentage d'onde D dans le deuton est faible (quelques %) et dépend des modèles. Toutefois la figure (1) montre que la contribution relative de l'onde D devient plus importante pour les petites inter-distances et dominante aux grandes impulsions. Dans la représentation dans l'espace des impulsions, la composante de l'onde S présente un minimum, en échelle logarithmique, indiquant un changement de signe relié à la partie courte portée de l'interaction NN et dont la position dépend du potentiel utilisé pour le calcul.

Les échanges de π et de ρ sont responsables de la force tenseur. Ils ont des contributions de signes opposés et l'échange des ρ joue un rôle de cut-off par rapport à l'échange du pion [3].

Le deuton est un noyau déformé (composante quadrupolaire) et cette déformation dépend de l'état

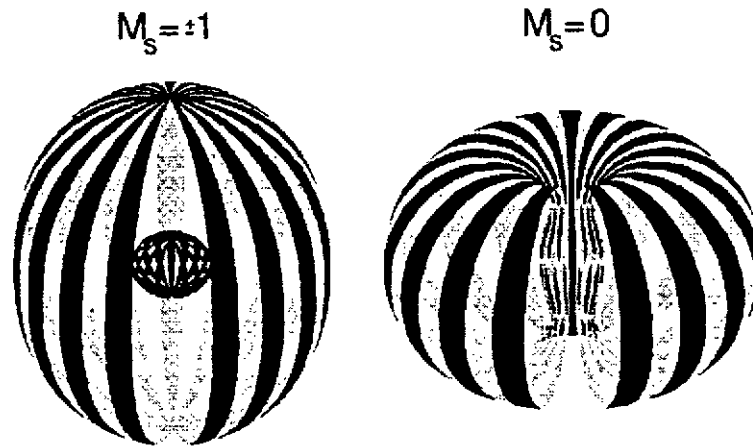


Figure 2: Courbes d'iso-densité des ondes S et D de la fonction d'onde du deuton pour les états de projection de spin ± 1 et 0 (tirées de la référence [2]).

de projection de spin [2] comme le montre la figure (2).

2 Formalisme de la polarisation

Dans l'étude du deuton ou de l'interaction NN, le spin des particules joue un rôle important ainsi que les observables de polarisation. Nous présentons ici la partie du formalisme relative aux expériences décrites dans ce cours. Pour plus de détails, le lecteur pourra consulter les références [4, 5, 6].

2.1 Polarisation d'un ensemble de particules

2.1.1 Spin et matrice densité

Le spin S est une propriété intrinsèque importante des particules. En mécanique quantique la valeur du spin classe ainsi les particules en deux familles: les bosons (valeurs entières de \hbar) et les fermions (valeur demi-entières). Le spin peut-être projeté selon un axe de quantification avec $2S+1$ valeurs possibles de projection de spin (μ) comprises entre $-S$ et $+S$, par pas de 1.

Pour un ensemble de particules, il faut considérer un mélange statistique de plusieurs états $|\psi_k\rangle$ qui se décomposent suivant les vecteurs de base $|S\mu\rangle$, et qui possèdent chacun une probabilité p_k . Pour un ensemble non polarisé, toutes les projections de spin (quelle que soit la direction de l'axe de quantification) sont équiprobables. L'état d'un ensemble de particules de spin S est décrit par une matrice densité ρ , de dimensions $(2S+1) \times (2S+1)$, et dont les éléments sont définis par :

$$\rho = \sum_k p_k |\psi_k\rangle \langle \psi_k| = \sum_{\mu\mu'} |S\mu\rangle \rho_{\mu\mu'} \langle S\mu'| \quad (1)$$

La matrice densité contient toutes les informations physiques (mesurables) du système. En effet, la

valeur moyenne d'une observable quelconque A s'exprime par la relation :

$$\langle A \rangle = \text{Tr}(\rho A) \quad (2)$$

Cette propriété établira par exemple le lien entre la matrice densité du système et les paramètres de polarisation d'un ensemble de particules (comme ceux d'un faisceau ou d'une cible).

2.1.2 Opérateurs tensoriels

Dans les expériences de mesure de polarisation, l'expression de la matrice densité doit être déterminée lors de changements de repère (rotation des impulsions des particules, précession de leur spin dans un champ magnétique, etc...). Pour cela, la convention de Madison [7] préconise sa décomposition sur un ensemble d'opérateurs (\mathcal{T}_{kq}) qui, du fait de leurs propriétés vis à vis des rotations, forment les composantes standards d'un opérateur tensoriel irréductible d'ordre k ($\mathcal{T}^{(k)}$ avec k= 0, ..., 2S). Les éléments des matrices $\mathcal{T}_{k,q}$ sont définis par :

$$(\mathcal{T}_{kq})_{\mu'\mu} = \sqrt{2S+1} (-)^{S-\mu} \langle S\mu'S - \mu | kq \rangle \quad (3)$$

où $\langle S\mu'S - \mu | kq \rangle$ sont les coefficients de Clebsh-Gordan.

Pour les deutons de spin 1, la matrice densité est de dimension 3x3, et sa décomposition nécessite des opérateurs irréductibles scalaire ($\mathcal{T}^{(0)}$), vectoriel ($\mathcal{T}^{(1)}$), et tensoriel d'ordre 2 ($\mathcal{T}^{(2)}$) :

$$\rho = \frac{1}{2S+1} \sum_{kq} t_{kq}^* \mathcal{T}_{kq} = \frac{1}{2S+1} \sum_{kq} t_{kq} \mathcal{T}_{kq}^\dagger \begin{cases} 0 \leq k \leq 2S \\ -k \leq q \leq k \end{cases} \quad (4)$$

La polarisation des particules est décrite par les paramètres de polarisation t_{kq} , définis comme la valeur moyenne de l'opérateur \mathcal{T}_{kq} et reliés à ses éléments de matrice $(\mathcal{T}_{kq})_{\mu'\mu}$ par (cf eq. 2) :

$$t_{kq} = \text{Tr}(\mathcal{T}_{kq}\rho) = \sum_{\mu\mu'} (\mathcal{T}_{kq})_{\mu'\mu} \rho_{\mu\mu'} \quad (5)$$

Avec cette décomposition de la matrice densité sur les opérateurs tensoriels irréductibles, l'ordre k des tenseurs de polarisation n'est pas modifié par rapport aux rotations :

$$t_{kq} = \sum_{q'} t'_{kq'} R_{q'q}^k(\alpha, \beta, \varphi) \quad (6)$$

où $R_{q'q}^k(\alpha, \beta, \varphi)$ sont les éléments de la matrice de l'opérateur rotation d'angles d'Euler (α, β, φ) .

En explicitant les matrices représentant les opérateurs tensoriels irréductibles dans l'équation (4), la matrice densité pour une particule de spin 1 s'écrit :

$$\rho = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} 1 + \sqrt{\frac{3}{2}} t_{10} + \sqrt{\frac{1}{2}} t_{20} & \sqrt{\frac{3}{2}}(t_{1-1} + t_{2-1}) & \sqrt{3} t_{2-2} \\ -\sqrt{\frac{3}{2}}(t_{11} + t_{21}) & 1 - \sqrt{2} t_{20} & \sqrt{\frac{3}{2}}(t_{1-1} - t_{2-1}) \\ \sqrt{3} t_{22} & -\sqrt{\frac{3}{2}}(t_{11} - t_{21}) & 1 - \sqrt{\frac{3}{2}} t_{10} + \sqrt{\frac{1}{2}} t_{20} \end{pmatrix} \quad (7)$$

Un ensemble de particules non polarisé (avec tous les paramètres $t_{qk}=0$) aura ainsi une matrice densité proportionnelle, via un facteur de normalisation $(1/(2S+1))$, à la matrice identité \mathcal{I} .

2.2 Description d'une réaction

Nous dérivons maintenant les relations entre le mécanisme de réaction et les polarisations des particules initiales et finales. Nous nous limiterons dans ce cours aux réactions nucléaires du type :



Pour décrire les observables de polarisation liées à ces réactions, la convention de Madison prescrit d'utiliser le repère d'hélicité [7], dans lequel l'axe oz est choisi individuellement pour chaque particule de la réaction dans la direction de son impulsion. De ce fait **plusieurs** référentiels sont nécessaires et se déduisent les uns des autres par des rotations. Les polarisations initiale et finale sont décrites respectivement dans les repères d'hélicité des particules incidente et sortante.

2.2.1 Section efficace polarisée

Soit ρ_a et ρ_b les matrices densité du faisceau incident et de la cible, la matrice densité de l'état initial, de dimensions $(2S_a + 1) \times (2S_b + 1)$, est définie comme :

$$\rho_i = \rho_a \otimes \rho_b = \frac{1}{(2S_a + 1)(2S_b + 1)} \sum_{k_a q_a k_b q_b} (-)^{q_a + q_b} t_{k_a - q_a} t_{k_b - q_b} T_{k_a q_a k_b q_b} \quad (9)$$

où $T_{k_a q_a k_b q_b} = T_{k_a q_a} \otimes T_{k_b q_b}$, avec \otimes le produit tensoriel usuel.

La matrice densité de l'état final ρ_f , de dimensions $(2S_c + 1) \times (2S_d + 1)$, s'exprime en fonction de la matrice de diffusion $M(\theta)$ par la relation :

$$\rho_f = \rho_c \otimes \rho_d = M(\theta) \rho_i M^\dagger(\theta) \quad (10)$$

où θ est l'angle de diffusion, mesuré entre les impulsions des particules a et c . La section efficace polarisée s'écrit alors :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \text{Re} \{ \text{Tr}(\rho_f) \} = \text{Re} \{ \text{Tr}(M(\theta) \rho_i M^\dagger(\theta)) \} \quad (11)$$

avec la section efficace non polarisée (n.p.) définie comme :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} = \text{Tr}(M(\theta) M^\dagger(\theta)) \times \frac{1}{(2S_a + 1)(2S_b + 1)} \quad (12)$$

2.2.2 Observables de polarisation

On peut définir la matrice t dont les éléments représentent les observables de polarisation :

$$t_{k_c q_c k_d q_d}^{k_a q_a k_b q_b} = \frac{\text{Tr}(T_{k_c q_c k_d q_d} M(\theta) T_{k_a q_a k_b q_b}^\dagger M^\dagger(\theta))}{\text{Tr}(M(\theta) M^\dagger(\theta))} \quad \text{avec} \quad t_{0000}^{0000} = 1 \quad (13)$$

Les propriétés de la matrice t découlent des relations de symétrie des opérateurs T_{k_q} : hermiticité, invariance par parité et par renversement du temps.

Plusieurs observables de polarisation peuvent être définies mais deux seulement seront utilisées dans la suite. Les pouvoirs polarisants (ou **polarisation**), notés généralement $t_{kq}(\theta)$ (pour t_{kq00}^{0000}), sont définis comme la polarisation des particules sortantes créées avec un *état initial non polarisé*. Les **pouvoirs d'analyse**, notés $T_{kq}(\theta)$ (pour $(t_{0000}^{kq00})^*$), sont la sensibilité d'une réaction à la polarisation initiale (faisceau ou cible) et induisent une dépendance angulaire de la section efficace différentielle polarisée fonction de cette polarisation. Les coefficients de transfert de polarisation, $t_{kq}^{k'q'}(\theta)$, sont définis comme la dépendance de la polarisation d'une particule sortante en fonction de la polarisation de la particule entrante. Les coefficients de corrélation de spin, notés $t^{k_a q_a k_b q_b}(\theta)$ ou $t_{k_a q_a k_b q_b}(\theta)$, définissent la corrélation entre les spins de deux particules polarisées dans la voie d'entrée ou de sortie.

Il faut noter pour la suite que les invariances par renversement du temps et par parité de la matrice \mathbf{t} entraînent que les pouvoirs d'analyse d'une réaction sont égaux aux polarisations de l'état final de la réaction inverse dont l'état initial n'est pas polarisé. Dans le cas d'une diffusion élastique ceci conduit à $T_{kq} \equiv t_{kq}$.

2.3 Etude de la réaction $b(\vec{a}, c)d$

Dans ce cours seul le formalisme faisant intervenir la polarisation des particules initiales est nécessaire (mesure de pouvoirs d'analyse et de polarisation) et nous dériverons les expressions pour les réactions du type $b(\vec{a}, c)d$ (faisceau incident polarisé, cible non polarisée). La matrice densité de l'état initial est donnée par :

$$\rho_i = \rho_a = \frac{1}{2S_a + 1} \sum_{k_a q_a} t_{k_a q_a} \mathcal{T}_{k_a q_a}^\dagger \quad (14)$$

Les expressions pour une cible polarisée ($\vec{b}(a, c)d$) s'obtiennent sans difficulté en introduisant les paramètres de polarisation de la cible $t_{k_b q_b}$ et les opérateurs $\mathcal{T}_{k_b q_b}$ dans l'expression (14).

En remplaçant la matrice densité par son expression en fonction des tenseurs $\mathcal{T}_{k_a q_a}$ dans la relation (11), on dérive l'expression de la section efficace polarisée :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{2S_a + 1} \text{Re} \left\{ \sum_{k_a q_a} t_{k_a q_a} \text{Tr} \left(M(\theta) \mathcal{T}_{k_a q_a}^\dagger M^\dagger(\theta) \right) \right\}. \quad (15)$$

Avec la définition des pouvoirs d'analyse (voir relation 13), et de la section efficace non polarisée (cf eq. 12), on obtient :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} \text{Re} \left\{ \sum_{k_a q_a} t_{k_a q_a} T_{k_a q_a}^* \right\}. \quad (16)$$

La section efficace polarisée dépend donc linéairement des paramètres de polarisation $t_{k_a q_a}$ de la particule incidente et des pouvoirs d'analyse $T_{k_a q_a}$ de la réaction.

2.3.1 Mesure de pouvoirs d'analyse

Pour ces expériences, les faisceaux polarisés sont souvent produits par un accélérateur, ce qui permet de choisir et de mesurer le type de polarisation et l'énergie des particules incidentes.

Du fait des techniques de polarisation [5], la polarisation du faisceau produite par une source possède un axe de symétrie. On choisit alors un repère où l'axe de quantification OZ est colinéaire à l'axe de symétrie et l'axe OY normal au plan défini par OZ et \vec{P} , où \vec{P} est l'impulsion de la particule. Dans ce repère de la source, les paramètres de polarisation obéissent, du fait de l'invariance par rotation autour de l'axe de symétrie, à la relation :

$$t_{kq} = 0 \quad \text{pour} \quad q \neq 0. \quad (17)$$

La matrice densité est donc diagonale (cf eq. 7). Pour les particules de spin 1, la polarisation est caractérisée avec seulement 2 paramètres t_{10} et t_{20} , notés ici ρ_{10} et ρ_{20} pour la source, qui sont reliés aux populations des 3 états possibles de projection de spin ($\mu = -1, 0, +1$) notées respectivement N_- , N_0 et N_+ :

$$\rho = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} 1 + \sqrt{\frac{3}{2}} \rho_{10} + \sqrt{\frac{1}{2}} \rho_{20} & 0 & 0 \\ 0 & 1 - \sqrt{2} \rho_{20} & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \sqrt{\frac{3}{2}} \rho_{10} + \sqrt{\frac{1}{2}} \rho_{20} \end{pmatrix} = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} N_+ & 0 & 0 \\ 0 & N_0 & 0 \\ 0 & 0 & N_- \end{pmatrix} \quad (18)$$

Les polarisations vectorielle ρ_{10} et tensorielle ρ_{20} sont alors égales à :

$$\rho_{10} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{N_+ - N_-}{N_- + N_0 + N_+} \quad \text{et} \quad \rho_{20} = \sqrt{\frac{1}{2}} \frac{N_+ - 2N_0 + N_-}{N_- + N_0 + N_+} \quad (19)$$

Expérimentalement, l'axe de symétrie de la polarisation d'un faisceau est orienté parallèlement aux champs magnétiques de l'accélérateur pour éviter les dépolarisations par précession du spin. Après l'accélération la direction de l'axe de symétrie peut être changée à l'aide de champs magnétiques de dipôles et/ou de solénoïdes pour générer certaines composantes de polarisation ($\beta \neq 90^\circ$ dans la relation 20). Les observables de polarisation sont définies dans le repère d'hélicité de la réaction, et le passage du repère de la source ($OXYZ$) au repère de la réaction ($Oxyz$) se fait par une rotation d'angles d'Euler $(\alpha \beta \gamma) = (0, \beta, \frac{\pi}{2} + \varphi)$. Les angles β et φ sont définis par :

$$\beta = (\widehat{OZ}, \widehat{Oz}) \quad \varphi = (\widehat{OY}, \widehat{Oy}) - \frac{\pi}{2}.$$

φ est l'angle entre la normale au plan (horizontal) de l'accélérateur et la direction du spin (l'axe Oy du repère d'hélicité) de la particule sortante. Ces différentes rotations sont appliquées (relation 6) sur les paramètres de polarisation de la source (ρ_{10} et ρ_{20}) et permettent d'obtenir les paramètres de polarisation t_{kq} dans le repère d'hélicité. En les explicitant dans la relation (16), nous obtenons la section efficace polarisée en fonction des paramètres de polarisation de la source :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi) = & \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} \left(1 + \sqrt{2} \rho_{10} \sin\beta \cos\varphi i T_{11}(\theta) + \rho_{20} \frac{3 \cos^2\beta - 1}{2} T_{20}(\theta) \right. \\ & \left. - \sqrt{6} \rho_{20} \sin\beta \cos\beta \sin\varphi T_{21}(\theta) - \sqrt{\frac{3}{2}} \rho_{20} \sin^2\beta \cos 2\varphi T_{22}(\theta) \right) \quad (20) \end{aligned}$$

Dans ce type d'expérience, la polarisation du faisceau incident est connue et la section efficace non polarisée peut-être mesurée séparément. La mesure des dépendances angulaires de la section efficace polarisée (20) permet alors de déterminer les pouvoirs d'analyse T_{kq} de la réaction et donc des éléments de sa matrice de diffusion. Il faut noter que ces quantités dépendent de l'énergie des particules incidentes.

Une expression similaire serait obtenue avec une cible polarisée. Dans ce cas les paramètres de polarisation de la cible (t_{k,q_0}) seraient connus et les angles θ et ϕ dépendraient alors de la direction du spin de la cible. Les mesures fourniraient de la même façon les pouvoirs d'analyse de la réaction ($\vec{b}(a, c)d$).

2.3.2 Mesure de polarisation

Lorsque le faisceau incident de deutons polarisés est issu d'une réaction primaire, la matrice densité est exprimée dans le repère d'hélicité liée à cette première diffusion. La mesure de la polarisation des deutons se fait à l'aide de polarimètres dans une réaction d'analyse secondaire.

La section efficace d'analyse s'exprime en fonction des polarisations des particules t_{kq} créées dans la réaction primaire. Le passage du référentiel d'hélicité de la diffusion primaire à celui de la diffusion secondaire se fait par une rotation d'angle $(\alpha \beta \gamma) = (00\varphi)$. L'angle φ est alors l'angle que font les deux plans de réaction. Dans le cas où cette polarisation est créée par une réaction conservant la parité (comme l'interaction forte), les propriétés des paramètres t_{kq} et leur transformation entre référentiels d'hélicité conduisent, de nouveau à partir de la relation (16), à l'expression suivante pour la section efficace d'analyse :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} \left(1 + t_{20}T_{20}(\theta) + 2 \cos\varphi i t_{11} i T_{11}(\theta) + 2 \cos\varphi t_{21}T_{21}(\theta) + 2 \cos 2\varphi t_{22}T_{22}(\theta) \right) \quad (21)$$

Ici les pouvoirs d'analyse T_{qk} sont ceux de la réaction secondaire et la polarisation du faisceau mesurée est une quantité intrinsèque à la réaction primaire. Dans ces expériences, ce sont les propriétés physiques de la réaction primaire qui sont étudiées à travers la mesure des t_{kq} .

On peut noter que dans les expressions des sections efficaces polarisées (20) et (21), le terme $t_{20}T_{20}(\theta)$ est le seul à ne pas avoir en facteur une distribution angulaire de type azymutale (en φ). Cette particularité rend plus difficile la détermination de ces observables qui requiert une mesure de section efficace, ou de normalisation, absolue.

2.4 Les polarimètres

Ce sont des dispositifs expérimentaux destinés à mesurer la polarisation d'un faisceau de particules. Ils sont ainsi basés sur une réaction nucléaire qui génère une distribution angulaire des produits finals dépendant de la polarisation incidente. Le principe consiste à mesurer les différences, en fonction des

angles (θ et ϕ), entre les taux de comptage obtenus pour des faisceaux polarisé et non polarisé. Pour les particules de spin 1, la polarisation possède une composante vectorielle (t_{1q}) et tensorielle (t_{2q}). Plusieurs polarimètres ont été développés pour les deutons [6, 8]. Ils sont dits vectoriels ou tensoriels selon la composante de polarisation mesurée et ne sont opérationnels que pour des domaines restreints en énergie.

Pour un faisceau de deutons de polarisation quelconque décrite par les paramètres de polarisation t_{kq} , la section efficace polarisée s'exprime par la relation (21). Les pouvoirs d'analyse T_{kq} et la section efficace non polarisée de la réaction d'analyse doivent être mesurés lors d'une expérience préliminaire de calibration, comme celle décrite au paragraphe 2.3.1, avec des faisceaux de particules incidentes de polarisation et d'énergie connues. Lorsque le polarimètre est calibré pour la gamme en énergie dans laquelle on souhaite l'utiliser, les mesures de sections efficaces polarisées permettent alors de déterminer les coefficients de polarisation du faisceau t_{kq} .

Pour comparer les performances de différents polarimètres, on définit des figures de mérites F_{kq} :

$$(F_{kq})^2 = \int (T_{kq})^2 \epsilon(\Omega) d\Omega \quad (22)$$

où ϵ est le rapport entre le nombre de réactions détectées et le nombre de particules incidentes. Ce rapport fait intervenir la section efficace de la réaction, mais aussi l'efficacité de détection et l'épaisseur de cible. Pour posséder une grande figure de mérite, la réaction doit avoir à la fois une section efficace et des pouvoirs d'analyse importants. Le détecteur associé doit pour sa part pouvoir utiliser une cible épaisse et mesurer les produits finals de la réaction d'analyse avec une grande efficacité. Ces propriétés doivent être conservées sur de grands domaines en énergie.

L'intérêt des figures de mérite est de relier les erreurs statistiques des mesures de polarisation réalisées avec le polarimètre, au nombre de particules incidentes du faisceau (N_{inc}) :

$$\Delta(t_{kq}) \approx \frac{1}{\sqrt{2 - \delta_{q0} F_{kq} \sqrt{N_{inc}}}} \quad \text{avec } \delta_{q0} = 0 \text{ pour } q \neq 0 \quad (23)$$

A cette erreur statistique sur les paramètres t_{kq} , minimisée par de grandes figures de mérite, il faut combiner une erreur systématique introduite par l'erreur statistique faite sur la mesure des pouvoirs d'analyse lors de l'expérience de calibration et des erreurs systématiques dépendantes du polarimètre et de son mode de fonctionnement.

3 Structure électromagnétique du deuton

De nombreuses expériences avec la sonde électromagnétique ont été menées pour étudier le deuton. Nous nous intéressons essentiellement dans ce cours à celles de diffusion élastique électron-deuton. Quelques éléments du formalisme de la diffusion de électrons seront discutés dans ce chapitre avec comme but de rendre compréhensibles certaines expressions ou aspects expérimentaux présentés dans la suite. Des présentations plus complètes sont faites dans les références [9, 10, 11].

3.1 Diffusion élastique d'électron

Dans ce qui suit, plusieurs hypothèses sont (communément) faites pour déterminer la section efficace de diffusion électron-deuton. L'interaction se fait par l'échange d'un seul photon virtuel (γ^*), processus décrit par un diagramme de Feynman similaire à celui de la figure (3). L'échange de plusieurs photons virtuels, bien que calculable, ne sera pas pris en compte dans les formules et ne contribuerait qu'au niveau du %. L'échange de Z^0 est négligé car il ne représente qu'une contribution infime dans notre domaine en énergie. Ceci permet de considérer que la diffusion d'électrons conserve la parité. L'électron sera considéré comme ultrarelativiste et sa masse sera négligée dans le calcul. De plus il ne possédera ainsi qu'une polarisation longitudinale ($h = \pm 1$) car la polarisation transverse ($h = 0$) est supprimée par un facteur $1/\gamma$ [11]. Enfin on prendra la convention courante $\hbar = c = 1$.

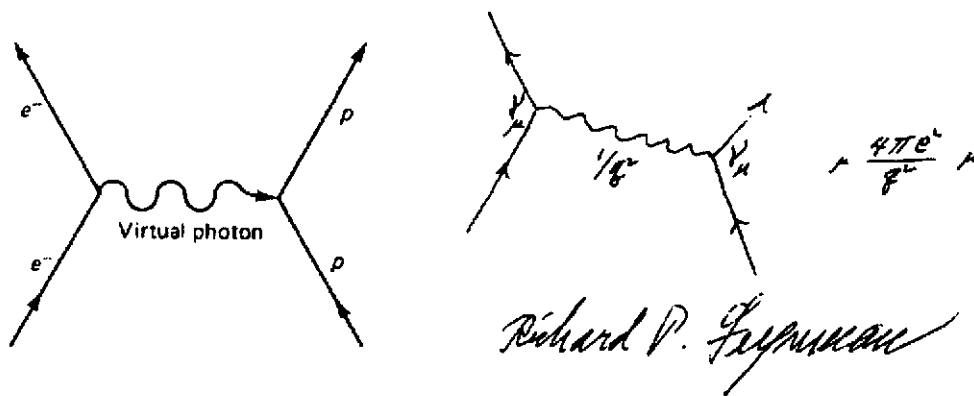


Figure 3: Diagrammes de Feynman pour la diffusion e-p.

L'électron interagit avec les distributions de charge et de courant du deuton par l'échange d'un photon virtuel. Le vertex $e-\gamma^*$ est décrit exactement dans le cadre de l'électrodynamique quantique (QED). En utilisant la conservation de l'énergie et de l'impulsion, le quadrimoment $q_\mu = (\vec{q}, \omega)$ porté par le photon peut s'exprimer en fonction des énergies des électrons incidents (E_e) et diffusés (E'_e) :

$$Q^2 = -q_\mu^2 = \vec{q}^2 - \omega^2 = 4E_e E'_e \sin^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) > 0. \quad (24)$$

θ_e étant l'angle de diffusion. Dans la diffusion d'électrons, le photon virtuel est de type espace et sa "masse" q_μ^2 est négative. On définit alors par commodité un nouvel invariant Q^2 positif. Pour la diffusion élastique e-d, Q^2 est relié à l'énergie cinétique de recul du deuton (T_d) et à sa masse M_d par :

$$Q^2 = 2 M_d T_d = 2 M_d (E_e - E'_e). \quad (25)$$

Le moment $|\vec{q}|$ est relié aux distances caractéristiques sondées dans le hadron diffuseur, $|\vec{q}| \sim 1/r$. Ainsi plus le moment transféré est important, plus l'objet diffuseur est sondé à des petites distances caractéristiques. Typiquement pour des moments transférés de l'ordre du (GeV/c), le pouvoir de résolution est bien meilleur que le fermi, et donc que la taille du nucléon libre (diamètre ≈ 1.5 fm).

La section efficace de diffusion électron-hadron est obtenue à partir des courants leptonique $j_\mu = (\vec{j}, \rho)$ et hadronique h_μ , qui satisfont à la conservation des courants ($\partial_\mu \cdot j^\mu = \partial_\mu \cdot h^\mu = 0$), liée à l'invariance de jauge. En considérant le propagateur du photon virtuel échangé, la section efficace peut alors s'écrire :

$$d\sigma \sim \left| j_\mu \frac{1}{Q^2} h^\mu \right|^2 = \frac{1}{Q^4} j_\mu^* j_\nu h^{\mu*} h^\nu. \quad (26)$$

Les tenseurs leptonique $L_{\mu\nu}$ et hadronique $H_{\mu\nu}$ sont obtenus en contractant ces courants et en les sommant sur les états de spin finals et en les moyennant sur les états initiaux de la diffusion. L'expression de la section efficace est alors :

$$d\sigma \sim \frac{1}{Q^4} L_{\mu\nu} H^{\mu\nu} \quad (27)$$

$$\text{avec } L_{\mu\nu} = \overline{\sum_{S \text{ leptons}} j_\mu^* j_\nu} \quad \text{et} \quad H^{\mu\nu} = \overline{\sum_{S \text{ hadrons}} h^{\mu*} h^\nu} \quad (28)$$

Lorsque la particule est sans structure, le tenseur décrivant son courant peut être calculé exactement, comme dans le cas du tenseur leptonique. Ainsi la section efficace de Mott qui décrit la diffusion des électrons de spin 1/2 sur une particule ponctuelle de charge Z et sans spin est analytique :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} = \frac{(\alpha \times Z)^2 E_e' \cos^2(\frac{\theta_e}{2})}{4E_e^3 \sin^4(\frac{\theta_e}{2})} \frac{1}{f} = \frac{(2\alpha \times Z)^2 \cos^2(\frac{\theta_e}{2}) E_e'^2}{f^2 Q^4} \quad (29)$$

avec α la constante de structure fine et $Z=1$ pour le deuton. f est le terme de recul associé à la masse finie de la cible et s'exprime comme :

$$f = \frac{E_e}{E_e'} = 1 + \frac{2E_e}{M_d} \sin^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right) \quad (30)$$

3.2 Fonctions de structure et facteurs de forme

Dans le cas d'un hadron avec une structure électromagnétique, le tenseur hadronique n'est plus calculable exactement. Le courant hadronique, pour cette distribution de charge et de courants, peut se développer en une somme de fonctions scalaires de Lorentz [10]. Le nombre $(2S+1)$ de ces fonctions dépend du spin du hadron et il est possible de définir les facteurs de forme à partir de combinaisons linéaires de ces fonctions.

Le photon virtuel possède 3 états d'hélicité $(-1, 0, +1)$ contre seulement 2 au photon réel $(-1$ et $+1)$. La polarisation du photon virtuel peut être décomposée suivant la direction de son impulsion (polarisation longitudinale, uniquement linéaire, correspondant à une hélicité nulle) et dans le plan transverse (avec des polarisations linéaire et circulaires (droite et gauche), et une hélicité ± 1). On définit la quantité ϵ comme le taux de polarisation linéaire du photon virtuel dans le plan transverse :

$$\epsilon = [1 + (2\vec{q}^2/Q^2) \tan^2(\theta/2)]^{-1} = \epsilon_{long} \frac{\vec{q}^2}{Q^2} \quad (31)$$

qui peut varier entre 0 et 1 selon les conditions cinématiques (Q^2 et θ_e) de la diffusion. Ce taux de polarisation est aussi relié à la polarisation longitudinale du photon (ϵ_{long}). La polarisation du photon virtuel peut être décrite par une matrice densité qui dépend aussi de la polarisation de l'électron.

La section efficace s'écrit sous la forme du produit du flux de photons virtuels (calculable par QED) et d'un terme décrivant leur absorption par le hadron. Les photons avec une polarisation transverse se couplent aux distributions de courant et de magnétisation et ceux avec une polarisation longitudinale aux distributions de charge. La section efficace est alors la somme de 2 termes associés à l'absorption de photons de polarisations transverses (T) et longitudinale (L). Pour une réaction inclusive non polarisée, elle s'écrit alors sous la forme familière ;

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega_{Mott}} \left[\frac{Q^4}{\bar{q}^4} F_L^2(Q^2) + \left(-\frac{Q^2}{2\bar{q}^2} + \tan^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right) \right) F_T^2(Q^2) \right]. \quad (32)$$

avec des fonctions de réponse (ou de structure) longitudinales et transverses.

Des termes d'interférence (TL, et TT entre les polarisations dans le plan transverse) apparaissent en réactions exclusives si la sommation n'est pas faite sur tous les états finals possibles. Pour la diffusion élastique, les termes d'interférence sont observés dans des expériences où le faisceau d'électrons et/ou la cible sont polarisés.

Lorsque les états initiaux et finals ont des moments angulaires définis, une décomposition multipolaire, en fonction du moment angulaire, est possible pour les distributions de charge et de courant (termes électrique et magnétique) du hadron. En diffusion élastique, l'invariance par renversement du temps supprime les multipôles électriques. Les règles de composition des spins et la conservation de la parité s'appliquent aussi et limitent le nombre de multipôles [11]. Ainsi seuls les multipôles coulombiens (charge) pairs et magnétiques impairs satisfaisant la relation $|J_i - J_f| < J < |J_i + J_f|$ sont permis, avec J_i et J_f les moments angulaires total des états initiaux et finals. Pour la diffusion élastique e-deuton, avec $J_i = J_f = 1$, trois multipôles décrivent sa structure électromagnétique ; deux coulombiens (de charge) (monopolaire ($J=0$, G_C) lié à la composante sphérique de la distribution de charge, et quadropolaire ($J=2$, G_Q) qui donne la différence de la distribution de charge par rapport à une forme sphérique) et un magnétique (dipolaire ($J=1$, G_M)).

Les fonctions de structure longitudinales et transverses dépendent de ces facteurs de forme élastiques (G_C, G_Q, G_M) qui caractérisent entièrement la structure électromagnétique du système hadronique sondé en diffusion d'électrons. Ces multipôles des distributions de charge et de magnétisation (courant et spin) ne dépendent que de l'impulsion \bar{q} (ω est fixée par l'énergie des états initiaux et finals). Dans la limite non-relativiste, ou dans le repère de Breit de la cible, ils correspondent ainsi à la transformée de Fourier des distributions spatiales des charge et courants dans le hadron.

En diffusion d'électrons polarisés le tenseur du courant leptonique contient un terme symétrique et un terme antisymétrique. Si la cible (le hadron diffuseur) est polarisée, alors le tenseur hadronique sera aussi la somme de 2 termes, symétrique et antisymétrique. Pour la section efficace, les parties symétriques et antisymétriques des 2 tenseurs ne se contractent qu'entre elles pour donner une

contribution non nulle et la partie antisymétrique du tenseur hadronique n'apparaîtra donc que si la cible le faisceau d'électrons sont tous les deux polarisés.

L'expression générale de la section efficace pour la diffusion d'électrons polarisés sur une cible de deutons polarisée peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega_{Mott}} \left[1 + hP_z \sum_{i=0}^1 d_{1i}(\theta^*, \phi^*) T_{1i} + \frac{P_{zz}}{\sqrt{2}} \sum_{i=0}^2 d_{2i}(\theta^*, \phi^*) T_{2i} \right] \quad (33)$$

avec θ^*, ϕ^* les angles du spin de la cible et les termes d_{ki} des fonctions angulaires. On remarquera que si le faisceau d'électrons est non polarisé ($h=0$), il n'est pas possible d'accéder aux pouvoirs d'analyse vectoriels T_{1i} de la réaction associés à la polarisation vectorielle de la cible (P_z). Par contre, du fait du rang plus élevé du tenseur pour la polarisation tensorielle de la cible (P_{zz}), les pouvoirs d'analyse tensoriels T_{2i} peuvent être mesurés avec un faisceau d'électrons non polarisé.

4 Modèles théoriques

Le deuton est le seul état stable à deux nucléons et l'étude de sa structure électromagnétique est importante pour la compréhension de l'interaction nucléon-nucléon [12]. Le deuton est aussi utilisé (comme cible, ou comme un assemblage proton-neutron en interaction) pour dériver les propriétés du neutron pour lequel il n'existe pas de cible libre [13, 14]. Enfin, pour une description des noyaux avec des interactions réalistes, il faut commencer à décrire de manière cohérente les facteurs de forme des systèmes légers ($A=2,3,4$) [15, 16].

Ceci explique l'intérêt théorique constant porté à la description du deuton et les très nombreux modèles existants. Ils sont basés sur différents formalismes et/ou degrés de liberté et nous présenterons ces différentes classes de modèles de manière synthétique (voir la référence [17] pour une revue récente). Seule une partie des prédictions seront reportées et discutées sur les figures de résultats.

4.1 L'approximation d'impulsion non-relativiste (NRIA)

Dans le modèle NRIA (Non Relativistic Impulse Approximation), le photon virtuel échangé par l'électron interagit avec un seul des nucléons du deuton, l'autre nucléon étant considéré comme spectateur (figure 4 (a)). Le courant hadronique sera alors la somme des courants (à 1 corps) des nucléons libres. Cette approximation n'est valable qu'à faible Q^2 (et donc pour de grandes interdistances neutron-proton dans le deuton).

Dans ce modèle, les facteurs de forme du deuton sont reliés directement à ceux des nucléons libres via des intégrales sur les deux composantes (S et D) de la fonction d'onde du deuton. Celle-ci est calculée avec l'équation de Shrödinger pour un potentiel NN donné [12]. De nombreux potentiels sont proposés (Paris, Bonn, Argonne, ...) et généralement testés en reproduisant les données de diffusion nucléon-nucléon existantes. Les différentes paramétrisations proposées pour les facteurs de forme de charge et magnétique des nucléons libres ont été obtenues en reproduisant les données de diffusion

électron-nucléon. Les facteurs de forme et les fonctions de structure élastiques du deuteron offrent donc une alternative pour tester la validité des termes inclus dans les potentiels NN et la paramétrisation des facteurs de forme des nucléons [12]. Une détermination individuelle des 3 facteurs de forme du deuteron est importante car ils sont reliés à des parties différentes de l'interaction. Ainsi la position du noeud de G_C mesurée autour de 0.8 (GeV/c)^2 [17] est liée à celui de l'onde S de la fonction d'onde du deuteron, conséquence de la partie répulsive à courte portée de l'interaction NN. Le facteur de forme G_Q pour sa part fournit des informations sur l'onde D du deuteron et donc sur la composante tenseur de l'interaction NN [18].

4.2 Corrections à la NRIA

Les modèles NRIA décrivent globalement les données expérimentales en dessous de 1 (GeV/c)^2 . Plusieurs corrections sont nécessaires pour des moments transférés plus élevés et correspondant à des distances d'interaction NN plus petites. Tout d'abord, il faut tenir compte des modifications liées à l'interaction (échanges de mésons) entre les deux nucléons et au fait que pour la partie de la fonction d'onde du deuteron à courte distance les impulsions des nucléons sont grandes et imposent des corrections relativistes. De ce fait les facteurs de forme des nucléons libres utilisés dans le modèle NRIA ne sont plus adaptés pour le calcul du courant hadronique. Les courants d'échange mésoniques (MEC) [19]

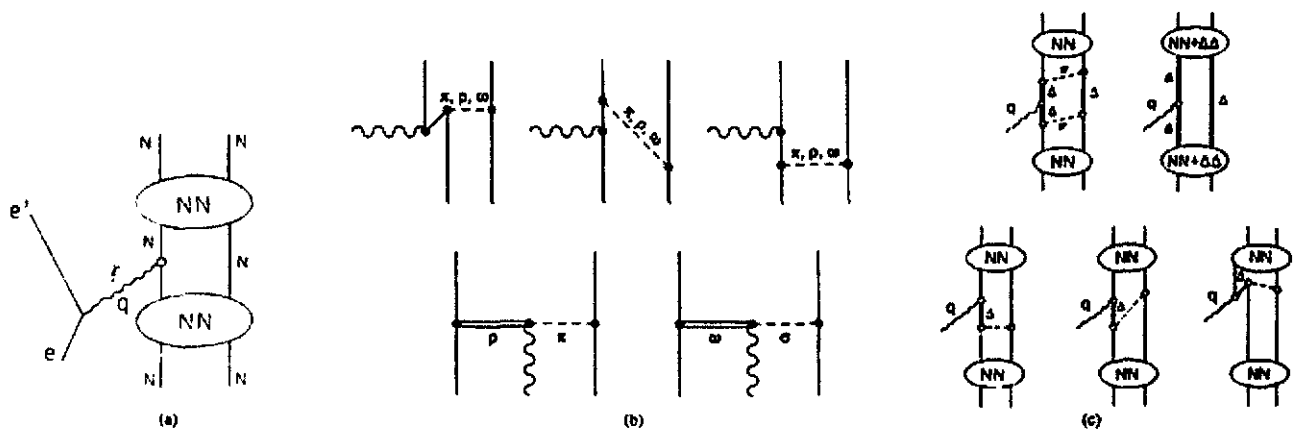


Figure 4: Diagrammes de l'approximation NRIA (a), et de certaines corrections MEC (b) et contributions isobariques (c) (tirés des référence [11,17]).

sont des courants à 2 corps. Ils apportent une correction au modèle NRIA permettant de prendre en compte les modifications des distributions de charge et de courant dans le deuteron dues aux échanges de mésons (figure 4 (b)). Plusieurs diagrammes sont calculés dans les modèles en considérant les différents mésons échangés (ρ , π , σ , ω) dont les contributions relatives dépendent de la portée de l'interaction NN sélectionnée par le moment transféré. De plus, le photon virtuel peut aussi se coupler directement (en vol) aux mésons échangés. Du fait de la conservation de la G-parité (symétrie dans le groupe

SU(2) d'isospin) et de l'isospin $T=0$ du deuton, seuls les diagrammes assurant des courants d'échange isoscalaires ($\Delta T=0$) sont considérés dans la diffusion élastique électron-deuton. C'est le cas des diagrammes $\rho\pi\gamma$ ou $\omega\sigma\gamma$. Par contre pour la partie transverse ($\theta_e \approx 180^\circ$) de l'électrodésintégration du deuton au seuil, la paire neutron-proton est formée dans un état 1S_0 et $T=1$. Ce sont alors les diagrammes associés aux courants d'échange isovectoriels ($\Delta T=1$), comme le diagramme $\omega\pi\gamma$, qui interviennent dans le calcul. Ces expériences d'électrodésintégration, menées dans la région du $(\text{GeV}/c)^2$ en moment transféré [20, 21], ont démontré l'importance des courants d'échange en observant un décalage sensible de la position du minimum prédit pour la section efficace par les modèles NRIA, en accord avec les calculs plus complets incluant une contribution des MEC.

Les excitations isobariques des nucléons (N^* , Δ) doivent être prises en compte dans un calcul complet. Pour cela des composantes isobariques (NN^* et $\Delta\Delta$) sont incluses dans la fonction d'onde du deuton [14]. Suivant les modèles, ces contributions varient de 0.5 à quelques %. Ces excitations modifient les facteurs de forme des nucléons et ajoutent des diagrammes dans le calcul des courants d'échanges mésoniques (figure 4 (c)).

Des corrections relativistes sont finalement à considérer au niveau de la fonction d'onde du deuton. Il s'agit de tenir compte des ordres supérieurs (en q^2/M_N où M_N est la masse des nucléons) dans les développements de la densité de charge et de courant ainsi que des corrections de type cinématiques [14]. Les MEC doivent aussi prendre en compte les composantes relativistes (degré de liberté anti-nucléon) de la fonction d'onde des nucléons sous forme de nouveaux diagrammes.

Ces corrections au modèle NRIA permettent de décrire les observables du deuton jusqu'au $(\text{GeV}/c)^2$, et les facteurs de forme du proton sont bien connus pour ce domaine en Q^2 . Des auteurs [13, 14] utilisent alors ces calculs (NRIA+corrections) et les données mesurées sur le deuton pour apporter des contraintes sur le facteur de forme électrique du neutron pour lequel les données expérimentales restent limitées en dessous du $(\text{GeV}/c)^2$.

De nombreux travaux théoriques prennent maintenant en compte tous ces effets avec des potentiels NN récents [22].

4.3 Les modèles relativistes

Des traitements relativistes complets ont aussi été réalisés et ces calculs permettent une description covariante du deuton. Les degrés de liberté physiques restent ceux des nucléons et des mésons échangés et les ingrédients pour le calcul sont de nouveau des potentiels NN et les facteurs de forme des nucléons. Le calcul a ainsi été fait avec une équation relativiste quadridimensionnelle (Bethe-Salpeter) [23] et un formalisme covariant pour l'approximation d'impulsion [24], similaire à la référence [23] mais où un nucléon est hors couche de masse et l'autre spectateur (CIA), utilise une réduction 3D de l'équation de Bethe-Salpeter. Une seconde approche [25] a été développée dans le cadre de la dynamique du front de lumière (LFD). Contrairement aux calculs avec l'équation de Bethe-Salpeter, les quantités obtenues sont des fonctions d'onde au sens de la mécanique quantique et, dans la limite non relativiste, deux des composantes calculées tendent vers les ondes S et D du deuton, les autres tendant vers zéro [25].

Dans ces modèles, de nouvelles composantes (relativistes) de la fonction d'onde apparaissent en plus des ondes S et D. De plus, à travers ces composantes, une partie des courants d'échange est incluse naturellement. L'autre partie est calculée et peut être introduite de manière ad hoc dans le calcul des facteurs de forme.

Le domaine d'application de ces traitements est en principe très grand puisque tous les effets relativistes sont traités. Une limitation apparaît toutefois au niveau des paramétrisations utilisées (facteurs de forme des nucléons par exemple) et dans l'interaction elle-même [25]. Nous verrons par la suite que ces modèles fournissent des prédictions en bon accord avec les observables mesurées en diffusion électron-deuton à moyen et grand moment transféré.

4.4 Modèles hybrides et pQCD

A grand moment transféré, le deuton est sondé à des distances inter-nucléons où les fonctions d'onde des nucléons se recouvrent et la structure en quark des nucléons devrait donc transparaître dans les observables. Plusieurs modèles basés sur des degrés de liberté subnucléoniques sont proposés à des échelles différentes en Q^2 .

Une première approche traite le deuton en considérant à la fois les degrés de liberté nucléonique et mésonique et ceux liés aux quarks. Dans les modèles hybrides (quark-hadron), la fonction d'onde du deuton est la somme de deux contributions différentes. A moyenne et grande distances, la fonction d'onde est calculée de manière similaire aux modèles NRIA avec l'échange de un ou plusieurs pions pour l'interaction NN. A courte distance le deuton est considéré comme un ensemble de 6 quarks confinés et interagissant par l'échange de gluons. La transition entre les deux fonctions d'onde, le potentiel à 6 quarks et les processus d'échange de quarks ou de plusieurs pions ont été étudiés par différents auteurs [17, 26].

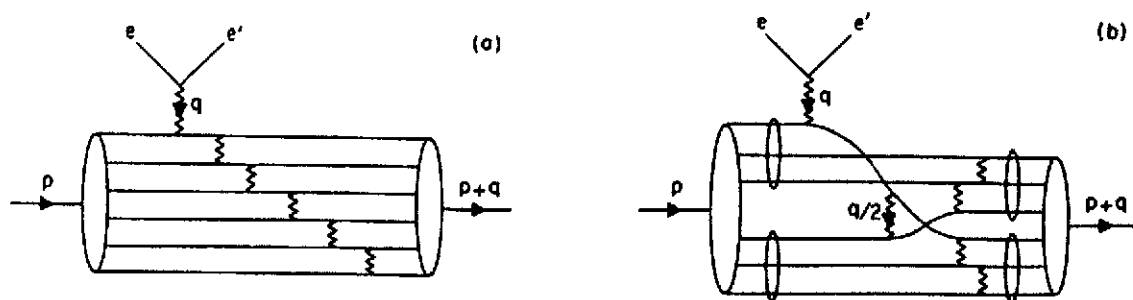


Figure 5: Diagrammes pour la diffusion d'électrons dans le cadre du formalisme pQCD (tirés de la référence [27]).

A très grand Q^2 transféré, le photon virtuel se couple directement aux quarks. Il est alors possible de décomposer le processus en une partie calculable en QCD perturbatif et une partie, avant et après la diffusion, dominée par des processus non-perturbatif [27]. La partie perturbative, que l'on peut

factoriser dans le calcul, présente un comportement asymptotique à grand Q^2 . En diffusion élastique, pour obtenir un deuton en voie de sortie, le moment transféré doit être partagé entre ses composants élémentaires par des échanges de gluons (figure 5 (a)). Pour chaque vertex (γ -quark ou gluon-quark) un facteur en $1/Q^2$, lié au propagateur de la particule échangée, doit être pris en compte pour évaluer l'amplitude de diffusion. Le terme dominant de la section efficace sera ainsi celui où le nombre de gluons échangés sera minimal. Pour cela il ne faut considérer que les quarks constitutants ($n=3$ pour le nucléon et 6 pour le deuton), et le nombre minimal de gluons nécessaires pour leur transmettre la même fraction de moment transféré (Q^2/n) sera égal à $(n-1)$ (figure 5 (a)). Le facteur de forme dominant présentera alors un comportement asymptotique en $(Q^2)^{-(n-1)}$. On peut aussi considérer que le deuton étant formé de 2 nucléons, le moment transféré doit être partagé d'abord entre les nucléons puis entre les 3 quarks de ces nucléons (figure 5 (b)). L'échange d'un gluon entre les quarks de 2 nucléons, qui doivent rester non colorés, impose un processus d'échange de quarks (proche dans le principe à un échange de méson) et la loi d'échelle (scaling) obtenue finalement est différente de celle déduite en considérant un ensemble de 6 quarks [27]. La théorie de QCD perturbative impose aussi la conservation de l'hélicité. Les facteurs de forme élastiques du deuton peuvent être exprimés en fonction des 3 amplitudes d'hélicité (avec un changement de 0, 1, 2 unités) calculées en appliquant la conservation d'hélicité au niveau des lignes de quarks. Le terme dominant sera celui avec $\Delta h=0$, et les autres termes sont supprimés par un facteur $Q^{-\Delta h}$ où Δh est le nombre d'unités d'hélicité changées dans la diffusion. Un comportement asymptotique simple est alors prédit pour les facteurs de forme du deuton. La valeur en Q^2 à partir de laquelle on peut appliquer le formalisme de QCD perturbative varie selon les auteurs. Des prescriptions sont ainsi proposées pour le domaine intermédiaire en Q^2 , comme la prise en compte de l'amplitude avec un changement de 1 unité d'hélicité [28].

Des observables contraignantes, et ceci pour un grand domaine en moment transféré, sont donc nécessaires pour tester la validité de ces différentes approches théoriques et fixer les détails de leurs ingrédients physiques. La suite de ce cours présentera les résultats principaux obtenus dans des expériences de diffusion élastique d'électrons.

5 Contexte expérimental

Différents projectiles peuvent être utilisés pour sonder la structure interne des noyaux. Les hadrons (comme le proton ou le pion) sondent la cible nucléaire par interaction forte avec de grandes sections efficaces. Toutefois les mécanismes d'interaction sont complexes et les projectiles possèdent leur propre structure interne, rendant plus difficile l'interprétation des résultats et les calculs théoriques. Par contre la sonde électromagnétique (comme l'électron) met en jeu un projectile sans structure et une interaction exactement décrite par l'électrodynamique quantique. En dépit de sections efficaces plus faibles, ces expériences ont permis de tester avec une grande précision la structure du deuton.

De nombreuses expériences ont été réalisées en diffusion élastique électron-deuton auprès de différents accélérateurs (SLAC, ALS à Saclay, Cambridge, Bates, ...). Avec les progrès faits au niveau

des faisceaux d'électrons (cycle utile, intensité) et sur les appareillages pour la production et la mesure de particules polarisées (voir la référence [29] pour une revue), une nouvelle génération de mesures a été entreprise ces dernières années. Nous présenterons dans ce chapitre une synthèse des mesures existantes avant de décrire celles réalisées en 1997 au Jefferson Laboratory.

5.1 Mesure des fonctions de structures élastiques $A(Q^2)$ et $B(Q^2)$

La section efficace de diffusion élastique électron-deuton peut s'écrire sous la forme (cf relation 32) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left(A(Q^2) + B(Q^2) \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right) \quad (34)$$

où Q^2 est le module carré du quadri-moment transféré au deuton. Cette section efficace se décompose comme le produit d'une section efficace de diffusion sur une cible sans structure (Mott) et d'un terme qui contient les informations sur la structure interne électromagnétique du deuton.

Les fonctions de structure élastiques du deuton, A et B , sont déterminées dans des mesures de sections efficaces non polarisées. Ces sections efficaces sont mesurées au même moment transféré mais pour un angle θ_e et une énergie faisceau différents (cf relation 24). La dépendance angulaire de la section efficace (34) permet alors la séparation (dite de Rosenbluth) des contributions des termes $A(Q^2)$ et $B(Q^2)$. Ces mesures sont réalisées sur le plus grand domaine en Q^2 possible mais les fonctions de structure décroissent très rapidement avec le moment transféré (typiquement comme $(Q^2)^{-10}$ à grand Q^2).

Expérimentalement, la détermination de la section efficace de diffusion requiert la connaissance de l'angle solide de détection des électrons et la mesure de l'intensité du faisceau et du nombre d'atomes cibles par unité de surface (densité \times épaisseur). Pour la réaction e-d élastique, la mesure du deuton en coïncidence est souvent nécessaire du fait de sa faible énergie de liaison (2.2 MeV). En effet, les seules informations de l'électron diffusé ne suffisent généralement pas à grande énergie pour obtenir une résolution en masse manquante permettant de rejeter les processus d'électrodésintégration. De plus il faut corriger les mesures de la contribution des processus radiatifs [30] où les électrons émettent, lors ou en dehors de la diffusion sur le deuton, un rayonnement de freinage (Bremsstrahlung). La faible section efficace requiert des expériences à forte luminosité conduisant à des bruits de fond importants qu'il faut rejeter. Comme une mesure précise des impulsions des particules est aussi nécessaire, les expériences utilisent en général 2 spectromètres.

Les résultats obtenus dans ces expériences menées jusqu'aux années 1990 avec des machines à faible cycle utile apportent des données jusqu'à 3 (GeV/c)² pour $A(Q^2)$ [13, 31, 32, 33]. Nous verrons dans la suite que deux nouvelles expériences [34, 35] ont permis d'étendre ce domaine en moment transféré et fourni des données précises dans le domaine du (GeV/c)² où des désaccords existaient entre les résultats mesurés auprès de différentes machines.

Pour des quadri-moments transférés $Q^2 > 1$ (GeV/c)², $B(Q^2)$ est beaucoup plus faible que $A(Q^2)$. Il est nécessaire d'augmenter la valeur du terme $\tan^2(\theta_e/2)$ en réalisant ces mesures aux angles arrière pour accroître la contribution de $B(Q^2)$ à la section efficace. Dans le cas extrême où $B(Q^2)$ passe par

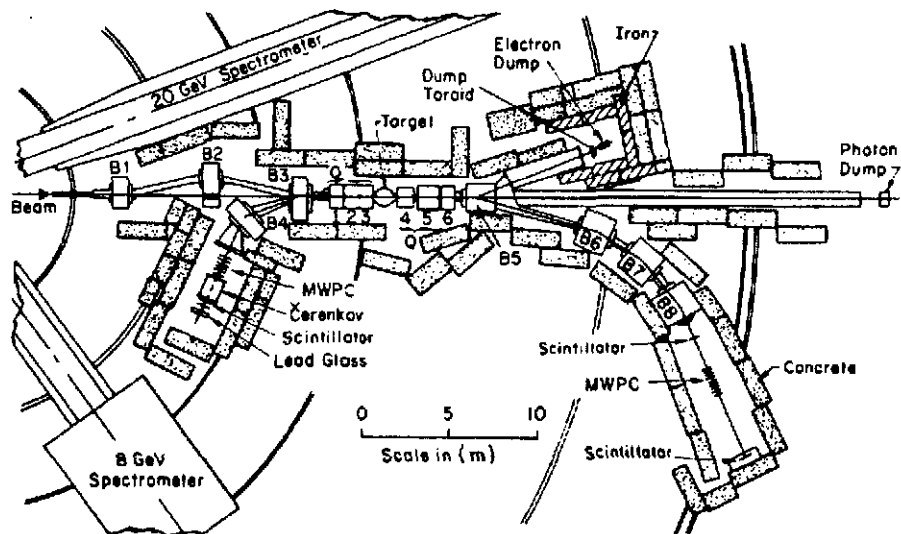


Figure 6: Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la mesure de $B(Q^2)$ au SLAC [36].

0 (noeud), une expérience dédiée ($\theta_e \simeq 180^\circ$) est requise. Un tel dispositif expérimental, représenté sur la figure (6), a permis de mesurer $B(Q^2)$ jusqu'à $2.8 (\text{GeV}/c)^2$ [36]. Le dispositif utilise une chicane pour le faisceau incident et 2 spectromètres spéciaux pour la détection du deuton vers l'avant et de l'électron vers l'arrière. Ce même spectromètre électron a aussi été utilisé pour une expérience d'électrodésintégration du deuton à grand Q^2 [21]. Les deux autres spectromètres représentés sur la figure 6 sont ceux utilisés dans les expériences du SLAC qui ont mesuré la fonction de structure $A(Q^2)$ (le spectromètre 20 GeV pour les électrons et le 8 GeV pour les deutons) [32].

Les valeurs des données existantes pour $B(Q^2)$ [33, 36, 37] sont représentées sur la figure (7). Un minimum de $B(Q^2)$ est observé autour de $1.8 (\text{GeV}/c)^2$. Les prédictions de différents modèles sont reportées sur cette figure et la position du minimum de $B(Q^2)$ apporte une forte contrainte aux modèles, en particulier sur la prise en compte des MEC [22] et aussi sur le rôle de certaines composantes relativistes de la fonction d'onde du deuton [24, 25]. Pour $B(Q^2)$, bien qu'une proposition d'expérience à CEBAF existe, aucune nouvelle expérience n'est planifiée à ce jour pour étendre le domaine en Q^2 ou pour mesurer de nouvelles données dans la région du minimum. Ces expériences requièreraient un nouveau dispositif expérimental complexe de mesure à 180° . Certaines des nouvelles mesures en $A(Q^2)$ peuvent toutefois fournir des valeurs de $B(Q^2)$, mais à plus bas Q^2 .

5.2 Observables de polarisation

Les propriétés électromagnétiques du deuton sont décrites par trois facteurs de forme : monopolaire de charge (G_C), quadrupolaire de charge (G_Q) et dipolaire magnétique (G_M). Les fonctions de structure

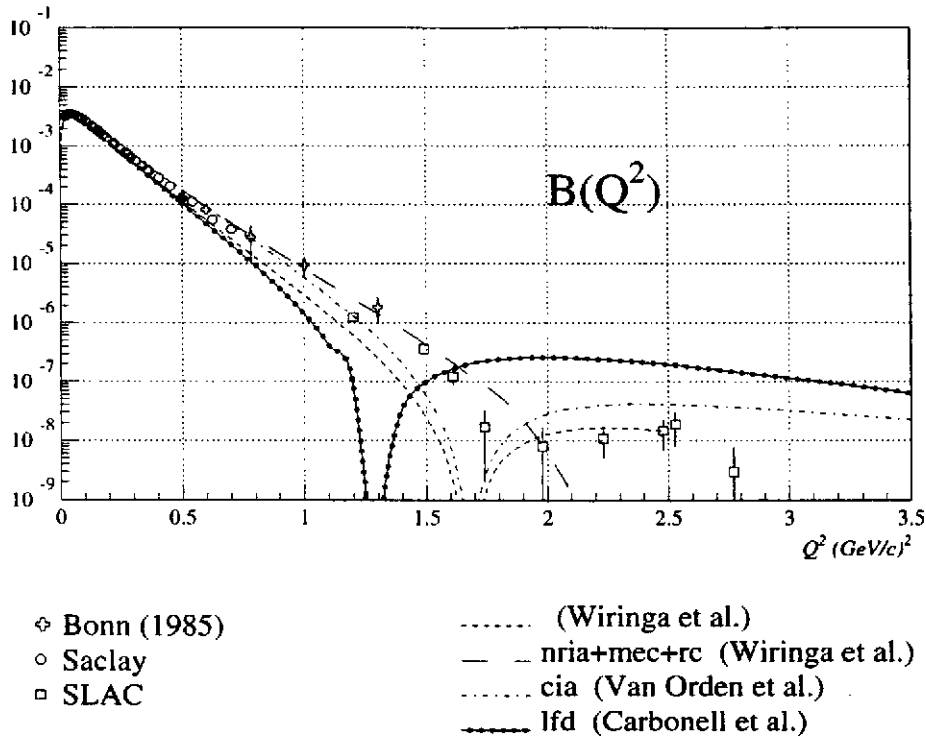


Figure 7: Fonction de structure élastique transverse $B(Q^2)$.

$A(Q^2)$ et $B(Q^2)$ peuvent s'exprimer comme des combinaisons de ces facteurs de forme :

$$A(Q^2) = G_C^2(Q^2) + \frac{8}{9} \eta^2 G_Q^2(Q^2) + \frac{2}{3} \eta G_M^2(Q^2) \quad (35)$$

$$B(Q^2) = \frac{4}{3} \eta(1 + \eta) G_M^2(Q^2) \quad (36)$$

$$\text{avec } \eta = Q^2 / (4 M_d^2)$$

Si $G_M(Q^2)$ est directement relié à $B(Q^2)$, il apparaît que pour séparer les contributions relatives de $G_C(Q^2)$ et $G_Q(Q^2)$ dans $A(Q^2)$, une nouvelle observable doit être mesurée en plus des sections efficaces non polarisées. Les autres observables utilisées pour la séparation des trois facteurs de forme sont ainsi liées à la polarisation du deuton. Il existe différentes observables de polarisation du deuton et deux types d'expérience ont été réalisées : des mesures de pouvoirs d'analyse (T_{kq}) dans une réaction avec une cible polarisée ou des mesures des polarisations (t_{kq}) des deutons de recul avec un polarimètre. Ces 2 mesures fournissent les mêmes combinaisons des 3 facteurs de forme (cf paragraphe 2.2.2).

Dans le cas où les observables tensorielles de polarisation du deuton sont mesurées, trois nouvelles combinaisons sont accessibles :

$$T_{20} \equiv t_{20} = -\frac{1}{\sqrt{2}S} \left[\frac{8}{3} \eta G_C G_Q + \frac{8}{9} \eta^2 G_Q^2 + \frac{1}{3} \eta \left(1 + 2(1 + \eta) \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right) G_M^2 \right] \quad (37)$$

$$T_{21} \equiv t_{21} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\eta}{S} \left[\eta + \eta^2 \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \right]^{1/2} G_M G_Q \sin \frac{\theta_e}{2} \quad (38)$$

$$T_{22} \equiv t_{22} = -\frac{\eta}{2\sqrt{3}S}G_M^2 \quad (39)$$

$$\text{avec } S = A(Q^2) + B(Q^2) \tan^2 \frac{\theta_c}{2}$$

On peut noter que ces expressions dépendent du facteur S et donc de l'angle de diffusion θ_c . De ce fait les résultats des expériences réalisées à des cinématiques différentes devront être comparés au même angle θ_c (historiquement 70° [38]).

L'observable t_{22} n'apporte rien de plus que $B(Q^2)$, car elle est proportionnelle, elle aussi, à G_M . Toutefois dans les mesures de polarisation, la mesure de t_{22} ou T_{22} est souvent utilisée comme un contrôle des asymétries expérimentales.

L'observable t_{21} offre une nouvelle combinaison du facteur de forme G_Q . Toutefois la précision sur la détermination de G_Q sera assez mauvaise du fait des faibles valeurs de G_M qui est en facteur. Ceci sera particulièrement vrai autour du noeud de G_M vers 2 (GeV/c)^2 , mais une mesure de t_{21} offre alors une alternative aux mesures de $B(Q^2)$ à 180° car la présence de ce minimum sera signée par un changement de signe de G_M et donc de cette observable de polarisation.

L'observable t_{20} est fonction du produit $G_C G_Q$ et elle permet de bien séparer la contribution du facteur de forme de charge G_C dans $A(Q^2)$. Comme la contribution magnétique G_M est très faible, il est possible d'approximer t_{20} par une nouvelle expression :

$$\tilde{t}_{20} = -\sqrt{2} \frac{x(x+2)}{(1+2x^2)} \quad (40)$$

$$x = \frac{2}{3} \eta G_Q / G_C \quad (41)$$

où n'apparaît que le rapport x dans lequel s'élimine la contribution des facteurs de forme individuels des nucléons, dans l'approximation NR1A. Ces facteurs de forme restent pour certains mal connus (en particulier le facteur de forme de charge (qu'on appelle aussi électrique) G_E^n du neutron) à grand moment transféré et sont une source d'erreur dans les calculs.

Il est également possible de mesurer des observables vectorielles de polarisation du deuton qui apportent deux nouvelles combinaisons des facteurs de forme. Cette mesure nécessite toutefois d'utiliser un faisceau d'électrons polarisés pour avoir une dépendance non nulle dans la section efficace (relation 33). Aucune expérience de ce type n'a été effectuée à ce jour. La combinaison la plus intéressante serait l'observable :

$$iT_{11} \equiv it_{11} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\sqrt{\eta(1+\eta)}}{S} G_M (G_C + \frac{1}{3} \eta G_Q) \tan \frac{\theta_c}{2} \quad (42)$$

car l'autre observable (T_{10} ou t_{10}) est simplement proportionnelle à G_M^2 . Des cibles polarisées vectoriellement sont disponibles, ainsi que des polarimètres vectoriels qui sont plus simple d'utilisation, et avec des efficacités plus grandes, que les polarimètres tensoriels. Néanmoins la précision sur la détermination du facteur de forme de charge G_C avec iT_{11} (ou it_{11}) sera de nouveau moins bonne à grand Q^2 que celle obtenue par la mesure de t_{20} , car G_M est en facteur [39].

Nous présentons dans la suite les expériences réalisées ou en cours pour les mesures de t_{20} ou T_{20} .

5.2.1 Mesures en cible polarisée

Ce type d'expérience utilise une cible de deutérium polarisée tensoriellement avec un faisceau non polarisé. La dépendance de la section efficace de diffusion élastique électron-deuton en fonction de la polarisation de la cible permet alors d'extraire les pouvoirs d'analyse de la réaction (T_{kq}). Ces mesures ont été réalisées ou sont en cours avec des cibles gazeuses et des faisceaux internes d'électrons de l'ordre du GeV à NIKHEF (Pays-Bas) [41] et de 2 GeV à Novosibirsk [40]. La polarisation des deutons est créée dans une source atomique extérieure à l'aide de champs magnétiques et de transitions radiofréquences [42]. Les deutons sont ensuite injectés en continu sous forme de jet atomique dans une cellule de stockage ouverte pour permettre le passage du faisceau interne (voir la figure 8 qui montre le dispositif mis en oeuvre pour la cible polarisée de NIKHEF). On obtient ainsi une cible gazeuse

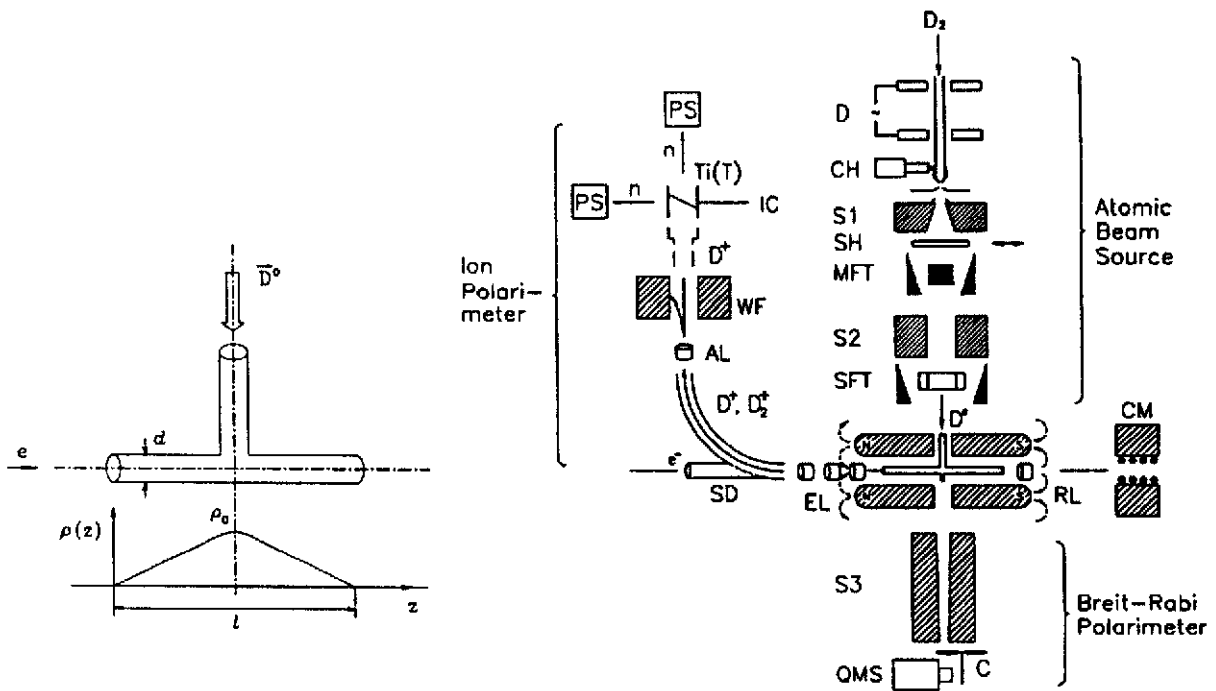


Figure 8: Schéma de la cible polarisée de l'expérience T_{20} à NIKHEF [41]. Le profil de densité obtenu par cette technique est indiqué sur la gauche.

polarisée dont la densité excède de plusieurs ordres de grandeur celle d'un jet atomique et qui ne détruit pas le faisceau d'électrons. La direction du spin (et donc des composantes de polarisation) peuvent être modifiées à l'aide de champs magnétiques et le signe de la polarisation changé alternativement au niveau de la source. La densité de la cible gazeuse (de 10^{11} à 10^{14} atomes/cm² suivant les expériences) reste plus faible que celle de cibles liquides de quelques cm. Ceci est partiellement compensé par la forte intensité des faisceaux internes (de 100–200 mA) comparée à celles de faisceaux extraits (10–100 μ A). De plus il s'agit de mesures de simple diffusion qui détectent les électrons et deutons diffusés

avec de grands angles solides (100-200 msr). La polarisation des deutons de la cible est mesurée précisément par des polarimètres soit sur un échantillon des atomes de deutérium injectés, soit sur les ions créés dans la cible par les électrons (figure 8). La connaissance de cette polarisation est l'erreur systématique principale de ces mesures.

Ce type de mesures permet actuellement de couvrir le domaine en Q jusqu'à 0.3 (GeV/c)^2 . La suite de ces expériences à NIKHEF et à Novosibirsk, pour lesquelles des progrès seront faits surtout sur la densité de la cible, devrait apporter de nouveaux résultats dans la région $0.4\text{--}0.8 \text{ (GeV/c)}^2$. Une expérience est aussi en projet au MIT avec un faisceau interne. Toutefois avec cette technique aucune de ces mesures ne permettra d'obtenir des données au delà du $(\text{GeV/c})^2$.

Une expérience a aussi été réalisée avec une cible polarisée solide à spin gelé de ND_3 et un faisceau d'électrons extrait à Bonn [43]. Mais la difficulté de garder la polarisation de cette cible dès que l'intensité du faisceau excède quelques nA offre peu de perspectives à ces mesures.

5.2.2 Mesures avec un polarimètre de recul

La seconde technique employée mesure les pouvoirs polarisants (ou polarisations, t_{kq}) de la réaction élastique $e\text{-}d$ avec des polarimètres de recul. L'expérience est réalisée avec un faisceau extrait et une cible, tous deux non polarisés. La difficulté majeure tient au fait qu'il faut disposer d'un polarimètre utilisable dans le domaine en énergie optimal pour l'accélérateur. Le domaine en énergie dans lequel le polarimètre possède de grandes figures de mérite (cf paragraphe 2.4) fixe le domaine en moment transféré au deuton. De son côté, l'énergie du faisceau d'électrons impose les conditions cinématiques de l'expérience pour une valeur de Q donnée. Ainsi ces expériences ne sont en général possibles qu'avec des couples faisceau-polarimètre bien identifiés. De fortes intensités de faisceau (plusieurs dizaines de μA) sont utilisables car les cibles de deutérium liquide ne sont pas polarisées dans ces mesures. Ces expériences détectent les électrons diffusés et les deutons de recul après des spectromètres (figure 9) pour éliminer le fort bruit de fond associé. Le passage du deuton à travers un spectromètre comprenant en particulier un dipôle peut induire une précession de son spin et ainsi un mélange des composantes de polarisation (tensorielles dans notre cas). Il est ainsi nécessaire de déterminer toutes les composantes t_{2q} au niveau du polarimètre, et de mesurer l'intégrale du champ pour connaître l'angle de précession. Ceci permet d'appliquer la rotation inverse et de retrouver les pouvoirs polarisants de la réaction au niveau de la cible (cf relation 6). Les erreurs systématiques associées à ces mesures proviennent du fonctionnement du polarimètre et de sa calibration réalisée au préalable auprès d'accélérateurs de deutons [6, 44].

Deux mesures de t_{20} ont eu lieu à Bates [17, 38] avec deux polarimètres différents [44, 45]. La première de ces expériences [38] a mesuré pour la première fois l'observable de polarisation t_{20} en diffusion électron-deuton. Le dispositif expérimental utilisé est montré sur la figure (9). La cible était un film d'eau lourde et les faisceaux d'électrons de 320 et 370 MeV fournis par l'accélérateur de Bates avec un faible cycle utile. Deux spectromètres ont été utilisés pour cette mesure et l'énergie des deutons est diminuée à l'aide d'un ralentisseur (la perte d'énergie par interaction coulombienne ne changeant

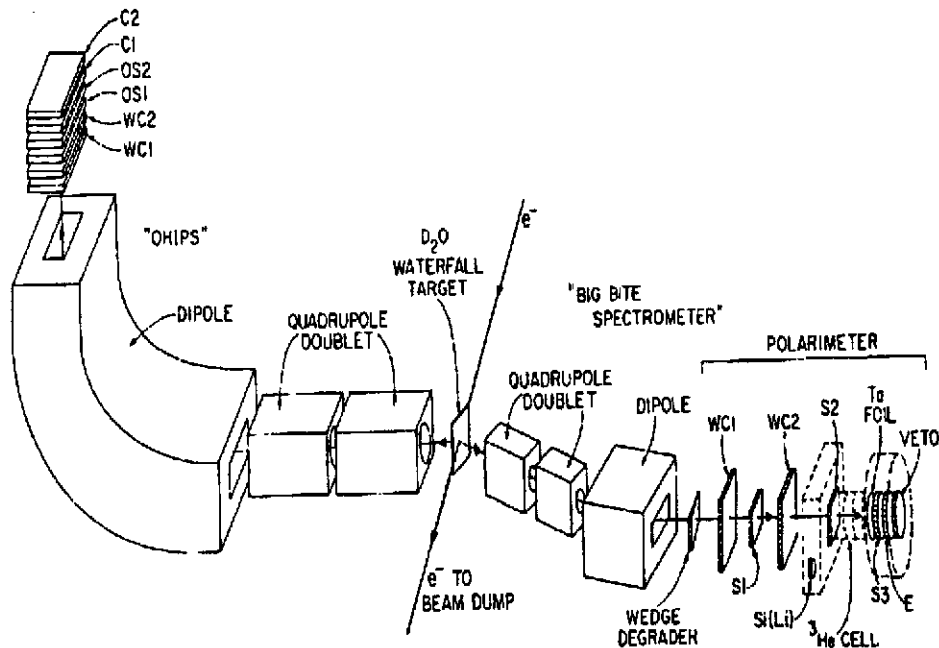


Figure 9: Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la première mesure de polarisation à Bates.

pas la polarisation des deutons) pour atteindre la gamme de fonctionnement du polarimètre tensoriel utilisé. L'autre expérience réalisée à Bates avait mis en évidence expérimentalement l'existence d'un noeud de G_C ($G_C \simeq 0$), situé autour de 0.8 (GeV/c)^2 [17].

La nouvelle mesure au Jefferson Laboratory, qui a étendu ces données à plus grand Q avec un nouveau polarimètre, sera décrite en détail dans la suite du cours et l'ensemble des résultats des mesures de T_{20} et t_{20} y sera présenté.

Malgré les faibles angles solides des spectromètres et les efficacités inférieures au % des polarimètres tensoriels existants, les mesures de polarisation du deuton de recul ont offert pour l'instant des performances supérieures à celles des expériences de mesure de pouvoirs d'analyse en cible polarisée.

6 Nouvelles expériences au Jefferson Laboratory

Ce laboratoire de recherche fondamentale [46] est localisé à Newport-News (Virginie, USA). Il possède un accélérateur continu d'électrons (CEBAF : Continuous Electron Beam Accelerator Facility) qui délivre depuis 1995 des faisceaux d'énergies 0.5–4 GeV avec des intensités maximum de $200 \mu\text{A}$. La qualité de ses faisceaux et de ses équipements expérimentaux font de ce laboratoire le centre mondial actuel pour la physique hadronique avec la sonde électromagnétique. Ainsi de nombreuses expériences y sont programmées, dont plusieurs menées par des groupes français de l'IN2P3 (CNRS) et du DAPNIA-Saclay (CEA).

6.1 CEBAF

L'accélérateur CEBAF est basé sur la recirculation des électrons dans deux parties linéaires accélératrices (LINAC), requérant des arcs de recirculation mais permettant de diminuer le nombre des cavités radiofréquences supraconductrices, très coûteuses. Les LINAC contiennent chacun 160 de ces cavités accélératrices groupées par 8 dans des cryomodules refroidis à 2 K par de l'hélium liquide. Les cavités de CEBAF ont typiquement un champ accélérateur de 9 MV/m et un facteur de qualité (Q_0 , inversement proportionnel aux pertes cryogéniques) de $8 \cdot 10^9$ ce qui permettra d'atteindre rapidement des énergies de 6 GeV.

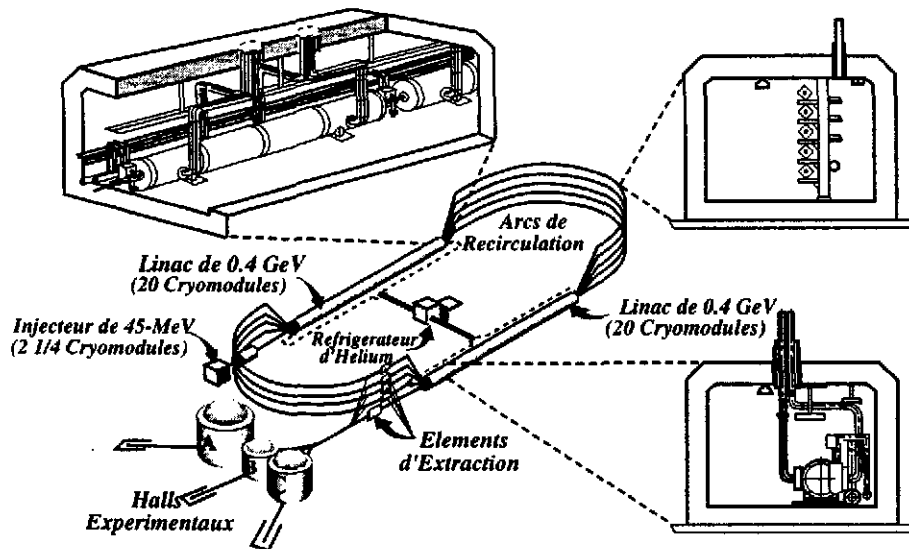


Figure 10: Schéma de l'accélérateur CEBAF.

Deux types de source fournissent des faisceaux d'électrons polarisés ou non. A la sortie de la source les électrons passent à travers des fentes, de surface variable et associées chacune à un Hall expérimental. Le faisceau est ainsi découpé en "bursts", d'intensité réglable et correspondant cycliquement à un Hall. Le faisceau est ensuite recombinaison et compressé par un buncher et la largeur finale d'un "burst" est d'environ 1.67 ps, avec une période de 2 ns pour chaque hall. Au vu des résolutions temporelles des détecteurs et de leur électronique, ce faisceau semble continu (cycle utile de 100%).

Le faisceau est d'abord accéléré dans un injecteur jusqu'à 45 MeV. Les électrons sont alors ultrarelativistes avec une vitesse essentiellement indépendante de l'énergie. Cette caractéristique est la base du fonctionnement de CEBAF car l'écart en temps reste constant entre deux bursts successifs, évitant tout mélange lors de l'accélération. Les électrons peuvent passer jusqu'à cinq fois dans chaque accélérateur linéaire (LINAC) grâce aux arcs de recirculation comportant des lignes de faisceaux (étages) correspondant chacune à un nombre de tours effectués donné (figure 10). Le champ des

aimants est ainsi réglé pour chaque étage et reste constant durant toute l'accélération. La séparation des électrons, avant un arc, est effectuée dans une cavité radiofréquence (RFQ) et leur recombinaison après l'arc effectuée par une autre RFQ créant un champ opposé. Après accélération, les électrons sont extraits avec une énergie qui peut être choisie pour chaque Hall expérimental comme un multiple de celle acquise par tour. Les faisceaux ont typiquement une émittance de $2 \cdot 10^{-9}$ m.rd et une dispersion en énergie de 10^{-4} .

6.1.1 Les Halls expérimentaux

Le Jefferson Laboratory possède 3 Halls d'expériences (A, B et C), décrits brièvement dans ce paragraphe. Les références [15, 46] contiennent le détail de leurs équipements et des programmes de physique.

Le Hall A est équipé de deux spectromètres de haute résolution (HRS : High Resolution Spectrometer) qui permettent une mesure très précise des impulsions ($\Delta p/p$ de l'ordre de 10^{-4}) d'un électron et d'un hadron dans l'état final. Ces spectromètres, constitués d'un dipôle et de trois quadrupôles supraconducteurs, sont identiques pour la partie magnétique. Par contre les détecteurs associés sont différents car l'un des spectromètres est dédié aux électrons et l'autre aux hadrons. Le Hall est aussi équipé d'une cible liquide de forte puissance cryogénique pouvant contenir différents noyaux (LH_2 , LD_2) et de dispositifs de mesure des caractéristiques du faisceau (énergie, intensité, polarisation).

Le programme de recherche du Hall A est principalement axé vers l'étude des facteurs de forme électromagnétiques des nucléons et des noyaux légers, du contenu étrange du nucléon (voir le cours de C. Cavata dans cette école), de la diffusion Compton Virtuelle et des propriétés des systèmes à quelques nucléons.

Le Hall B contient un détecteur 4π , CLAS (CEBAF Large Acceptance Spectrometer), construit pour des expériences dont l'état final comporte plus de deux particules faiblement corrélées. Outre le faisceau d'électrons, ce Hall expérimental est le seul à disposer d'un faisceau de photons réels ($10^7 - 10^8 \text{ s}^{-1}$) étiquetés obtenu par processus de Bremsstrahlung des électrons dans une cible (radiateur) placée à l'entrée du Hall. L'énergie des photons est connue en mesurant l'énergie de l'électron (par sa position) après rayonnement.

L'aimant de CLAS est constitué de six bobines supraconductrices créant un champ toroïdal d'amplitude maximale 2.5 T. Des détecteurs sont intercalés entre chaque paire de bobines (chambres à dérive, compteur Čerenkov et des scintillateurs pour le temps de vol) et un calorimètre électron est placé aux angles avants. Le hall B est équipé d'une cible cryogénique et l'intensité du faisceau d'électrons dans ce Hall est limité à quelques nA par la détection.

Les expériences de physique engagées dans ce Hall portent sur l'étude de la spectroscopie des mésons et des baryons, sur le programme N^* étudiant les états excités du nucléon et sur des réactions exclusives de production d'étrangeté.

Le Hall C est le premier à avoir été mis en service, en 1996, et contient deux spectromètres différents (figure 11). Le spectromètre HMS (High Momentum Spectrometer) est adapté à la détection de particules de grande impulsion et possède un grand angle solide et une résolution en impulsion de 4×10^{-4} . Le spectromètre SOS (Short Orbit Spectrometer) est dédié à la détection de particules de courte durée de vie tels que les pions et les kaons de faible impulsion. Pour cela, ses éléments de détection et son optique magnétique (aimants chauds) sont très compacts.

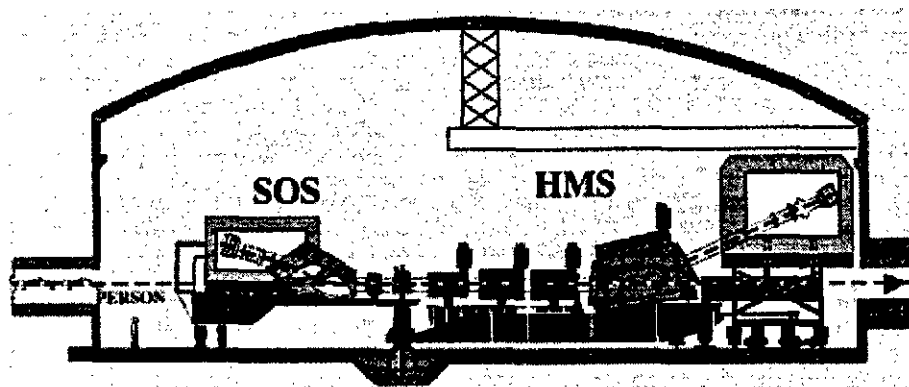


Figure 11: Vue générale du Hall C et de ses spectromètres.

Le hall C est destiné à accueillir un large éventail d'expériences. En particulier des expériences longues (mesures sur les hyper-noyaux, les mesures du facteur de forme de charge du neutron et l'expérience G^0 pour déterminer le contenu étrange du nucléon) sont programmées à raison de une par an. Ces expériences ont la particularité d'installer leurs propres détecteurs et de n'utiliser qu'une partie de l'équipement du Hall C.

L'expérience t_{20} présentée dans la suite aura été la première de ces "Big experiments". Elle a nécessité près de 4 mois de montage et démontage, et plus de 4 mois de prises de données.

6.2 L'expérience t_{20}

Cette expérience a été réalisée durant l'année 1997 pour déterminer individuellement les facteurs de forme électromagnétiques du deuton pour des moments transférés Q^2 de 0.6 à 1.8 $(\text{GeV}/c)^2$ [47]. Plusieurs impératifs ont guidé les choix technologiques de cette expérience décrite en détail dans la référence [48].

Cette mesure est une expérience de double diffusion, dont la section efficace primaire $e-d$ est très faible (bien inférieure au nb/sr dans le domaine du $(\text{GeV}/c)^2$). De ce fait, une cible de deutérium épaisse et une intensité de faisceau la plus grande possible sont requises. L'expérience a ainsi fonctionné avec une luminosité de $3 \times 10^{38} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (cible de deutérium liquide de 12 cm de long et une intensité de faisceau de $100 \mu\text{A}$).

Il faut détecter le deuton (pour mesurer sa polarisation) mais aussi l'électron en coïncidence pour supprimer le fort bruit de fond neutre et chargé produit avec cette luminosité. Deux spectromètres sont en fait nécessaires pour éviter aux détecteurs une vue directe de la cible et éliminer les particules chargées d'impulsion différentes, et on doit optimiser leurs angles solides et la transmission des particules. Les détecteurs doivent être protégés, avec un blindage épais, du bruit de fond du hall expérimental. Malgré ces efforts, le taux de particules de bruit dans les détecteurs est 2 ou 3 ordres de grandeur supérieur à ceux des particules de la diffusion e-d. La polarisation du deuton de recul est mesurée dans un polarimètre qui doit posséder une figure de mérite importante et avoir été calibré au préalable dans le domaine en énergie de son utilisation (cf section 2.3.2).

Nous allons maintenant présenter les principaux appareillages utilisés dans cette expérience.

6.2.1 La ligne de faisceau

Lors des prises de données, la position du faisceau est mesurée par des Beam Position Monitor (BPM) pour vérifier son centrage. D'autres détecteurs (superharps) sont utilisés lors de runs spéciaux, car ils dégradent l'optique finale du faisceau, pour déterminer précisément (à quelques μm) la position du faisceau en différents points de l'arc magnétique avant le hall. La distribution et la valeur moyenne de l'énergie du faisceau d'électrons sont ainsi calculées en combinant ces informations avec la connaissance de l'intégrale du champ magnétique le long de l'arc.

L'intensité du faisceau est mesurée en permanence par des Beam Current Monitor (BCM) constitués de cavités cylindriques dont les modes de résonance transverses électriques et/ou magnétiques sont excités lors du passage des électrons. Ce courant est mesuré pour normaliser les sections efficaces e-d, pour l'extraction de $A(Q^2)$ par exemple. Pour la détermination de t_{20} , le nombre de deutons est mesuré au niveau du polarimètre pour la normalisation de la réaction d'analyse.

L'extension spatiale du faisceau est faible ($\leq 200 \mu\text{m}$ FWHM) à l'entrée du Hall, avec une intensité pouvant atteindre $110 \mu\text{A}$. Un système de balayage du faisceau (Fast Raster), placé à 25 m en amont de la cible, augmente la dimension du faisceau sur la cible primaire (à environ 4 mm^2) ce qui évite des dommages et limite le taux d'ébullition partielle dans les cibles liquides qui induirait un changement de densité, et donc d'efficacité de la réaction.

Enfin, le "beam dump" est un dispositif important constitué d'un milieu absorbeur refroidi par eau. Il permet en bout de la ligne de faisceau d'absorber la puissance considérable du faisceau d'électrons (400 kW pour $100 \mu\text{A}$ à 4 GeV). La géométrie du beam dump est aussi optimisée pour diminuer le bruit ambiant dans le hall.

6.2.2 Cible primaire

Pour l'expérience t_{20} , une cible cryogénique de deutérium liquide (LD_2) de 12 cm de long a été utilisée. La température était de 21.5 K (pour une pression de 1516 mb) mesurée avec une précision de $\pm 0.1 \text{ K}$. Une diminution de seulement 2.8 K de la température pouvait geler la cible et la détruire. Lors de coupures momentanées du faisceau, des chauffages électriques sont utilisés pour compenser l'énergie

qui était déposée par le faisceau dans la cible. Un contrôle est effectué en permanence par un opérateur à l'aide de synoptiques et d'alarmes.

L'énergie déposée dans la cible augmente avec l'intensité du faisceau (environ 400 W pour une cible de 12 cm et un faisceau de 100 μA) imposant de fortes puissances cryogéniques. Le deutérium et l'hydrogène liquide sont alors refroidis dans un échangeur thermique, lui même refroidi par de l'hélium gazeux à ≈ 10 K. La puissance cryogénique associée à la cible a été portée à 500 W pour cette expérience (contre 200 W auparavant) en améliorant la vitesse de circulation et l'échange thermique.

6.2.3 Le bras électron

Pour cette expérience, le spectromètre HMS a été utilisé pour détecter les électrons diffusés dans la réaction élastique $e^-d \rightarrow e^-d$. Les informations angles et impulsions mesurées servent aussi à reconstruire l'énergie des deutons de recul dans cette réaction à 2 corps.

HMS est conçu pour détecter des particules d'impulsion 0.5-4.4 GeV/c avec une résolution de 4×10^{-4} et possède un grand angle solide (> 6 msr). Sa partie magnétique est constituée de trois quadrupôles et d'un dipôle supraconducteurs et les détecteurs localisés dans son plan focal sont placés dans une hutte en béton afin de les protéger du bruit ambiant dans le Hall. L'ensemble peut tourner autour de la cible primaire de 12.5 à 90°. Les électrons sont détectés dans deux chambres à dérive pour reconstruire leurs trajectoires et points d'impact ce qui permet la mesure de leur impulsion et la reconstruction du vertex de la réaction primaire. Deux hodoscopes X-Y plastiques sont utilisés pour réaliser le trigger primaire. Un détecteur Čerenkov et un calorimètre de verre au plomb sont finalement utilisés pour la réjection des pions.

6.2.4 Le bras deuton

Le spectromètre SOS du Hall C avait une trop faible acceptance pour l'expérience t_{20} et une optique mal adaptée pour focaliser les deutons sur la cible non étendue du polarimètre utilisé (POLDER). Un canal magnétique spécifique (figure 12) a donc été construit et optimisé pour obtenir un facteur de transmission maximal pour les deutons de recul associés aux électrons détectés dans HMS. L'autre fonction de ce canal est d'éviter au polarimètre une vue directe de la cible primaire, source de bruit de fond (neutron, γ ...), et d'assurer une sélection des particules en impulsion pour réduire le taux des particules chargées produites par des réactions parasites. Après simulation, une optique du type $Q_1Q_{25}Q_3D$ (figure 12) a été choisie avec des aimants chauds placés dans une configuration correspondant à un angle fixe de diffusion des deutons de recul (60.5°) pour des raisons de simplicité et de coût. Deux quadrupôles et le dipôle ont été récupérés aux États-Unis et remis en état. Le quadrupôle Q_{25} , possédant des caractéristiques inhabituelles (grande acceptance et composante sextupolaire du champ) a été construit en France et transporté aux États-Unis. SOS a été placé à 150° pour libérer la place et les alimentations électriques et d'eau froide de ses aimants utilisées pour ceux du canal deuton. L'optique spécifique de ce canal magnétique ne permettait pas une mesure précise de l'impulsion du

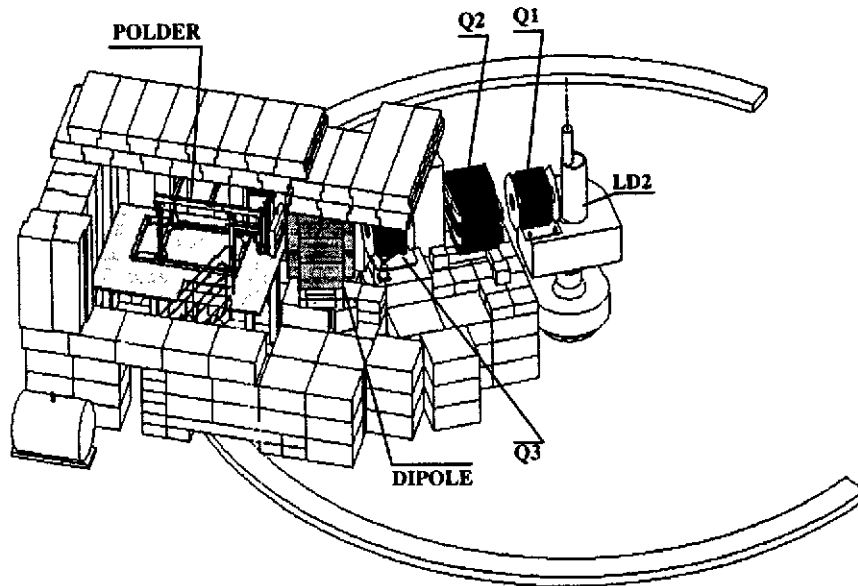


Figure 12: Schéma du canal deuteron dans l'expérience t_{20} .

deuteron. Cette information, nécessaire pour le polarimètre et pour fixer la valeur de Q^2 , est déduite des informations (impulsions et angles) mesurées pour les électrons incidents et diffusés.

L'angle fixe du deuteron impose de faire varier l'énergie du faisceau (entre 1.4 et 4 GeV) et l'angle de HMS pour l'électron diffusé (de 36° à 20°) afin obtenir 6 différentes valeurs du moment transféré (cf relation 24). Le choix des énergies du faisceau et de l'angle du canal deuteron est un compromis entre plusieurs exigences [47]. Pour une cinématique élastique, le taux de comptage augmente approximativement comme E_e^2 pour une valeur de Q^2 donnée. Mais l'acceptance en énergie de l'électron augmente avec l'énergie du faisceau E_e , ainsi que le rapport entre les angles solides requis pour les spectromètres deuteron et électron. Ceci a conduit au choix d'un nouveau spectromètre deuteron à grand angle solide. L'énergie maximale disponible au Jefferson Laboratory était de 4 GeV et le moment transféré maximal mesurable dans cette expérience, limité par le domaine d'utilisation en énergie du polarimètre, est de 1.8 (GeV/c)^2 . L'angle de 60.5° choisi pour le deuteron correspond donc à cette cinématique (1.8 (GeV/c)^2 et 4 GeV) qui est celle nécessitant le plus de temps de mesure. Les autres énergies utilisées sont en général, par commodité pour l'accélérateur, des multiples de 800 MeV.

6.2.5 Le polarimètre POLDER

Le polarimètre POLDER (POLArimètre à DEuteron de Recul) [6, 48, 49] est basé sur la réaction d'échange de charge $^1\text{H}(\vec{d}, 2p)n$. Cette réaction [50] possède des pouvoirs d'analyse tensoriels et

une section efficace de réaction importante dans un domaine en énergie deuton (160–500 MeV) qui correspond à un domaine de moment transféré Q^2 de 0.6–1.8 (GeV/c)².

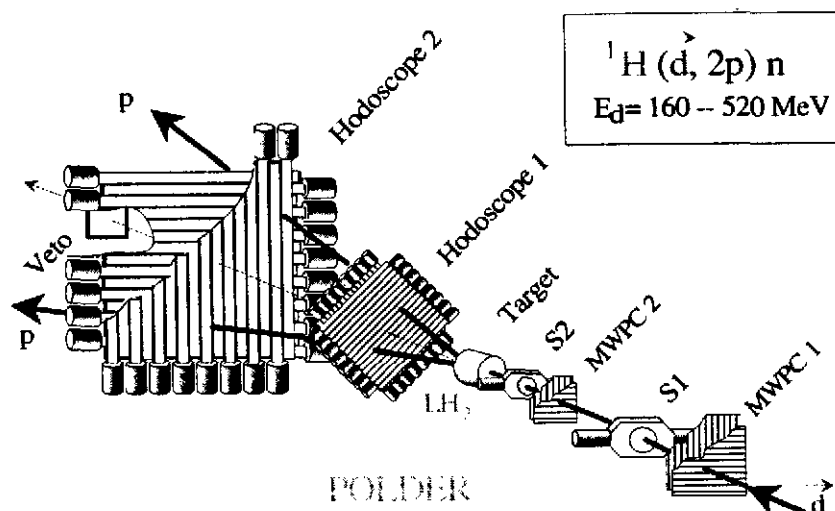


Figure 13: Schéma de principe du polarimètre POLDER.

Le dispositif expérimental associé à la réaction $^1\text{H}(\vec{d}, 2\text{p})\text{n}$ (figures 13 et 14) est constitué d'une cible d'hydrogène liquide et de deux ensembles de détection qui déterminent la présence et la direction du deuton incident et des 2 protons de la réaction d'échange de charge. Le nombre de deutons incidents, nécessaire pour la normalisation absolue de la section efficace, est mesuré avant la cible par la coïncidence de deux détecteurs composés de scintillateurs plastiques minces. La direction des deutons est déterminée par deux chambres à fils proportionnelles MWPC (Multi-Wire Proportional Chamber) qui permettent aussi de rejeter les événements où plusieurs particules sont présentes avant la cible. La cible d'hydrogène liquide (LH_2) est de forme cylindrique et d'une longueur de 20.6 cm. L'hydrogène est refroidi à une température de 19 K, contrôlée précisément car une variation de 1 K change la densité, et donc l'efficacité du polarimètre, de 2%. La longueur effective de cible traversée par le faisceau dépend du point d'impact du deuton, et elle est déterminée grâce à une mesure mécanique précise de la forme de la cible et aux informations fournies par les chambres à fils.

Les protons créés dans la cible par la réaction $^1\text{H}(\vec{d}, 2\text{p})\text{n}$ sont détectés après la cible dans deux hodoscopes mesurant les informations X et Y de leurs points d'impact dans 2 plans de barres de plastique scintillant minces. Le nombre de barres touchées par hodoscope signe la présence des 2 protons et le numéro de ces barres permet de les localiser et de reconstruire leurs trajectoires. Avec les directions du deuton et des celles des 2 protons, les informations angulaires (θ et ϕ) pour la section efficace sont obtenues et permettent l'analyse qui déterminera les polarisations des deutons (relation 21).

Tous les détecteurs de POLDER sont très peu sensibles aux particules neutres et génèrent peu de

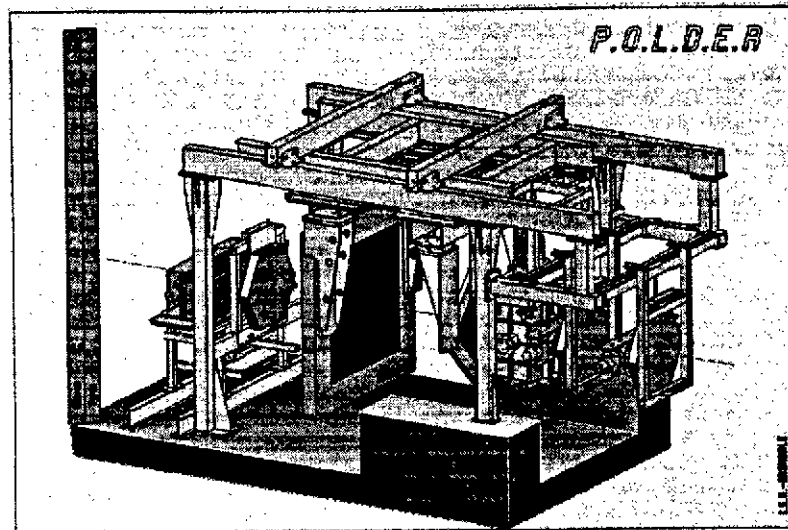


Figure 14: Vue CAO des éléments du polarimètre POLDER.

réactions parasites. La réaction d'analyse est donc identifiée par la présence de 1 particule incidente et de 2 particules après la cible, toutes supposées chargées, aux angles avant et avec la vitesse du deuton incident. Il n'y a donc pas d'identification des particules à proprement parler et les réactions parasites ou de bruit de fond sont rejetées par un nombre limité de coupures simples de type géométrique ou de temps de vol. Ce polarimètre est ainsi très stable vis à vis des conditions d'expériences et permet une mesure reproductible des sections efficaces absolues de la réaction $^1\text{H}(\vec{d},2p)n$ au niveau du %, ce qui est nécessaire pour la détermination précise de t_{20} [6, 49].

Le polarimètre a été calibré auprès de l'accélérateur SATURNE à Saclay, avec des faisceaux de deutons de polarisation connue, dans le domaine en énergie 140–520 MeV utilisé lors de la mesure au Jefferson Laboratory [48]. Le polarimètre a ensuite été transporté par avion aux Etats-Unis et remonté pour l'expérience dans le plan focal du canal deuton (figure 12).

POLDER a été installé sur une plate-forme à 3 m du sol du Hall C pour être à la hauteur du faisceau. L'ensemble de la plate-forme et du détecteur est entouré par des blocs de fer et de béton, formant une enceinte de plus de 1 m d'épaisseur pour protéger le polarimètre et son électronique du fort bruit de fond ambiant dans le hall.

6.2.6 Résultats sur les observables t_{20} ou T_{20}

Les prises de données de l'expérience au Jefferson Laboratory ont duré plus de 4 mois avec près d'un mois pour le dernier point mesuré à 1.8 (GeV/c)^2 . Les résultats de cette expérience pour l'observable t_{20} étendent le domaine en Q^2 par un facteur 2 (voir figure 15). La polarisation mesurée est exprimée à $\theta_e=70^\circ$ et a été corrigée des effets de la précession du spin dans le dipôle du canal deuton. Ces données

sont préliminaires et l'analyse finale devrait fournir des résultats avec des barres d'erreur réduite d'un facteur 2 [47].

La figure (15) contient aussi les autres données publiées [17, 40, 41]. Les données de Bonn [43] et certains des résultats mesurés à Novosibirsk ne sont pas représentés sur la figure, car de faible qualité statistique. De même une grande variété de prédictions existent, mais seules les prédictions de modèles récents [22, 24, 25, 28] sont inclus dans la figure pour discussion (voir les comparaisons plus complètes faites dans [17, 41, 51]). Les points mesurés à Bates [17] peuvent être comparés avec les deux premiers points de l'expérience du Jefferson Laboratory. Si les points de Bates sont systématiquement plus bas, les deux mesures restent compatibles dans les barres d'erreurs actuelles. En comparant les résultats

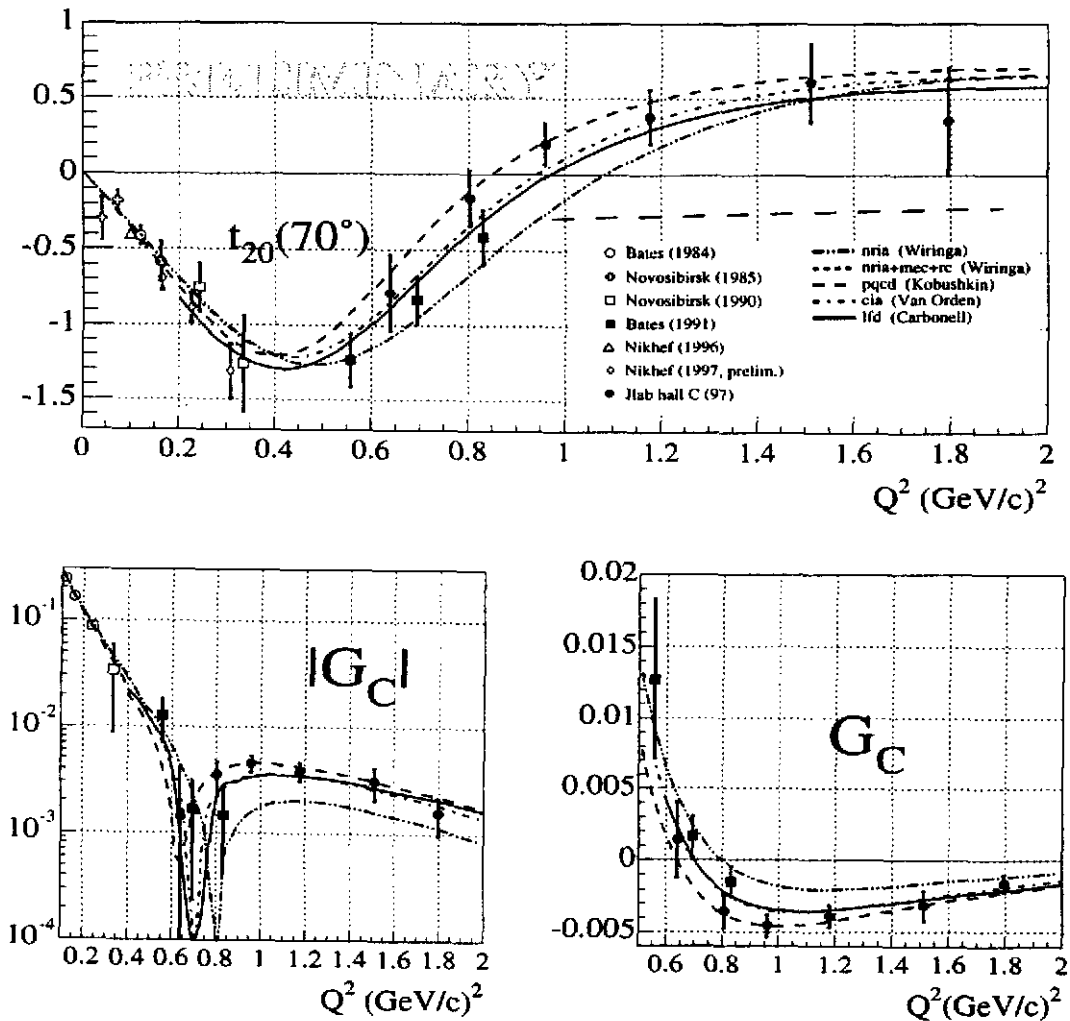


Figure 15: Observable t_{20} et facteur de forme de charge G_C .

et les prédictions théoriques pour t_{20} sur la figure (15), il apparaît que les deux modèles relativistes (Complete Impulse Approximation (CIA) [24] et Light Front Dynamics (LFD) [25]) sont en accord

avec les données sur l'ensemble du domaine en Q^2 . Les prédictions du modèle NR1A ne reproduit pas aussi bien les données, mais en incluant les corrections relativistes et celles des courants d'échange (MEC+RC) [22] une description satisfaisante des données est atteinte. Les données à grand Q^2 ne sont pas en accord avec le comportement simple prédit par des modèles basés sur la pQCD comme l'illustre la comparaison avec un modèle récent [28]. Ceci n'est pas contradictoire avec les résultats obtenus au niveau de la fonction de structure $A(Q^2)$ pour laquelle le régime de scaling ne semble atteint que vers $3-4$ $(\text{GeV}/c)^2$ (cf paragraphe 6.3).

6.2.7 Facteurs de forme des systèmes $A=2,3,4$

En combinant les données existantes de $A(Q^2)$ et $B(Q^2)$ avec celles mesurées pour t_{20} , il est possible d'extraire la contribution individuelle du facteur de forme G_C .

Les valeurs obtenues sont montrées dans la partie inférieure de la figure (15) (en échelles logarithmique et linéaire) avec les prédictions de modèles [22, 24, 25]. Les données de G_C des expériences du Jefferson Laboratory et de Bates indiquent la présence d'un noeud autour de $0.6-0.8$ $(\text{GeV}/c)^2$. Cette position doit être déterminée précisément car elle est sensible à la partie courte portée de l'interaction nucléon-nucléon.

La position du noeud de G_C peut aussi être reliée à celles mesurées pour les facteurs de forme isoscalaires des systèmes $A=3$ et $A=4$ [15]. Le noyau ${}^4\text{He}$, de spin 0, ne possède qu'un seul facteur de forme de charge isoscalaire qui est déterminé par une simple mesure de section efficace. Les noyaux $A=3$ (${}^3\text{H}$ et ${}^3\text{He}$) ont un spin $1/2$ et deux facteurs de forme, monopolaire de charge et dipolaire magnétique, qu'il faut séparer par des mesures de sections efficaces (séparation de Rosenbluth) ou de polarisation. Comme ces noyaux ont un isospin $1/2$, les facteurs de forme possèdent des composantes isoscalaires et isovectorielles. En considérant la symétrie d'isospin il est possible de les séparer en combinant les résultats obtenus sur les facteurs de forme de ces 2 noyaux [15]. Pour le deuton le facteur de forme de charge déterminé en diffusion élastique est isoscalaire alors que celui mesuré en électrodésintégration à grand angle est un facteur de forme magnétique isovectoriel. L'ensemble de ces facteurs de forme, et la position de leurs noeuds, sont bien reproduits à l'aide de potentiels NN incluant les courants d'échange (MEC) et les corrections relativistes. Les forces à 3 corps semblent peu influencer sur les facteurs de forme des systèmes $A=3$ et une relation linéaire a été trouvée entre les positions des noeuds et des minima des facteurs de forme de charge isoscalaire du deuton et celui déduits des noyaux $A=3$ [16]. Les données de l'expérience du Jefferson Laboratory localiseraient le changement de signe de G_C à une valeur un peu plus basse en moment transféré que celle déduite des données de Bates [17]. Ceci serait en meilleur accord avec les résultats obtenus pour les facteurs de forme isoscalaires des systèmes $A=3$ et avec les calculs complets NR1A+MEC+RC qui décrivent bien l'ensemble des données. Les mesures futures en cible polarisée devraient aussi couvrir la région $0.4-0.8$ $(\text{GeV}/c)^2$. Les résultats mesurés pour G_C dans le domaine $0.8-1.2$ $(\text{GeV}/c)^2$ permettront aussi de tester pour la première fois la relation entre les minima des facteurs de forme de charge isoscalaires des systèmes $A=2$ et 3 [16].

Aucune expérience n'apparaît actuellement en mesure d'étendre les mesures de polarisation réalisée au Jefferson Laboratory et donc de séparer les facteurs de forme du deuton à plus grand Q^2 .

6.3 Mesure de $A(Q^2)$ au Jefferson Laboratory

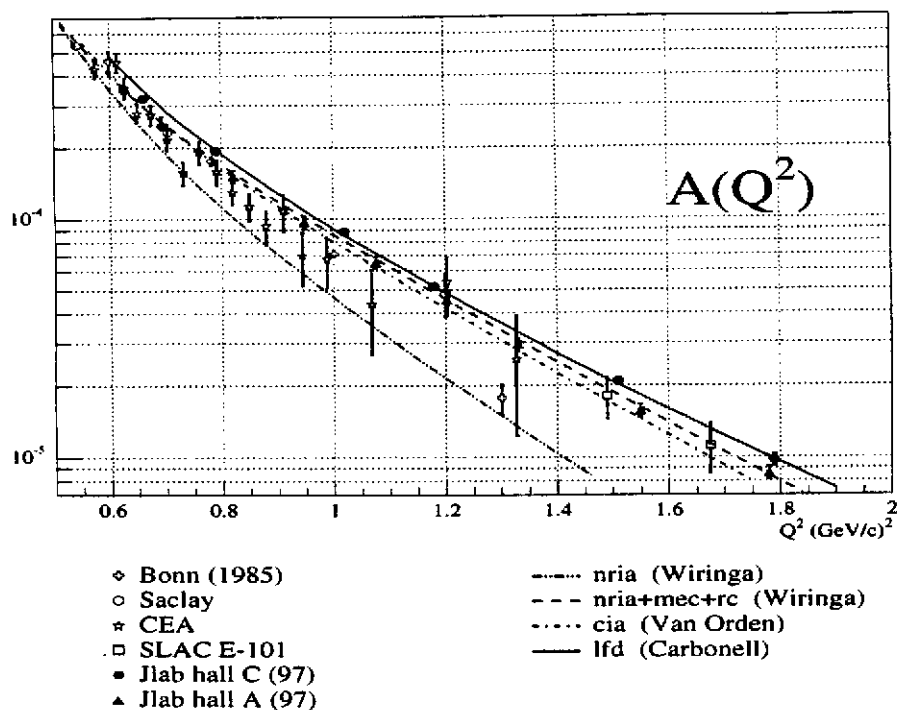


Figure 16: Fonction de structure élastique $A(Q^2)$.

Deux expériences [34, 35] ont été réalisées récemment au Jefferson Laboratory pour déterminer la fonction de structure élastique du deuton $A(Q^2)$. Les résultats mesurés fournissent ainsi de nouvelles données autour du $(\text{GeV}/c)^2$, région pour laquelle les résultats existants [13, 31, 32, 33] présentaient des écarts importants, et de les étendre jusqu'à $6 (\text{GeV}/c)^2$.

L'une des expériences [34] s'est déroulée dans le Hall C avec le dispositif expérimental de l'expérience t_{20} . Le deuton était détecté avec la partie avant du polarimètre POLDER et sans mesure de polarisation. Un collimateur spécial et une cible primaire plus courte (4.5 cm) ont été utilisés. Les résultats de $A(Q^2)$ couvrent le même domaine en Q^2 que celui des mesures de t_{20} et ils sont donc utilisés pour la détermination individuelle du facteurs de forme de charge G_C .

La seconde expérience [35], réalisée dans le Hall A du Jefferson Laboratory, a mesuré $A(Q^2)$ dans un domaine en Q^2 beaucoup plus étendu car l'objectif était d'atteindre la région du scaling prédite par les modèles de type pQCD. L'expérience du Jefferson Laboratory a utilisé les 2 spectromètres HRS du Hall A et une cible de deutérium de forte puissance cryogénique similaire à celle décrite pour l'expérience t_{20} . Des faisceaux d'énergie de 3.2 à 4 GeV, et des intensités de 5 à 120 μA ont été utilisés.

L'ensemble des résultats de $A(Q^2)$ dans le domaine du $(\text{GeV}/c)^2$ est présenté sur la figure (16)

avec les prédictions de modèles théoriques récents [22, 24, 25]. Les nouveaux résultats de $A(Q^2)$ du Jefferson Laboratory, mesurées avec des barres d'erreur plus faibles, sont globalement en accord avec les données du SLAC et contredisent celles des références [31, 33]. Sans rentrer dans une discussion sur les mérites comparés des modèles, on voit que de nouveau la prise en compte des MEC (courant d'échange) et des corrections relativistes [22] dans les modèles NRIA améliore la description des données. Les nouveaux modèles relativistes [24, 25] décrivent aussi correctement le comportement des données expérimentales. On peut noter que ces prédictions dépendent des facteurs de forme des nucléons dont les paramétrisations peuvent différer fortement à grand Q^2 . Des mesures précises sur ces facteurs de forme à grands moments transférés sont donc aussi nécessaires pour permettre d'identifier les effets des paramètres spécifiques au deuton (MEC, composantes relativistes, ...) dans ces calculs.

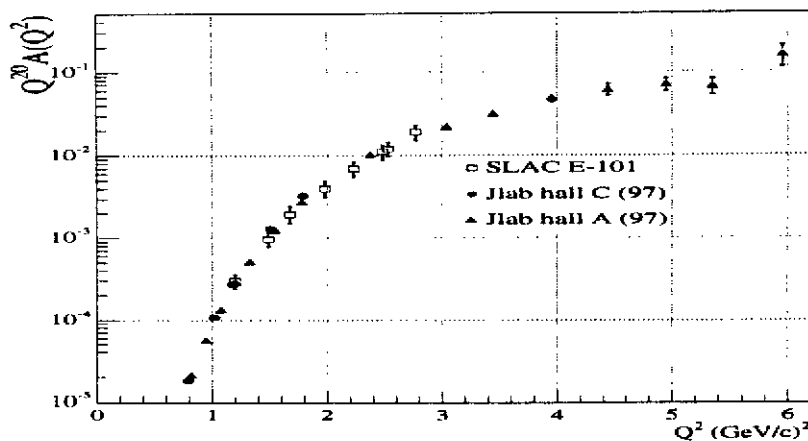


Figure 17: Scaling de la fonction de structure $A(Q^2)$.

La figure (17) représente le produit de la fonction de structure $A(Q^2)$ par Q^{20} , en fonction de Q^2 . On observe dans cette représentation que les données tendent à saturer et atteindre un plateau au delà de 4 $(\text{GeV}/c)^2$. Ce comportement est celui de type règle de comptage prédit par pQCD et avait déjà été observé pour le proton et le pion [27], mais pas encore clairement pour le deuton [32]. Les données mesurées récemment en photodésintégration du deuton suivent elles aussi un comportement de type scaling pour les grands moments transverses du deuton [52]. On peut noter que la mesure des points extrêmes à 6 $(\text{GeV}/c)^2$ représente une prouesse expérimentale car les sections efficaces pour ces valeurs en Q^2 sont de $2 \cdot 10^{-41} \text{ cm}^2/\text{sr}$ (typiquement des sections efficaces rencontrées dans la diffusion neutrino-proton à quelques dizaines de MeV). On peut noter que ces données étendent celles mesurées au SLAC alors que l'énergie du faisceau de CEBAF étant un facteur 4 plus faible, la section efficace de Mott est environ 16 fois moins importante à même Q^2 (relation 29). L'explication tient en partie au fait que les très faibles cycles utiles des faisceaux du SLAC rendent difficile l'utilisation de fortes luminosités (taux de comptage instantanés et problèmes de fortuites [9]) dans ces expériences de coïncidences.

Dans le futur, les mesures de $A(Q^2)$ pourraient être étendues au Jefferson Laboratory à 9 $(\text{GeV}/c)^2$

avec des faisceaux de 8 GeV [53].

7 Conclusions

Ce cours s'est attaché à présenter le contexte général et les développements récents de l'étude de la structure électromagnétique du deuton. Le lecteur aura pu se rendre compte des enjeux importants de cette problématique et de l'intérêt constant qu'elle suscite depuis plusieurs décennies tant du point de vue théorique qu'expérimental.

Expérimentalement la mise en service d'accélérateurs multi-GeV à grand cycle utile, comme CEBAF, et les progrès faits sur les cibles polarisées ainsi que la mise au point de polarimètres pour les deutons ont permis une nouvelle série de mesures de sections efficaces et d'observables de polarisation. Les résultats obtenus lèvent certaines incohérences observées dans les anciens jeux de données et étendent aux grandes valeurs de moment transféré plusieurs observables de la diffusion élastique électron-deuton. Les données couvrent ainsi le domaine des noeuds des facteurs de forme G_C et G_M , dont la position est très sensible aux ingrédients physiques des modèles. De plus les résultats expérimentaux sont maintenant disponibles dans un domaine en Q^2 pour lequel les fonctions d'onde des nucléons dans le deuton se recouvrent fortement. Pour plusieurs des observables expérimentales présentées, il n'apparaît pas possible dans un futur proche d'étendre à plus grand Q^2 les données disponibles actuellement.

Au niveau théorique, des progrès ont été faits avec une meilleure prise en compte des effets des courants d'échange, des composantes isobariques et des corrections relativistes pour le calcul de la fonction d'onde du deuton. Plusieurs modèles traitant le deuton de manière complètement relativiste sont maintenant disponibles. Avec ces approches, une description satisfaisante de l'ensemble des résultats est obtenue. Un comportement asymptotique proche de celui prédit par des modèles de type pQCD est observé pour les données de $A(Q^2)$ aux plus grands Q^2 mesurés.

Les dernières mesures au Jefferson Laboratory permettront, en particulier avec les barres d'erreur finales de t_{20} , de mieux contraindre les ingrédients des modèles décrivant l'interaction NN à courte portée ou certaines composantes relativistes de la fonction d'onde du deuton. Ceci devrait permettre des avancées sur la description des systèmes légers et sur le neutron. Enfin la manifestation de la structure en quarks du deuton ou la validité des modèles pQCD peuvent être étudiées dans les données mesurées aux plus grands Q^2 .

Dans le cadre général de cette problématique, de nouvelles expériences sur les fonctions de structure élastiques du deuton et des systèmes $A=3$ sont prévues ou possibles avec les faisceaux actuels ou futurs de CEBAF. Dans les années à venir des expériences sur les facteurs de forme de charge du proton et du neutron devraient aussi compléter ou étendre à grands Q^2 les données existantes.

Mes remerciements à: Jean-Sébastien Réal pour la mise au point du document, Michel Garçon et Jean Mougey pour une relecture minutieuse et à Jaume Carbonell et Bertrand Desplanques pour leur aide aux expérimentateurs soucieux de présenter les aspects théoriques de leur problématique.

References

- [1] K.S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley and Son Editions, Inc, p. 80
- [2] J.L. Forest *et al.*, *Phys. Rev.* **C54** (1996) 646.
- [3] B. Desplanques, *Cours de l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire 1984*, Maubuisson, France.
- [4] G.G.Ohlsen, *Rep. Prog. Phys.* **35** (1972) 717 et *Phys. Rev.* **C54** (1972) 1205.
- [5] A. Boudard, *Cours de l'Ecole Joliot Curie de Physique Nucléaire 1988*, Maubuisson, France.
- [6] J.S. Réal, *Thèse UJF-Grenoble I*, ISN 94-05, 1994.
- [7] *Polarization Phenomena in Nuclear Reactions* (University of Wisconsin Press), Madison, 1971.
- [8] M. Garçon, *Proceedings of the "The 20 years of Saturne 2" Conference*, World Scientific Publishing Co (A. Boudard and P.A. Chamouard Editors), Paris, Mai 1998
- [9] V. Breton, *Cours de l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire 1992*, Maubuisson, France.
- [10] H. Fonvieille, *Cours de l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire 1992*, Maubuisson, France.
- [11] T.W. Donnelly, *Modern Topics in Electron Scattering*, World Scientific Publishing (B. Frois and I. Sick Editors), ISBN 9971-50-975-X, 1991, p. 566.
- [12] E.L. Lomon, *Ann. of Phys.* **125** (1980) 309.
- [13] S. Platchkov *et al.*, *Nucl. Phys* **A510** (1990) 740.
- [14] A. Amghar, *Thèse UJF Grenoble 1*, ISN 93-78 ;
A. Amghar *et al.*, *The Europ. Journal of Phys.* **A1** (1998) 85.
- [15] B. Frois, *Cours de l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire 1992*, Maubuisson, France.
- [16] H. Henning *et al.*, *Phys. Rev.* **C52** (1995) R471.
- [17] M. Garçon *et al.*, *Phys. Rev.* **C49** (1994) 2516; et références incluses.
- [18] M. Haftel, L. Mathelitsch and H. Zingl, *Phys. Rev.* **C22** (1980) 1285.
- [19] M. Gari and H. Hyuga, *Nucl. Phys.* **A264** (1976) 409.
- [20] S. Auffret *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985) 1362.
- [21] R.G. Arnold *et al.*, *Phys. Rev.* **42** (1990) R1.
- [22] R.B. Wiringa, V.G.J. Stoks and R. Schiavilla, *Phys. Rev. C* **51** (1995) 38.
- [23] E. Hummel and J.A. Tjon, *Phys. Rev.* **C42** (1990) 423.
- [24] J.W. Van Orden, N. Devine and F. Gross, *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 4369.
- [25] J. Carbonell *et al.*, *Phys. Reports.* **300** (1998), 215.
- [26] A. Buchmann *et al.*, *Nucl. Phys.* **A496** (1989) 621.
- [27] S.J. Brodsky *et al.*, *Phys. Rev.* **D14** (1976) 3003.

- [28] A. Kobushkin and A. Syamtomov, *Phys. Rev.* **D49** (1994), 1637.
- [29] AIP Proceedings 343 of the High Energy Spin Physics Conference, 11th International Symposium, Bloomington (In, USA), 1994
- [30] L. Mo et Y. Tsai, *Rev. Mod. Phys.* **41** (1969) 205.
- [31] J. E. Elias *Phys. Rev.* **177** (1969) 2075.
- [32] R. G. Arnold *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 776.
- [33] R. Cramer *et al.*, *Z. Phys.* **C29** (1985) 513.
- [34] D. Pitz *et al.*, Proceedings of the "Baryons 98" Conference, World Scientific Edition, Bonn (Allemagne), Septembre 1998; D. Abbott *et al.*, preprint nucl-ex/9810017, <http://xxx.lanl.gov/>, à paraître dans *Phys. Rev. Lett.* 1999.
- [35] J. Gomez *et al.*, Proceedings of the "Few Body Problems in Physics" Conference, Autrans (France), Juin 1998, à paraître dans *Few Body Systems Suppl.* (1998); L.C. Alexa *et al.*, preprint nucl-ex/98122002, <http://xxx.lanl.gov/>, à paraître dans *Phys. Rev. Lett.* 1999.
- [36] P. E. Bosted *et al.*, *Phys. Rev.* **C42** (1990) 38.
- [37] S. Auffret *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 649.
- [38] M.E. Schulze *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **52** (1984) 597.
- [39] M. Garçon, *Nucl. Phys.* **A508** (1990) 445c.
- [40] R. Gilman *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 1733.
- [41] M. Ferro-Luzzi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 2630 ;
M. Bouwhuis, Thesis Utrecht University (Netherlands), ISBN 90-393-1754-2, March 1998.
- [42] M. Ferro-Luzzi *et al.*, *Nucl. Inst. and Methods*, **A364** (1995) 44
- [43] B. Boden *et al.*, *Zeit. Phys.* **C49** (1991) 175
- [44] J.M. Cameron *et al.*, *Nucl. Inst. and Methods* **A305** (1991) 257.
- [45] E.J. Stephenson *et al.*, *Nucl. Inst. and Methods* **178** (1980) 345.
- [46] CEBAF sur le web: <http://www.cebaf.gov>
- [47] CEBAF Proposal PR-94-018. S. Kox et E. J. Beise porte-paroles.
- [48] L. Eyraud, Thèse UJF-Grenoble I, ISN 98-101, 1998.
Voir aussi <http://isnwww.in2p3.fr/polder/Polder.html> et <http://t20.jlab.org/>
- [49] S. Kox *et al.*, *Nucl. Inst. and Methods* **A346** (1994) 527.
- [50] J. Carbonell, M. Barbaro and C. Wilkin, *Nucl. Phys.* **A529** (1991) 653.
- [51] M. Garçon *et al.*, Proceedings of the INPC98 Conférence, Paris, Août 1998.
- [52] C. Bochna *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 4576.
- [53] G.G. Petratos, Proceedings of the Workshop "CEBAF at Higher Energy", Newport-News (VA, USA), Avril 1994.

MESONS DANS LA MATIERE HADRONIQUE DENSE ET CHAUDE

Guy CHANFRAY

Institut de Physique Nucléaire de Lyon

Université Claude Bernard-Lyon I

43 Boulevard du 11 Novembre 1918, 69622 Villeurbanne cedex

chanfray@ipnl.in2p3.fr

Résumé : Ce cours a pour objet d'étudier les modifications des propriétés des mésons tels que les pions, rhos, omégas ou kaons de la matière nucléaire ordinaire à la matière hadronique dense et chaude. Il a ainsi également pour objet de fournir un lien entre la physique des énergies intermédiaires ou physique subnucléonique étudiée auprès des machines dans le domaine du GeV et la physique des ions lourds relativistes en particulier *via* la production de dileptons. Un accent tout particulier est porté sur l'influence de la symétrie chirale et sa restauration sur l'évolution de propriétés telles que les masses et les constantes de couplage, tout en en présentant les conséquences expérimentales.

Abstract : Medium modifications of mesons such as pions, rhos, omegas or kaons from normal nuclear to hot and dense hadronic matter, are discussed. One aim of these lectures is thus to provide a connection between intermediate energy physics or subnucleonic physics studied around facilities in the *GeV* range and relativistic heavy ion physics with special emphasis on dilepton production. The consequences of chiral symmetry and its restoration on medium modification of observables such as masses and coupling constants, are studied together with a discussion of their experimental manifestations.

I - INTRODUCTION

Il est maintenant admis que la chromodynamique quantique (QCD), dont les degrés de liberté fondamentaux sont les quarks et gluons colorés, est la théorie de jauge décrivant les interactions fortes. Comme on le sait, QCD possède deux propriétés remarquables qui sont la liberté asymptotique et le confinement de la couleur. Le terme liberté asymptotique signifie que les configurations de petites tailles observées pendant un temps suffisamment court se comportent comme des configurations libres ou faiblement interagissantes. Cette propriété se traduit par le fait que la constante de couplage effective de QCD tend vers zéro, d'une façon calculable perturbativement, lorsque l'échelle d'impulsion Q tend vers l'infini, c'est-à-dire lorsque l'échelle de taille tend vers zéro. Les prédictions basées sur des calculs de QCD dans le régime perturbatif sont vérifiées expérimentalement avec une excellente précision en particulier grâce à la diffusion très inélastique de leptons qui a d'ailleurs permis de mettre en évidence directement l'existence des quarks.

La propriété de confinement de la couleur, quant à elle, stipule que seules les configurations de quarks et de gluons "blanches" (c'est-à-dire possédant une charge globale de couleur nulle ou plus techniquement invariante sous une transformation du groupe $SU(3)$ de couleur) peuvent exister avec une énergie et une taille finie. Il en résulte que le potentiel d'interaction doit croître linéairement avec la distance, interdisant ainsi la possibilité d'isoler un quark coloré; ce critère de confinement est utilisé en pratique dans les simulations numériques de la théorie discrétisée sur un réseau. Le confinement n'a jamais été "démonstré" mathématiquement (au sens usuel de ce terme) car mettant en jeu une échelle où QCD devient hautement non perturbatif. C'est la raison pour laquelle on doit faire appel aux calculs sur réseau qui donnent des indications très nettes en sa faveur. Par ailleurs, ces mêmes simulations numériques sur réseau prévoient une transition de phase de déconfinement lorsque la température atteint une certaine valeur critique; au delà de ce point critique on obtient un plasma de quarks et de gluons dont les interactions mutuelles disparaissent complètement lorsque la température devient infinie. Le programme expérimental d'ions lourds ultrarelativistes a pour objet essentiel de mettre en évidence cette transition de phase et de "fabriquer" pendant un temps suffisamment long ce plasma de quarks et de gluons; je ne m'étendrai pas davantage sur cette question car elle est traitée dans les cours de M. Gonin et J.Y. Ollitrault, mais discuterai plutôt une autre caractéristique essentielle de QCD, la symétrie chirale.

La chromodynamique quantique possède en effet une symétrie presque exacte, la symétrie chirale $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$. L'existence de cette propriété des interactions fortes a été réalisée dès les années soixante, bien avant l'avènement de QCD. De nos jours, elle se "lit" directement sur le lagrangien de QCD comme provenant de sa (quasi)-invariance lorsque on effectue une transformation unitaire dans l'espace à deux saveurs (u,d) des quarks d'hélicité gauche (symétrie $SU(2)_L$) et des quarks d'hélicité droite (symétrie $SU(2)_R$). Il a aussi été compris dès les années soixante que cette symétrie ne se manifeste pas au niveau du spectre; on dit qu'elle est cachée ou encore spontanément brisée. La nature de cette symétrie est sans doute l'élément capital de la description et de la compréhension d'un très grand nombre de phénomènes relatifs au monde hadronique et nucléaire. En premier lieu cette brisure spontanée est à l'origine de l'existence d'un mode dit de Goldstone de masse (presque) nulle qui doit être identifié avec le pion. En outre, même si la symétrie est présente seulement de façon cachée, elle subsiste sous la forme de relations précises entre amplitudes reliant divers processus; ceci se traduit par une importante cohorte de théorèmes (théorèmes de pions mous,..) basés sur l'algèbre des courants ou de façon plus moderne sur la théorie des perturbations chirales. Je ne discuterai pas en détail cette question qui fait l'objet du cours de M. Knecht mais insisterai davantage sur ce qu'il advient de cette symétrie lorsque la température ou la densité baryonique augmente.

Le critère de confinement évoqué plus haut n'est réellement pertinent que lorsque les quarks sont "gelés" sur le réseau ce qui signifie que leur masse a été envoyée à l'infini. Lorsque l'on simule la théorie avec des masses de quarks u , d et s plus basses et plus proches de leurs valeurs réelles on obtient aussi une transition de phase à une température critique de l'ordre de 150MeV [1] qui correspond à la restauration de la symétrie chirale, transition présentant certaines analogies avec la restauration de la symétrie de rotation à la température de Curie dans un matériau ferromagnétique. Le paramètre d'ordre utilisé est ce que l'on appelle le condensat de quarks $\langle \bar{q}q \rangle$. Dans la phase brisée de basse température, il prend une valeur appréciable traduisant le fait que l'état fondamental (vide de QCD) est en réalité constitué

de paires de quarks-antiquarks scalaires (portant les nombres quantiques du vide) fortement corrélées. Lorsque la température augmente les excitations thermiques, et en premier lieu les pions qui sont de loin les plus légères, vont progressivement détruire cet appariement et le condensat va décroître. Il est clair que, lorsque l'on se rapproche de la transitions de phase, ce ne sont plus les pions qui gouvernent la restauration mais les fluctuations correspondant à des échelles de taille arbitrairement grandes. Au voisinage de la transition, on fait appel à des descriptions qui privilégient le rôle des symétries indépendamment de la nature exacte du hamiltonien "microscopique". Ainsi, si on se limite à deux saveurs (légères soit u et d), des arguments de classe d'universalité, bien connus en physique statistique, permettent de traiter la transition de phase grâce à une théorie effective de type Landau-Ginzburg équivalente, en ce qui concerne ses symétries, au "vénérable" modèle sigma linéaire dont nous parlerons dans un autre contexte dans la suite.

L'objet de ce cours ne sera pas la description de la transition de phase proprement dite, mais plutôt la description des mécanismes assurant cette restauration même assez loin de la transition. Ceci constitue un aspect d'une problématique plus générale concernant l'évolution des propriétés des hadrons lorsque l'on augmente soit la densité soit la température. Du fait de l'évolution de la structure du vide de QCD se traduisant par l'évolution des condensats (de quarks ou de gluons), on s'attend à ce que les mésons, qui sont les premières excitations de ce vide, soient modifiés. A température nulle, le rôle des degrés de liberté mésoniques constitue l'essence de la physique nucléaire des énergies intermédiaires ou physique subnucléonique étudiée auprès des machines d'énergie de l'ordre du GeV. Une information sur l'effet de la densité et de la température sur ces degrés de liberté requiert les collisions d'ions lourds relativistes. Un des objectifs centraux de ce cours sera de montrer comment les connaissances accumulées en physique des énergies intermédiaires, aussi bien à l'aide de sondes électromagnétiques que de sondes hadroniques, seront d'une importance cruciale pour l'étude de la matière hadronique dense et chaude produite dans les collisions d'ions lourds relativistes.

La deuxième partie est consacrée à quelques généralités concernant la symétrie chirale, sa brisure explicite et sa brisure spontanée. Nous discutons en particulier l'évolution du condensat de quarks à température et/ou densité finie caractérisant la restauration graduelle de cette symétrie, tout en donnant une première idée des conséquences observables expérimentalement. La troisième partie illustre un certain nombre des concepts à l'aide du modèle de Nambu-Jona-Lasinio permettant de calculer l'évolution de ce condensat. Dans la quatrième partie, après avoir introduit les modèles sigma linéaires et non linéaires, nous établissons un certain nombre de résultats (évolution de la masse du pion, du condensat de quarks et de la constante de désintégration du pion) indépendants de modèles et qui sont des conséquences de la symétrie chirale seule à basse température. Un des objectifs de la cinquième partie est de montrer que de nombreux résultats relatifs à la physique des pions dans les noyaux [2] sont d'une importance primordiale pour la compréhension de la problématique actuelle de la physique nucléaire et hadronique. A cet égard, nous discutons l'effet combiné des interactions pion-nucléon d'onde p à l'origine des modes collectifs pioniques dans les noyaux et d'onde s intimement liées au mécanisme de restauration de la symétrie chirale. Une attention toute particulière est ainsi portée à la densité scalaire de pions et à l'évolution d'observables telles que les constantes de couplage axiales ou les masses non seulement du pion mais également des kaons et antikaons à densité finie. La dernière partie est consacrée aux modifications des propriétés des mésons vecteurs tels que le méson rho dans la matière hadronique dense et chaude *via* la production de dileptons en collisions d'ions lourds relativistes. Après avoir présenté les propriétés des fonctions spectrales associées dans le vide et dans le milieu à l'aide de théories effectives (dominance vectorielle) ou de méthodes particulières (règles de somme de QCD et de Weinberg), nous discutons les explications proposées pour l'augmentation du taux de production de dileptons observée à basse masse invariante au CERN/SPS. Pour terminer cette introduction il convient de faire quelques remarques sur la rédaction de ce cours. Les différents modèles ou approches théoriques sont la plupart du temps présentés dans leur version la plus simplifiée; par contre les discussions des résultats sont souvent relatives à des versions (beaucoup) plus élaborées qui peuvent être étudiées dans les références données. Cette bibliographie est volontairement non exhaustive; j'ai en effet privilégié (de façon forcément subjective) les travaux qui me paraissent les plus appropriés comme complément direct de ce cours et qui correspondent le plus souvent à ceux que j'ai utilisés pour sa préparation.

II - GENERALITES SUR LA SYMETRIE CHIRALE ET SA RESTAURATION

1 - Symétries vectorielle et axiale

Le lagrangien de QCD met en jeu des champs de quarks existant sous six saveurs et trois couleurs et des champs de gluons existant dans huit états de couleur. En pratique, pour les considérations de symétries présentées ci-dessous, nous n'aurons pas besoin de la partie gluonique qui est toujours séparément invariante. Par ailleurs, nous ne nous intéresserons qu'aux saveurs légères u et d en gardant à l'esprit qu'un certain nombre de résultats pourront être généralisés si le quark s est introduit. On considère par suite le lagrangien de QCD en ne conservant que la partie cinétique et la partie de masse relative aux quarks u et d et en omettant l'indice de couleur :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QCD} &= i\bar{\psi}_u \gamma^\mu \partial_\mu \psi_u + i\bar{\psi}_d \gamma^\mu \partial_\mu \psi_d - m_u \bar{\psi}_u \psi_u - m_d \bar{\psi}_d \psi_d \\ &= i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - \frac{m_u + m_d}{2} \bar{\psi} \psi - \frac{m_u - m_d}{2} \bar{\psi} \tau_3 \psi \end{aligned} \quad (1)$$

où ψ_u et ψ_d désignent les champs de quarks u et d de masse m_u et m_d . Dans la deuxième expression, on a introduit un isospineur ψ sous forme de vecteur colonne et le vecteur ligne associé : $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_u \\ \psi_d \end{pmatrix} \quad \bar{\psi} = (\bar{\psi}_u, \bar{\psi}_d)$$

a . Symétrie vectorielle (isospin)

Considérons la transformation $SU(2)$:

$$\psi \rightarrow e^{i\alpha_k \frac{\tau_k}{2}} \psi$$

où les α_k ($k = 1, 2, 3$) sont des paramètres continus et les τ_k sont les matrices de Pauli. Si on oublie, ce que l'on fera la plupart du temps dans la suite, la petite violation d'isospin gouvernée par $(m_d - m_u)/2 \simeq 2 \text{ MeV} \ll M_H \sim 1 \text{ GeV}$, le lagrangien demeure invariant sous cette transformation. Le courant associé est le courant vectoriel (courant d'isospin) et la charge associée se confond avec (les trois composantes de) l'isospin :

$$V_k^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \frac{\tau_k}{2} \psi, \quad Q_k = \int d\mathbf{r} \psi^\dagger \frac{\tau_k}{2} \psi \equiv I_k \quad (2)$$

Dans la limite de la symétrie exacte ($m_u = m_d$), le hamiltonien commute avec l'isospin ($[I_k, H] = 0$). Cette propriété, associée au fait que l'isospin du vide est nul ($I_k |0\rangle = 0$), conduit à une structure en multiplets d'isospin du spectre des hadrons.

b . Symétrie axiale

Envisageons maintenant la transformation axiale qui diffère de la transformation vectorielle par le présence de la matrice γ_5 :

$$\psi \rightarrow e^{i\alpha_k \frac{\tau_k}{2} \gamma_5} \psi$$

Le courant associé est le courant axial (c'est un pseudo-vecteur) et la charge associée est la charge axiale :

$$A_k^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5 \frac{\tau_k}{2} \psi, \quad Q_k^5 = \int d\mathbf{r} \psi^\dagger \gamma_5 \frac{\tau_k}{2} \psi \quad (3)$$

Cette fois-ci, l'invariance exacte nécessite que les deux masses m_u et m_d soient nulles. Il y a donc une petite brisure de la symétrie, même si la symétrie d'isospin est exacte, et la divergence du courant axial n'est pas tout à fait nulle $\partial_\mu A_k^\mu = m i\bar{\psi} \gamma_5 \tau_k \psi$. La masse moyenne des quarks légers $m = m_u + m_d/2 \simeq 8 \text{ MeV}$ étant beaucoup plus petite que les masses hadroniques typiques, la symétrie est excellente *a priori* presque aussi bonne que la symétrie d'isospin. Cependant, comme nous allons le voir, cette symétrie n'est pas réalisée au niveau du spectre. Pour préciser ce point il est préférable d'introduire le concept associé de symétrie chirale.

2 - Symétrie chirale

On commence par introduire les champs de chiralité gauche et droite, la chiralité se confondant avec l'hélicité pour des particules de masse nulle, ce qui est (presque) le cas :

$$\psi_L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi, \quad \psi_R = \frac{1 + \gamma_5}{2} \psi \quad (4)$$

Le lagrangien se met alors (en supposant la symétrie d'isospin exacte) sous la forme :

$$\mathcal{L}_{QCD} = i\bar{\psi}_L \gamma^\mu \partial_\mu \psi_L + i\bar{\psi}_R \gamma^\mu \partial_\mu \psi_R - m(\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L) \quad (5)$$

Considérons une transformation chirale $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$, c'est-à-dire des transformations de $SU(2)$ agissant séparément sur les champs de quarks gauches et droits :

$$\begin{aligned} SU(2)_L : \quad \psi_L &\rightarrow e^{i\alpha_k \frac{\tau_k}{2}} \psi_L, & \psi_R &\rightarrow \psi_R \\ SU(2)_R : \quad \psi_R &\rightarrow e^{i\beta_k \frac{\tau_k}{2}} \psi_R, & \psi_L &\rightarrow \psi_L \end{aligned} \quad (6)$$

Dans la limite où m est nulle, le lagrangien est invariant sous cette transformation; cette symétrie est appelée symétrie chirale. La petite brisure de la symétrie axiale se retrouve dans une petite brisure de la symétrie chirale *via* le terme de masse qui mélange les champs droits et gauches. Les charges (presque conservées) sont les charges gauches et droites, combinaisons linéaires des charges vectorielles et axiales :

$$\begin{aligned} Q_L^k &= \int d\mathbf{r} \psi_L^\dagger \frac{\tau_k}{2} \psi_L = \frac{1}{2} (Q_k - Q_k^5) \\ Q_R^k &= \int d\mathbf{r} \psi_R^\dagger \frac{\tau_k}{2} \psi_R = \frac{1}{2} (Q_k + Q_k^5) \end{aligned} \quad (7)$$

3 - Brisure spontanée de la symétrie chirale

On peut montrer que les trois charges gauches et les trois charges droites précédentes forment séparément des algèbres de $SU(2)$; il suffit pour le vérifier d'utiliser les relations d'anticommutation canoniques des champs de quarks. En d'autres termes, les champs de quarks gauches et droits constituent deux représentations indépendantes de $SU(2)$. On pourrait ainsi en conclure qu'il existe deux mondes hadroniques indépendants construits sur les quarks gauches et les quarks droits. En particulier, dans la limite (presque) réalisée où la masse m est nulle, le hamiltonien commute avec les charges gauches et droites ce qui entraînerait un doublement des multiplets. Un tel doublement aurait pour conséquence que chaque hadron possède un "partenaire chirale" de parité opposée et (presque) de même masse. Ce scénario est manifestement exclu car on n'observe pas un tel doublement du spectre : par exemple, le premier hypothétique partenaire chirale du nucléon est la résonance S_{11} dont la masse est supérieure à 1.5 GeV . Ce scénario suppose en réalité que le vide soit invariant sous la symétrie, ce qui n'est réalisé que pour la charge vectorielle d'isospin et on parle de réalisation de la symétrie de type Wigner. Par contre, le vide n'est pas invariant sous une transformation axiale ou, dit autrement, la charge axiale du vide n'est pas nulle : $Q_k^5 |0\rangle \neq 0$. Dans ce cas la symétrie, bien que manifeste au niveau du lagrangien ou du hamiltonien, n'est pas présente dans l'état fondamental et par suite dans le spectre; on parle alors de symétrie spontanément brisée de type Goldstone. Il n'en reste pas moins que Q_k^5 commute avec le hamiltonien, ce qui implique que son action sur le vide donne un état qui a la même énergie que le vide. Un tel état ne peut être réalisé que si il existe des particules de masse nulle qu'on appelle des bosons de Goldstone. Ce résultat que l'on peut démontrer formellement est le théorème de Goldstone. Dans le cas de QCD, le boson de Goldstone associé doit être identifié avec le pion. L'existence d'un tel "mode mou" est ainsi une conséquence directe de la brisure spontanée de la symétrie chirale. Cependant, la masse des pions, bien que très petite à l'échelle hadronique, n'est pas nulle du fait de la petite brisure explicite de la symétrie chirale.

Cette brisure spontanée a pour conséquence que l'élément de matrice du courant axial et donc de la charge axiale entre le vide et un état à un pion n'est pas nul :

$$\langle 0 | \mathcal{A}_k^\mu(x) | \pi_j(p) \rangle = -i \delta_{jk} f_\pi p^\mu e^{-ipx} \quad (8)$$

La constante de désintégration du pion $f_\pi = 94 \text{ MeV}$ joue le rôle de paramètre d'ordre associé à la brisure spontanée. Un autre paramètre d'ordre est fourni par le condensat de quarks défini par :

$$\langle \bar{q}q \rangle = \frac{1}{2} \langle 0 | \bar{\psi}_u \psi_u + \bar{\psi}_d \psi_d | 0 \rangle = \frac{1}{2} \langle 0 | \bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L | 0 \rangle \quad (9)$$

Sa valeur non nulle (voir plus bas) montre explicitement la présence d'un mélange des quarks gauches et droits dans le vide de QCD. On notera que $\langle \bar{q}q \rangle$ est conventionnellement pris comme étant relatif à une saveur de quark. Ces deux condensats f_π et $\langle \bar{q}q \rangle$ peuvent être reliés entre eux. Pour établir cette relation, on part de l'identité opératorielle :

$$[Q_i^5, [Q_j^5, H]] = \delta_{ij} \int dr m \bar{\psi} \psi(r) \quad (10)$$

On en prend l'élément de matrice sur le vide de QCD et on sature le double commutateur avec une base d'états $|n\rangle$; on obtient ainsi une règle de somme une fois pondérée en énergie :

$$\sum_n 2E_n |\langle n | Q_i^5 | 0 \rangle|^2 = - \int dr 2m \langle \bar{q}q \rangle \quad (11)$$

Si on se limite pour les états $|n\rangle$ à la contribution des états à un pion qui est dominante, on obtient en utilisant (8), la relation de Gell-Mann-Oakes-Renner (GOR) :

$$m_\pi^2 f_\pi^2 = -2m \langle \bar{q}q \rangle \quad (12)$$

Cette relation, valable au plus bas ordre dans les paramètres de brisure explicite m_π et m , permet de relier le condensat au niveau macroscopique f_π (hadrons) au condensat au niveau microscopique $\langle \bar{q}q \rangle$ (quarks). Prenant une masse de quarks de 8 MeV , on obtient $\langle \bar{q}q \rangle \simeq -(220 \text{ MeV})^3$, soit une densité scalaire de quarks de l'ordre de -1.4 fm^{-3} . Cette valeur élevée du condensat, correspondant au scénario dit du condensat fort, semble être confirmée par les calculs sur réseau avec toutes les réserves habituelles sur la validité de ces calculs pour des basses masses de quarks. Cela étant, l'analyse en perturbations chirales n'exclut pas une valeur beaucoup plus faible signifiant qu'il pourrait y avoir des corrections importantes à apporter à la relation GOR [3]. Dans la suite nous privilégierons ce scénario du condensat fort bien qu'un certain nombre de résultats n'en dépendent pas directement.

4 - Brisure explicite de la symétrie chirale : commutateurs sigma

Rappelons tout d'abord le théorème bien connu de Feynman-Hellmann. Soit un hamiltonien qui se met sous la forme $H = H_0 + H'$ où H' dépend linéairement d'un paramètre λ suivant $H' = \lambda h'$. Soit $|\Phi(\lambda)\rangle$ un état propre exact (normé à l'unité) de H avec l'énergie propre $E(\lambda)$. Le théorème stipule que :

$$\langle \Phi(\lambda) | H' | \Phi(\lambda) \rangle = \lambda \frac{\partial E(\lambda)}{\partial \lambda} \quad (13)$$

Nous allons appliquer ce théorème dans le cas de QCD pour lequel le hamiltonien H est :

$$H = H_0 + H_{\chi SB} = H_0 + m \int dr \bar{\psi} \psi \quad (14)$$

H_0 est la partie invariante chirale du lagrangien et le paramètre de brisure m joue le rôle de λ . On définit pour chaque état $|h\rangle$ de hadron (que l'on prendra au repos) de masse M_h , un (double) commutateur sigma par :

$$\Sigma_h = \langle h | [Q_i^5, [Q_i^5, H]] | h \rangle_{\text{conn}} = \langle h | H_{\chi SB} | h \rangle = \int dr m \langle h | \bar{\psi} \psi(r) | h \rangle = m \frac{\partial M_h}{\partial m} \quad (15)$$

La première égalité est la définition du commutateur sigma et le suffixe "conn" signifie que la contribution du vide a été soustraite; il s'agit donc d'une quantité caractéristique du hadron. La deuxième égalité est obtenue par utilisation de (10) et la dernière provient du théorème de Feynman-Hellmann. De façon évidente, ce commutateur sigma constitue une mesure de la brisure explicite de la symétrie chirale dans le hadron correspondant à la déviation de sa masse par rapport à un monde chiral exact. On peut également noter que Σ_h/m , qui a une limite finie lorsque la symétrie chirale est exacte, représente la densité scalaire de quarks intégrée dans le hadron.

La détermination de ces quantités fondamentales que constituent les commutateurs sigma se fait en général à partir de données expérimentales en utilisant des propriétés reliées à la symétrie chirale. Il est cependant utile, et d'interprétation physique plus directe, d'utiliser des théories effectives hadroniques formulées directement en termes de degrés de liberté hadroniques pertinents. Nous verrons plus loin comment construire ces théories mais mentionnerons simplement pour l'instant qu'une telle théorie devra contenir les propriétés de symétrie (et de brisure) présentes au niveau de la théorie fondamentale QCD. Ainsi, dans une théorie où les pions sont incorporés par l'intermédiaire de champs canoniques $\Phi_i(\mathbf{r})$ ($i = 1, 2, 3$), le hamiltonien de brisure de la symétrie chirale sera simplement, au plus bas ordre, le terme de masse :

$$H_{\chi SB} = \int d\mathbf{r} \frac{1}{2} m_\pi^2 \Phi_i \Phi_i(\mathbf{r}) = \int d\mathbf{r} \frac{1}{2} m_\pi^2 \vec{\Phi}^2(\mathbf{r}) \quad (16)$$

Prenant l'élément de matrice de cet hamiltonien sur un état de pion au repos, on trouve $\Sigma_\pi = m_\pi/2 = 70 \text{ MeV}$. On aurait trouvé le même résultat par utilisation du théorème de Feynman-Hellmann en remplaçant la masse des quarks m par la masse du pion grâce à la relation GOR. La densité scalaire de quarks intégrée dans le pion est ainsi de l'ordre de 10; ce nombre, assez grand, est un des éléments du rôle important joué par le pion lui-même et le nuage pionique hadronique dans le mécanisme de restauration de la symétrie.

En ce qui concerne le nucléon, l'analyse, provenant de l'extrapolation de données expérimentales de diffusion pion-nucléon et faisant autorité actuellement, donne $\Sigma_N = 45 \text{ MeV}$ [4]. Les théories effectives utilisées sont la plupart du temps des modèles hybrides basés sur des images du type "sac de quarks" et ses élaborations, où le nucléon est décrit comme un "coeur" de quarks confinés dans un domaine fini, entouré d'un nuage pionique. Le commutateur Σ_N provient à la fois du coeur de quarks et du nuage pionique :

$$\Sigma_N = \langle N | \int d\mathbf{r} \left(m \bar{\psi} \psi + \frac{1}{2} m_\pi^2 \Phi^2 \right) | N \rangle \equiv \Sigma_N^{(q)} + \Sigma_N^{(\pi)} \quad (17)$$

La contribution du coeur de quarks s'obtient avec les fonctions d'onde du sac; dans le modèle sac du MIT et sa version chirale le "cloudy bag model" (CBM), on a : $\Sigma_N^{(q)} \simeq (3/2)m \simeq 15 \text{ MeV}$. La contribution du nuage pionique peut être obtenue en calculant d'abord sa contribution à la masse du nucléon puis en utilisant le théorème de Feynman-Hellmann, soit avec des notations évidentes :

$$\Sigma_N^{(\pi)} = m_\pi^2 \frac{\partial}{\partial m_\pi^2} \left(\sum_{(q,i),(B=N,\Delta)} \frac{|\langle B, \pi_i(\mathbf{q}) | H_{int} | N \rangle|^2}{M_N - M_B - \omega_q} \right) \quad (18)$$

La dépendance de modèle est contenue dans le hamiltonien d'interaction essentiellement *via* un facteur de forme πNN dépendant de la taille du domaine de confinement des quarks. L'utilisation de modèles réalistes [5, 6] contraints par la phénoménologie permet d'obtenir :

$$\Sigma_N^{(\pi)} \simeq 30 \text{ MeV} \quad (19)$$

La densité scalaire de pions $\langle \Phi^2 \rangle$ directement reliée au commutateur sigma du nucléon est une quantité très importante dans l'évolution de la matière nucléaire vers la restauration de la symétrie chirale, car gouvernant directement l'évolution de certaines observables. On pourrait cependant contester le nombre ci-dessus, et l'image sous-jacente d'un nuage pionique important car venant en dernière analyse d'un type de modèles le privilégiant par construction. Cela étant, et c'est un point crucial, la cohérence de

cette approche et la valeur de $\Sigma_N^{(\pi)}$ sont corroborées par une analyse à partir de données expérimentales de diffusion Compton. Nous reviendrons sur ce point dans la partie consacrée à la matière nucléaire (paragraphe V-3.b).

5 - Restauration de la symétrie chirale

a . Evolution des condensats

D'après les simulations numériques sur réseau et les résultats obtenus à l'aide de théories effectives (modèles sigma, Nambu- Jona-Lasinio, théories relativistes), on a de bonnes raisons de penser que la valeur absolue du condensat de quarks diminue lorsque la température ou la densité baryonique augmente. Ceci peut-être interprété comme une indication d'une restauration partielle et graduelle de la symétrie chirale. Cette évolution du condensat est caractérisée par le rapport :

$$R = \frac{\langle\langle \bar{q}q \rangle\rangle(\rho, T)}{\langle \bar{q}q \rangle} \quad (20)$$

où le double crochet doit être compris soit comme une valeur moyenne sur l'état de la matière, soit comme une valeur moyenne thermique dans le cas d'une matière hadronique à température finie T et potentiel chimique baryonique μ . On peut définir un commutateur sigma généralisé relatif au milieu dense et/ou chaud, suivant :

$$\tilde{\Sigma} = \langle\langle [Q_i^5, [Q_i^5, H]] \rangle\rangle - \langle 0|[Q_i^5, [Q_i^5, H]]|0 \rangle = \int dr 2m (\langle\langle \bar{q}q \rangle\rangle - \langle \bar{q}q \rangle) \quad (21)$$

En utilisant la relation GOR, on en déduit que le rapport R est gouverné par ce commutateur sigma généralisé par unité de volume V :

$$\frac{\langle\langle \bar{q}q \rangle\rangle(\rho, T)}{\langle \bar{q}q \rangle} = 1 - \frac{\tilde{\Sigma}/V}{f_\pi^2 m_\pi^2} \quad (22)$$

Dans un gaz de hadrons sans interaction ce commutateur sigma par unité de volume est simplement égal à la somme sur tous les hadrons présents des commutateurs sigma de chaque hadron multiplié par la densité de hadrons [7, 8], soit :

$$R \simeq 1 - \sum_h \frac{\rho_{sh} \Sigma_h}{f_\pi^2 m_\pi^2} \quad (23)$$

Cette densité ρ_{sh} , apparaissant dans l'expression ci-dessus, est en fait la densité scalaire. Pour préciser ce dernier point, considérons un gaz de Fermi de nucléons. Le commutateur sigma de ce gaz est calculé en appliquant le théorème de Feynman-Hellmann à l'énergie (uniquement cinétique) d'une mer de Fermi remplie jusqu'à l'impulsion de Fermi p_F :

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{\Sigma}}{V} &= \frac{1}{V} m \frac{\partial}{\partial m} \left(\int \frac{4V d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} E_p \Theta(p_F - p) \right) \\ &= \left(\int \frac{4 d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{M_N}{E_p} \Theta(p_F - p) \right) \left(m \frac{\partial M_N}{\partial m} \right) \equiv \rho_{sN} \Sigma_N \end{aligned} \quad (24)$$

avec $E_p = (p^2 + M_N^2)^{1/2}$. Aux densités ordinaires, cette densité scalaire peut s'identifier avec une bonne approximation à la densité baryonique ordinaire. On verra cependant que, lorsque les effets d'interaction sont pris en compte, la masse du nucléon doit être remplacée par une masse effective beaucoup plus basse entraînant une déviation notable de densité scalaire par rapport à la densité baryonique, effet à l'origine de la saturation dans les théories relativistes. Dans le cas d'un gaz de pions chaud, le même calcul peut

être fait à condition de remplacer l'énergie par le grand potentiel (énergie libre) dans le théorème de Feynman-Hellmann; on trouve ainsi :

$$\rho_{s\pi}\Sigma_\pi = \left(\int \frac{3d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{n(\omega_k)}{2\omega_k} \right) \left(2m_\pi \frac{m_\pi}{2} \right) \quad (25)$$

où $n(x) = 1/(\exp(x/T) - 1)$ est la distribution de Bose-Einstein à température T . Le facteur $2m_\pi$ multipliant $\Sigma_\pi = m_\pi/2$ donne le commutateur sigma du pion m_π^2 avec une normalisation covariante. A la limite chirale, le calcul de la densité scalaire est analytique ($\rho_{s\pi} = T^2/8$) et on trouve le résultat bien connu au premier ordre en théorie des perturbations chirales [9, 10] :

$$R = 1 - \frac{T^2}{8f_\pi^2} \quad (26)$$

Le résultat approché (éq. 23), qui peut se réécrire (sans utilisation de la relation GOR) :

$$| \langle\langle \bar{q}q \rangle\rangle |(\rho, T) \simeq | \langle \bar{q}q \rangle | - \sum_h \rho_{sh} \frac{\Sigma_h}{2m}$$

peut se comprendre de façon très simple. Dans un milieu, la densité scalaire de quark (négative) décrite par le condensat est diminuée en moyenne du fait de la présence d'une densité scalaire (positive) Σ_h/m à l'intérieur de chaque hadron, que cette densité soit dans le coeur de quarks ou dans le nuage pionique entourant le hadron.

Dans la matière nucléaire le résultat exact (éq. 22) peut être reformulé en introduisant un commutateur sigma effectif par nucléon $\tilde{\Sigma}_A = \tilde{\Sigma}/A$ [11], suivant

$$R = \frac{\langle A|\bar{q}q|A \rangle (\rho_N)}{\langle \bar{q}q \rangle} = 1 - \frac{\rho_N \tilde{\Sigma}_A}{f_\pi^2 m_\pi^2} \quad (27)$$

Le résultat de plus bas ordre est bien sûr retrouvé en remplaçant $\tilde{\Sigma}_A$ par le commutateur Σ_N du nucléon libre. Cette approximation conduit à un degré de restauration de près de 35% à la densité ordinaire. La question que l'on doit alors se poser est de combien le commutateur sigma effectif $\tilde{\Sigma}_A$ dévie-t-il par rapport au commutateur du nucléon libre Σ_N . Pour y répondre, il faut faire appel à des théories effectives de basse énergie incorporant outre le nucléon, les hadrons tels que le pion, le delta, le rho, le oméga,.... Ces théories effectives, dont nous verrons des exemples explicites, devront autant que faire se peut incorporer les symétries de QCD et satisfaire la phénoménologie usuelle. Plusieurs effets ont été étudiés; nous verrons que l'effet dominant, ou plus précisément le seul effet important sous contrôle, vient de l'échange de pions.

b . Les (bonnes) questions

Nous venons de voir que, y compris à des densités modérées, le condensat pouvait diminuer de façon notable. Ainsi, dans la matière nucléaire froide à la densité ordinaire régnant au centre des gros noyaux, cette diminution est déjà de l'ordre de 30%. On a par suite quelques difficultés à concevoir comment un tel effet pourrait ne pas avoir de conséquences observables [12]. La question que l'on doit se poser et susceptible d'avoir des réponses expérimentales est de savoir comment l'évolution des condensats va se traduire sur certaines observables telles que les masses, les constantes de couplage ou les spectres. Deux types de conséquences ont été envisagées :

- La question qui a été de loin la plus discutée est le lien éventuel des condensats de quarks mais aussi de gluons avec les masses des hadrons. Cependant, au niveau théorique, ce lien explicite n'a été établi formellement que dans le cas de certains modèles simples tels que les modèles sigma et de Nambu-Jona-Lasinio, la plupart du temps à partir d'approches basées sur l'approximation du

champ moyen. Des lois d'échelles "universelles" ont aussi été conjecturées, conduisant à ce que l'on appelle de façon générique le "dropping mass scénario". Elles ont eu le mérite de susciter de nombreux travaux concernant en particulier l'excès de dileptons observé à basse masse invariante en collisions d'ions lourds relativistes au CERN/SPS.

- Il a été montré explicitement que, à température finie, la présence de pions thermiques induisait un mélange entre les fonctions de corrélation courant-courant axiales et vectorielles. La raison est très facile à comprendre : ce mélange provient de l'émission ou de l'absorption d'un pion thermique d'onde s de spin-parité $J^\pi = 0^-$. Il a aussi été suggéré qu'un mécanisme analogue existe à densité finie, le rôle des pions thermiques étant joué par les pions virtuels du nuage pionique des nucléons. La réponse du milieu à une excitation vectorielle (électromagnétique) étant proportionnelle à la partie imaginaire du corrélateur vectoriel, le mélange au secteur axial entraînera par suite un élargissement du spectre constituant une explication alternative à l'excès de dileptons précédent. Ce mélange induit, en corollaire obligé, une diminution des constantes de couplage telles que f_π ou la constante de couplage axiale du nucléon g_A . Il est important de comprendre que ce mélange des corrélateurs peut décrire un scénario de restauration partielle qui peut ne pas être accompagné d'une évolution notable des masses.

Nous reviendrons souvent, et en particulier dans la dernière partie du cours consacrée au méson rho et à la production de dileptons, sur ces deux types de scénario. Cependant, avant de se lancer dans une discussion détaillée de ce qui se passe à température et densité finies, il est utile de visualiser plus précisément les concepts introduits précédemment à l'aide d'un exercice basé sur le modèle de Nambu-Jona-Lasinio.

III - LE MODELE DE NAMBU-JONA-LASINIO

1 - Quarks nus et quarks constituants

a . Liens entre les quarks nus et les quarks constituants

On considère des quarks de saveur $f = u, d$ et de couleur c de masse courante $m \leq 10MeV$, interagissant par l'intermédiaire d'un potentiel quartique invariant chiral dont nous préciserons la forme dans la section suivante. On considérera que l'interaction n'affecte que les quarks (et les antiquarks) d'impulsion p plus petite qu'une certaine valeur de coupure ("cutoff") Λ de l'ordre du GeV ; on ignorera ainsi purement et simplement les quarks et les antiquarks d'impulsion $p > \Lambda$. Ceci est une façon simpliste de simuler le fait que, dans QCD, seules les configurations de quarks et de gluons de faible impulsion interagissent fortement, les configurations de grande impulsion "vivant" dans le régime de la liberté asymptotique. Dans cette optique, ce paramètre Λ a un sens physique et n'est donc pas un simple "cutoff" permettant de régulariser la théorie.

On omettra dans ce qui suit les indices de couleur et de saveur qui réapparaîtront ultérieurement comme de simples coefficients de comptage de degrés de liberté. Décomposons le champ de quarks sur une base d'ondes planes solutions de l'équation de Dirac pour des fermions libres de masse nue m :

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{p}, s} \left(\frac{1}{2\epsilon_p V} \right)^{1/2} \left(u(\mathbf{p}, s) b_{\mathbf{p}s}(t) + v(-\mathbf{p}, -s) d_{-\mathbf{p}-s}^\dagger(t) \right) e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}} \quad (28)$$

où $\epsilon_p = (p^2 + m^2)^{1/2}$, V est un volume de normalisation (volume de la "grande boîte"), $\sum_{\mathbf{p}} = \int V d\mathbf{p} / (2\pi)^3$ et u et v sont les spineurs de Dirac usuels :

$$u(\mathbf{p}, s) = (\epsilon_p + m)^{1/2} \begin{pmatrix} \chi_s \\ \frac{s\mathbf{p}}{\epsilon_p + m} \chi_s \end{pmatrix} \quad v(\mathbf{p}, s) = (\epsilon_p + m)^{1/2} \begin{pmatrix} \frac{-s\mathbf{p}}{\epsilon_p + m} \chi_{-s} \\ \chi_{-s} \end{pmatrix} \quad (29)$$

χ_s est un spineur de Pauli vérifiant $\sigma \cdot \hat{\mathbf{p}} \chi_s = s \chi_s$ ($s = \pm 1$). Les opérateurs $b(t), b^\dagger(t), d(t), d^\dagger(t)$ ont une évolution temporelle qui dépend de la dynamique précise (c'est-à-dire du hamiltonien total H). A l'instant de référence $t = 0$ ils sont identifiés avec les opérateurs de création et d'annihilation de quarks et d'antiquarks "nus" de masse m . L'opérateur $b_{\mathbf{p}s}^\dagger$ crée un état de quark avec une impulsion \mathbf{p} et une projection du spin le long de \mathbf{p} (hélicité) égale à $s/2$. L'opérateur $d_{-\mathbf{p}-s}^\dagger$ crée un état d'antiquark avec une impulsion $-\mathbf{p}$ et une projection du spin le long de \mathbf{p} égale à $-s/2$ (hélicité $s/2$). Ces opérateurs et les opérateurs d'annihilation associés, satisfont les relations d'anticommuation canoniques habituelles des fermions. Le vide perturbatif $|\phi_0\rangle$ est le vide des opérateurs de destruction de quarks nus, soit :

$$b_{\mathbf{p}s} |\phi_0\rangle = 0, \quad d_{\mathbf{p}s} |\phi_0\rangle = 0 \quad (30)$$

On peut toujours, si on le souhaite, décomposer ce même champ de quarks sur des états ondes planes solutions d'une équation de Dirac libre pour des fermions de masse M . Il suffira de remplacer les spineurs u et v relatifs à la masse m par des spineurs U et V relatifs à la masse M et les opérateurs b et d relatifs à la masse m par des opérateurs B et D relatifs à la masse M , soit :

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{p}, s} \left(\frac{1}{2E_p V} \right)^{1/2} \left(U(\mathbf{p}, s) B_{\mathbf{p}s}(t) + V(-\mathbf{p}, -s) D_{-\mathbf{p}-s}^\dagger(t) \right) e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}} \quad (31)$$

Cette nouvelle décomposition mathématique aura un intérêt physique si, sous l'effet de l'interaction, les quarks acquièrent une masse M . On dira alors que les opérateurs B^\dagger et D^\dagger sont des opérateurs de création de quasi-particules de masse M que l'on identifiera avec les quarks et antiquarks "constituants". La masse M sera appelée la masse constituante. On étudiera comment ces quasi-particules peuvent être engendrées dynamiquement mais il est tout de suite intéressant de visualiser le lien précis existant entre les quarks "nus" de masse m petite ou nulle et les quarks "constituants" de masse M qui sera fixée dynamiquement

à une valeur de l'ordre du tiers de la masse du nucléon. En identifiant les développements (28) et (31) pris à l'instant $t = 0$ du champ de quarks et en utilisant les propriétés de fermeture des spineurs de Dirac, on obtient les formules de passage :

$$\begin{aligned} b_{ps} &= \alpha_p B_{ps} + s\beta_p D_{-p-s}^\dagger \\ d_{-p-s}^\dagger &= -s\beta_p B_{ps} + \alpha_p D_{-p-s}^\dagger \end{aligned} \quad (32)$$

avec

$$\begin{pmatrix} \alpha_p \\ \beta_p \end{pmatrix} = \left[\frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{p^2 + Mm}{\epsilon_p E_p} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

Cette transformation est une transformation de Bogoliubov, usuelle dans le problème à N corps; la relation $\alpha_p^2 + \beta_p^2 = 1$ assure la conservation des relations d'anti-commutation canoniques. On appellera vide non perturbatif $|\phi(M)\rangle$ le vide des quasi-particules de masse M , défini par :

$$B_{ps} |\phi(M)\rangle = 0, \quad D_{ps} |\phi(M)\rangle = 0 \quad (33)$$

Par utilisation de la transformation de Bogoliubov (32), il est très facile de trouver le contenu explicite de cet état de vide en quarks et antiquarks nus :

$$\begin{aligned} |\phi(M)\rangle &= C \exp \left(- \sum_{s,p < \Lambda} \gamma_{ps} b_{ps}^\dagger d_{-p-s}^\dagger \right) |\phi_0\rangle \\ &= \prod_{s,p < \Lambda} (\alpha_p + s\beta_p b_{ps}^\dagger d_{-p-s}^\dagger) |\phi_0\rangle \end{aligned} \quad (34)$$

avec $\gamma_{ps} = -s\beta_p/\alpha_p$ et C une constante de normalisation telle que $\langle \phi | \phi \rangle = 1$. Cet état est de type BCS et est constitué de paires de quarks-antiquarks d'impulsion et de spin opposés. Il donne un exemple de condensat de quarks contenu dans le vide non perturbatif.

b . Charge axiale

Avant de calculer explicitement ce condensat, nous allons tout d'abord montrer que ce vide est un vide de symétrie brisée en calculant la charge axiale à $t = 0$:

$$\begin{aligned} Q^5 &= \int dr (\psi^\dagger \gamma_5 \psi) \\ &= \sum_{s,p < \Lambda} \frac{m}{\epsilon_p} (b_{ps}^\dagger d_{-p-s}^\dagger + d_{-p-s} b_{ps}) + \frac{sP}{\epsilon_p} (b_{ps}^\dagger b_{ps} - d_{ps}^\dagger d_{ps}) \end{aligned} \quad (35)$$

On s'intéresse en réalité à la charge isovectorielle, soit par exemple :

$$Q_3^5 = \int dr (\psi^\dagger \gamma_5 \frac{\tau_3}{2} \psi) = \frac{1}{2} [(Q^5)_u - (Q^5)_d] \quad (36)$$

Regardons son action sur les états de vide :

- Vide perturbatif : dans la limite de la symétrie chirale exacte, c'est-à-dire si $m = 0$, l'action de la charge axiale donne zéro :

$$m = 0 \quad \rightarrow \quad Q^5 |\phi_0\rangle = 0$$

Le vide possède la symétrie. Si m , bien que petite, n'est pas tout à fait nulle, on a une petite brisure explicite de la symétrie chirale.

- Vide non perturbatif : ce vide n'est pas le vide des opérateurs de création de quarks nus et l'action de b et d sur ce vide ne donne pas zéro, par conséquent :

$$Q^5 |\phi(M)\rangle \neq 0$$

On dit que l'on a un vide de symétrie brisée.

c . *Evaluation du condensat*

Considérons pour l'instant une seule espèce de quarks : la valeur moyenne de l'opérateur $\bar{\psi}\psi$ sur un état de vide s'écrit :

$$\langle \bar{\psi}\psi \rangle = \sum_s \int_{p < \Lambda} \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \left\langle \frac{m}{\epsilon_p} (b_{\mathbf{p}s}^\dagger b_{\mathbf{p}s} - d_{\mathbf{p}s} d_{\mathbf{p}s}^\dagger) - \frac{s p}{\epsilon_p} (b_{\mathbf{p}s}^\dagger d_{-\mathbf{p}-s}^\dagger + d_{-\mathbf{p}-s} b_{\mathbf{p}s}) \right\rangle \quad (37)$$

On envisage de nouveau deux cas suivant que la moyenne est prise sur le vide perturbatif $|\phi_0\rangle$ ou sur le vide non perturbatif $|\phi(M)\rangle$:

- Vide perturbatif : à la limite chirale exacte, le condensat s'annule. En présence d'une petite masse de quarks, on obtient un condensat perturbatif trivial.
- Vide non perturbatif : même à la limite chirale, dans le vide brisé, les densités "anormales" $\langle b^\dagger d^\dagger \rangle$ et $\langle bd \rangle$ ne sont pas nulles et on obtient un condensat non perturbatif provenant de la brisure de symétrie.

Pour avoir une valeur explicite de ce condensat dans le vide non perturbatif, il est plus commode de décomposer les champs directement en représentation B, D ; on obtient ainsi :

$$\langle \bar{\psi}\psi \rangle = \sum_s \int_{p < \Lambda} \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{M}{E_p} \langle \phi(M) | (B_{\mathbf{p}s}^\dagger B_{\mathbf{p}s} - D_{\mathbf{p}s} D_{\mathbf{p}s}^\dagger) | \phi(M) \rangle \quad (38)$$

avec $\langle B_{\mathbf{p}s}^\dagger B_{\mathbf{p}s} \rangle = 0$ et $\langle D_{\mathbf{p}s} D_{\mathbf{p}s}^\dagger \rangle = 1$

d . *Evolution des condensats : restauration de la symétrie chirale*

Pour obtenir le condensat réel $\langle \bar{q}q \rangle$ défini conventionnellement pour une saveur, il faut multiplier le résultat précédent par le nombre de couleur $N_c = 3$. Par ailleurs, le résultat établi dans le vide (éq. 38) se généralise à température T et densité baryonique ρ_B finies en remplaçant les valeurs moyennes par des moyennes thermiques :

$$\langle\langle B_{\mathbf{p}s}^\dagger B_{\mathbf{p}s} \rangle\rangle = \left[\exp\left(\frac{E_p - \mu}{T}\right) + 1 \right]^{-1} \equiv n(E_p), \quad \langle\langle D_{\mathbf{p}s}^\dagger D_{\mathbf{p}s} \rangle\rangle = \left[\exp\left(\frac{E_p + \mu}{T}\right) + 1 \right]^{-1} \equiv \bar{n}(E_p) \quad (39)$$

μ est le potentiel chimique des quarks et celui des antiquarks est $-\mu$ car le nombre baryonique conservé est égal au tiers de la différence du nombre de quarks et d'antiquarks. μ est fixé par la densité baryonique ρ_B :

$$\rho_B = \frac{1}{3} \cdot 2(\text{spin}) \cdot 2(\text{saveur}) \cdot 3(\text{couleur}) \int_{p < \Lambda} \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} (n(E_p) - \bar{n}(E_p)) \quad (40)$$

A densité ρ_B et température T fixées, le condensat est :

$$\langle\langle \bar{q}q \rangle\rangle (\rho_B, T) = -2 N_c \int_{p < \Lambda} \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} (1 - n(E_p) - \bar{n}(E_p)) \quad (41)$$

Il en résulte que la présence de quarks et d'antiquarks fait diminuer le condensat et cela, de façon indépendante du mécanisme dynamique précis gouvernant l'évolution de la masse. En particulier à température nulle et densité finie caractérisée par un moment de Fermi $p_F = (\mu^2 - M^2)^{1/2}$, on a $n(E_p) = \Theta(p_F - p)$ et $\bar{n}(E_p) = 0$, si bien que :

$$\langle\langle \bar{q}q \rangle\rangle = -2 N_c \int_{p_F}^{\Lambda} \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{M}{E_p} \quad (42)$$

qui s'annule lorsque p_F atteint la coupure Λ . Il est intéressant, à cet égard, de visualiser l'état de cette matière froide obtenu comme un déterminant de Slater construit sur le vide $|\phi(M)\rangle$:

$$\begin{aligned} |\phi(M, \rho_B)\rangle &= \prod_{s, p < p_F} B_{ps}^\dagger |\phi(M)\rangle \\ &= \prod_{s, p < p_F} b_{ps}^\dagger \prod_{s, p_F < p < \Lambda} (\alpha_p + s\beta_p b_{ps}^\dagger d_{-p-s}^\dagger) |\phi_0\rangle \end{aligned} \quad (43)$$

Ainsi, la mer de Fermi de quarks constituants apparaît, une fois exprimée en termes des quarks nus, comme une mer de Fermi de quarks nus immergée dans un condensat de quarks d'impulsions comprises entre p_F et Λ . Au fur et à mesure que la densité augmente le condensat diminue car les paires de quarks-antiquarks d'impulsions inférieures au moment de Fermi disparaissent du fait du principe de Pauli. En particulier, lorsque ce moment de Fermi atteint Λ , la symétrie chirale est complètement restaurée. On verra que, en fait, la restauration se fait un peu avant lorsque on incorpore la dépendance en densité de la masse constituante.

2 - Brisure dynamique de la symétrie chirale et sa restauration

a . Equation du gap

Dans sa version la plus simplifiée le lagrangien du modèle NJL [13] est :

$$\mathcal{L}_{NJL} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi + \frac{G_1}{2} \left[(\bar{\psi}\psi)^2 + (i\bar{\psi}\gamma^5\bar{\tau}\psi)^2 \right] \quad (44)$$

où ψ est un isodoublet de champs de quarks u et d . m est la petite masse nue introduisant une petite brisure explicite. La physique non perturbative est décrite par le terme d'interaction (dont on peut vérifier facilement qu'il est invariant chirale) gouverné par la constante de couplage positive G_1 si bien que la partie scalaire du hamiltonien d'interaction conduira à une interaction $q\bar{q}$ attractive. Par ailleurs, cette interaction n'est supposée être active que pour des impulsions de quarks et d'antiquarks inférieures au "cutoff" Λ ; Cela revient en pratique à limiter le développement des champs sur des états d'impulsion inférieure à Λ . Notons enfin qu'il y a trois paramètres dans ce modèle : m , G_1 et Λ .

On va traiter le problème à l'approximation du champ moyen qui, à température finie, est parfois appelé principe variationnel statistique. Sans entrer dans la technique (qui n'est d'ailleurs pas très compliquée), la méthode peut se résumer de la façon suivante. On commence par développer les champs de quarks sur des états libres de masse M qui est le paramètre variationnel. On calcule le grand potentiel $\Omega = \langle\langle H - TS - \mu(N_q - N_{\bar{q}}) \rangle\rangle$ à température T et potentiel chimique de quarks μ (H est le hamiltonien et S l'entropie); la moyenne est prise sur bain thermique de quarks et d'antiquarks constituants de masse M sans interaction. La minimisation du grand potentiel par rapport à M conduit à une équation dite du gap par analogie avec la terminologie utilisée en supra-conductivité. Cette équation déterminant M s'écrit :

$$\begin{aligned} M &= m - 2G_1 \langle\langle \bar{q}q \rangle\rangle \\ &= m + 4N_c G_1 \int_{p < \Lambda} \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{M}{E_p} [1 - n(E_p) - \bar{n}(E_p)] \end{aligned} \quad (45)$$

Cette équation, représentée sur la figure 1, est formellement équivalente à une équation de Hartree-Fock dans un milieu constitué de quarks d'énergie E_p (mer de Fermi) présents avec le nombre occupation $n(E_p)$ et d'états à énergie négative $-E_p$ (mer de Dirac) présents avec le nombre d'occupation $n(-E_p) = \bar{n}(E_p) - 1$.

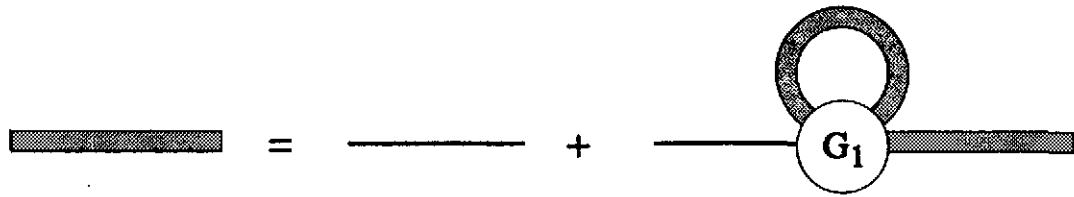


Figure 1: Equation du gap permettant de déterminer la masse du quark constituant. La ligne fine représente un quark nu et la ligne épaisse représente un quark constituant.

b . Brisure de la symétrie chirale dans le vide

Plaçons nous à la limite chirale ($m = 0$). L'équation du gap admet toujours comme solution triviale $M = 0$ qui correspond à un vide symétrique. Cependant, il n'est pas très difficile de voir que si la constante de couplage G_1 est supérieure à une certaine valeur critique G_{1c} , l'équation du gap admet aussi une solution non triviale donnée par :

$$\frac{1}{G_1} = 4 N_c \int_{p < \Lambda} \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{1}{E_p} \quad (46)$$

Cette solution, dont on peut vérifier qu'elle donne l'énergie minimale, correspond à une brisure de la symétrie chirale. On peut alors fixer les paramètres en ajustant certaines observables, ce qui conduit à une masse constituante de l'ordre du tiers de la masse du nucléon. Je n'entrerai pas dans ces détails d'autant plus qu'une bonne phénoménologie requiert une version plus élaborée du modèle [14, 15].

c . Restauration de la symétrie chirale

On a déjà vu que à température nulle et densité finie la présence d'un nombre "net" de quarks avec $p < p_F$ interdit l'existence d'une paire $q\bar{q}$ dans ce domaine d'impulsion; le condensat ne subsiste que pour des impulsions comprises entre p_F et Λ , impliquant que la symétrie est obligatoirement restaurée à $p_F = \Lambda$. En réalité la restauration se fait un peu avant (moment de Fermi critique P_{Fc}), au point où la solution non triviale de l'équation du gap (45) tend vers zéro, soit :

$$\frac{1}{G_1} = 4 N_c \int_{p_{Fc}}^{\Lambda} \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{1}{p} \quad \rightarrow \quad \rho_{Bc} = \frac{2N_c}{9\pi^2} p_{Fc}^3 = \frac{2N_c}{9\pi^2} \Lambda^3 \left(1 - \frac{2\pi^2 |\langle \bar{q}q \rangle_{vide}}{N_c \Lambda^2 M_{vide}} \right)^{3/2} \quad (47)$$

On peut déterminer de façon similaire la température critique T_c . Sur la figure 2 est présenté le résultat d'un calcul (dans une version plus élaborée du modèle [16]) : la densité critique est de l'ordre de 4 à 5 fois la densité normale et la température critique est de l'ordre de $250 MeV$.

Le commutateur sigma du quark constituant dans le vide peut se calculer avec le théorème de Feynman-Hellmann, et l'équation du gap dans le vide :

$$\Sigma_q = m \frac{\partial M}{\partial m} = m \left(1 + 2 G_1 \frac{\partial \langle \bar{q}q \rangle}{\partial M} \right)^{-1} \quad (48)$$

Suivant la référence [16], on trouve alors $\Sigma_q \simeq 14 MeV$ qui est remarquablement proche du tiers de la masse du nucléon en accord avec la vieille idée d'un nucléon fait de trois "gros" quarks constituants. A basses densités et températures, on retrouve dans ce modèle spécifique le résultat approché (éq. 23)

$$R \simeq 1 - \frac{(\rho_q + \rho_{\bar{q}}) \Sigma_q}{f_{\pi}^2 m_{\pi}^2} \quad \text{avec} \quad \rho_q + \rho_{\bar{q}} = 12 \int_{p < \Lambda} \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{M}{E_p} [n(E_p) + \bar{n}(E_p)] \quad (49)$$

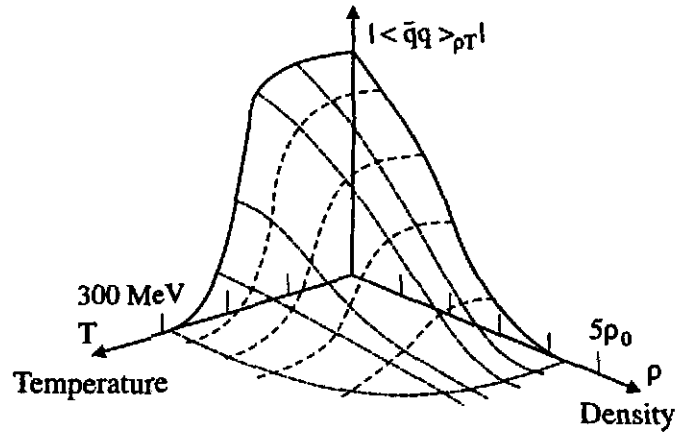


Figure 2: *Condensat de quarks en fonction de la température et de la densité tiré de la référence [16].*

A température nulle et densité baryonique finie ($\rho_q = 3\rho_B$, $\rho_{\bar{q}} = 0$), étant donné que $\Sigma_q \simeq \Sigma_N/3$, on retrouve la loi gouvernant l'évolution du condensat dans la matière nucléaire froide $R = 1 - \rho_N \Sigma_N / f_\pi^2 m_\pi^2$ si l'on identifie la densité baryonique avec la densité nucléonique. Par contre, à température finie on ne retrouve pas (dans la limite chirale) la loi en T^2 , $R = 1 - T^2/8f_\pi^2$. Cette violation d'une loi des perturbations chirales n'est pas étonnante car cette évolution provient de la présence de pions thermiques qui sont absents dans le modèle à ce niveau d'approximation du champ moyen. L'introduction des pions et plus généralement des mésons se fait à un niveau d'approximation supérieure (répertoriée habituellement sous le nom de RPA) où ils apparaissent comme des modes (plus ou moins) collectifs quarks-antiquarks. On pourrait suivre cette approche qui constitue d'ailleurs un des succès majeurs du modèle NJL, mais on préférera dans la suite, dans un souci de simplicité, introduire les pions directement à l'aide de lagrangiens effectifs formulés directement en termes de champs canoniques.

IV - MATIERE HADRONIQUE CHAUDE

1 - Construction d'une théorie effective : modèle sigma linéaire

A basse température, seules contribuent les excitations thermiques associées aux particules les plus légères à savoir les pions. On peut formuler le problème de la matière hadronique dans ce régime directement en termes de pions; on aboutit alors à ce que l'on appelle le modèle sigma non linéaire. On va cependant, essentiellement pour des raisons pédagogiques, emprunter un chemin un peu différent et commencer par introduire ce que l'on appelle le modèle sigma linéaire [17]. Ceci nous permettra d'illustrer concrètement dans un cas très simple les méthodes permettant de construire une théorie effective.

Supposons que l'on essaye de construire une théorie chirale des nucléons. On introduit tout d'abord l'isodoublet de champs de proton et de neutron que l'on décompose exactement comme pour les quarks en champs de chiralité gauche et droite se transformant séparément sous une transformation chirale avec des matrices de $SU(2)$ que l'on notera g_L et g_R :

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_p(x) \\ \psi_n(x) \end{pmatrix} \equiv \psi_L(x) + \psi_R(x), \quad \psi_L(x) \rightarrow g_L \psi_L(x), \quad \psi_R(x) \rightarrow g_R \psi_R(x) \quad (50)$$

Comme on le fait souvent, on va essayer de partir d'une théorie de nucléons libres :

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - M_N\bar{\psi}\psi = i\bar{\psi}_L\gamma^\mu\partial_\mu\psi_L + i\bar{\psi}_R\gamma^\mu\partial_\mu\psi_R - M_N(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \quad (51)$$

Cependant, la masse élevée du nucléon $M_N = 940MeV$ entraîne une "énorme" violation de la symétrie chirale; on va donc essayer autre chose en effectuant le remplacement :

$$\mathcal{L}_M = -M_N(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \rightarrow \mathcal{L}_M = -g(\bar{\psi}_L W(x)\psi_R + \bar{\psi}_R W^\dagger(x)\psi_L) \quad (52)$$

où g est une constante et $W(x)$ est une certaine matrice 2×2 à qui l'on demandera de se transformer suivant $W(x) \rightarrow g_L W(x) g_R^\dagger$ de façon à assurer l'invariance chirale du lagrangien. On paramétrise cette matrice W à l'aide de quatre champs réels $\sigma(x)$ et $\vec{\pi}(x) = (\pi_1(x), \pi_2(x), \pi_3(x))$, suivant :

$$W(x) = \sigma(x) + i\vec{\tau} \cdot \vec{\pi}(x) \quad (53)$$

En introduisant les projecteurs de chiralité $P_{R,L} = (1 \pm \gamma_5)/2$, le lagrangien \mathcal{L}_M peut se réécrire sous la forme :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_M &= -g(\bar{\psi}(\sigma + i\vec{\tau} \cdot \vec{\pi})P_R\psi + \bar{\psi}(\sigma - i\vec{\tau} \cdot \vec{\pi})P_L\psi) \\ &= -g\bar{\psi}(\sigma + i\vec{\tau} \cdot \vec{\pi}\gamma_5)\psi \end{aligned} \quad (54)$$

L'invariance d'isospin, de Lorentz et la parité impliquent que le champ σ est un scalaire isoscalaire de nombres quantiques $J^\pi = 0^+$, $I = 0$ et que le champ $\vec{\pi}$ est un pseudoscalaire isovecteur, ce qui correspond aux nombres quantiques du pion $J^\pi = 0^-$, $I = 1$.

On doit maintenant donner un contenu dynamique à ces champs mésoniques par adjonction d'un terme d'énergie cinétique invariant chirale et d'un terme potentiel contenant une petite brisure explicite :

$$\mathcal{L}_B = \frac{1}{2}\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma + \frac{1}{2}\partial_\mu\vec{\pi}\partial^\mu\vec{\pi} - V(\sigma, \vec{\pi}) \quad (55)$$

Le terme potentiel invariant chirale sera construit à partir de la combinaison invariante $trWW^\dagger = \sigma^2 + \vec{\pi}^2$. On choisira la forme la plus simple :

$$V(\sigma, \vec{\pi}) = \frac{\lambda}{4}(\sigma^2 + \vec{\pi}^2 - v^2)^2 - c\sigma \quad (56)$$

Le premier terme qui est invariant dépend de deux paramètres λ et v^2 ; pour des raisons de stabilité λ est toujours positif. Le terme de brisure est gouverné par le petit paramètre c . Le courant axial du modèle s'obtient facilement comme :

$$\mathcal{A}_k^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5 \frac{\tau_k}{2} \psi + \sigma \partial^\mu \pi_k - \pi_k \partial^\mu \sigma \quad (57)$$

Il n'est pas tout à fait conservé en présence de la brisure explicite $\partial_\mu \mathcal{A}_k^\mu = -c \pi_k$. Par ailleurs, la forme spécifique du terme de brisure permet de reproduire l'identité de QCD :

$$[Q_k^5, [Q_l^5, H]] = -\delta_{kl} \int dr c \sigma = H_{\chi SB} \quad (58)$$

On se place tout d'abord dans la limite chirale ($c=0$). L'état de vide décrivant la configuration fondamentale est obtenue en minimisant le potentiel $V(\sigma, \vec{\pi})$. Deux cas sont à envisager.

- Si $v^2 < 0$. Le minimum est obtenu si $\sigma^2 + \vec{\pi}^2 = 0$ et l'état de vide $|0\rangle$ vérifie donc $\langle 0|\sigma|0\rangle = \langle 0|\vec{\pi}|0\rangle = 0$. Le vide possède la symétrie qui est réalisée "à la Wigner". Du lagrangien, on obtient le spectre de masse : le nucléon a une masse nulle et le pion est dégénéré avec son partenaire chirale le sigma avec la masse $\sqrt{-\lambda v^2}$. Dans cette option le modèle sigma linéaire n'a aucun rapport avec la réalité.
- Si $v^2 > 0$. Le potentiel présente une forme typique dite de "chapeau mexicain" (fig. 3). La configuration fondamentale est obtenue sur le "cercle chirale" $\sigma^2 + \vec{\pi}^2 = v^2$ et le vide est infiniment dégénéré. Soit $|0\rangle$ l'état particulier tel que $\langle 0|\sigma|0\rangle = v$ et $\langle 0|\vec{\pi}|0\rangle = 0$; ce vide n'est manifestement pas invariant chirale et on peut obtenir une infinité d'autres vides dégénérés $|\alpha\rangle = \exp(i\alpha Q^5)|0\rangle$ par "rotation" sur le cercle chirale et il y a brisure spontanée de la symétrie. Il est cependant plus commode de construire le spectre des particules sur le vide particulier $|0\rangle$. En introduisant le champ fluctuant $s = \sigma - v$, on déduit du lagrangien le spectre $M_N = gv$, $m_\pi = 0$ et $m_\sigma = 2\lambda v^2$. On retrouve bien une particule de masse nulle, boson de Goldstone qui est le pion.

Si le terme de brisure explicite est incorporée la configuration fondamentale est donnée par la solution de :

$$\frac{\partial V}{\partial \vec{\pi}} = \lambda \vec{\pi} (\sigma^2 + \vec{\pi}^2 - v^2) = 0, \quad \frac{\partial V}{\partial \sigma} = \lambda \sigma (\sigma^2 + \vec{\pi}^2 - v^2) - c = 0 \quad (59)$$

Cette fois-ci, la présence du terme de brisure fixe la "direction" du champ chirale : $\vec{\pi} = 0$, tandis que σ est solution de l'équation $\lambda \sigma (\sigma^2 - v^2) = c$. Par ailleurs, σ doit être identifié avec la constante de désintégration du pion (voir l'équation 57) et l'introduction du champ fluctuant $s = \sigma - f_\pi$ permet d'obtenir le spectre. On peut ensuite fixer les quatre paramètres (λ, v^2, c, g) en fonction de quatre observables ($M_N, m_\pi, m_\sigma, f_\pi$) :

$$c = f_\pi m_\pi^2, \quad g = \frac{M_N}{f_\pi}, \quad \lambda = \frac{m_\sigma^2 - m_\pi^2}{2f_\pi^2}, \quad v^2 = f_\pi^2 \frac{m_\sigma^2 - 3m_\pi^2}{m_\sigma^2 - m_\pi^2} \quad (60)$$

2 - Modèle sigma non linéaire

Lorsque la constante λ tend vers l'infini, le méson sigma disparaît car sa masse tend vers l'infini et v^2 tend vers f_π^2 . Le système est alors "gelé" sur le cercle chirale et le champ scalaire sera éliminé par la contrainte non linéaire :

$$\sigma^2(x) + \vec{\pi}^2(x) = f_\pi^2 \quad (61)$$

La matrice W pourra s'exprimer en terme d'une matrice unitaire U définie par :

$$W = \sigma + i\vec{\tau}\vec{\pi} \equiv f_\pi U, \quad UU^\dagger = 1 \quad (62)$$

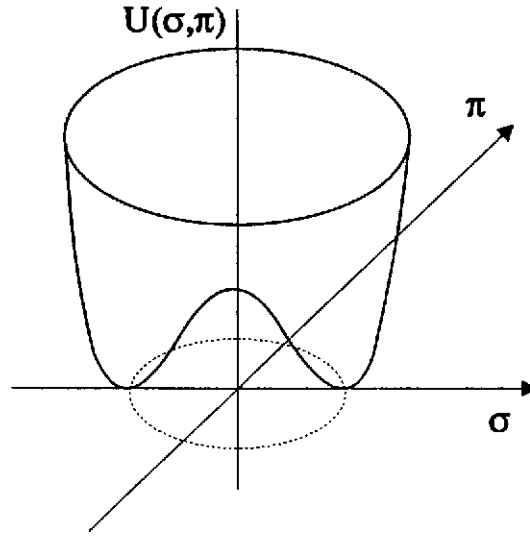


Figure 3: Potentiel de "chapeau mexicain".

En se limitant pour ce qui suit au secteur mésonique, on obtient ainsi le lagrangien du modèle sigma non linéaire :

$$\mathcal{L} = \frac{f_\pi^2}{4} \text{tr} \partial^\mu U \partial_\mu U^\dagger + \frac{1}{4} f_\pi^2 m_\pi^2 \text{tr} (U + U^\dagger) \quad (63)$$

Ce lagrangien, que l'on pourrait d'ailleurs étendre à l'octet pseudo-scalaire de $SU(3)$ (π, K, η), constitue le premier terme d'un lagrangien de perturbations chirales au plus bas ordre dans les dérivées des champs et dans la masse des pions [18]. Il s'agit alors en principe d'une copie exacte de QCD en ce qui concerne ses prédictions dans le régime des basses impulsions. On peut exprimer la matrice U ou bien les champs σ et $\vec{\pi}$ en termes de trois "nouveaux" champs de pion canoniques $\vec{\Phi}$:

$$U = \exp \left(i \vec{\tau} \cdot \frac{\vec{\Phi}}{f_\pi} \frac{F(X)}{X} \right), \quad X = \left(\frac{\vec{\Phi} \cdot \vec{\Phi}}{f_\pi^2} \right)^{1/2}, \quad F(X) = X + \alpha X^3 + \alpha' X^5 + \dots$$

$$\sigma = f_\pi \cos [F(X)], \quad \vec{\pi} = \vec{\Phi} \frac{\sin [F(X)]}{X} \quad (64)$$

où $F(X)$ est un polynôme de degré impair. Différents choix sont faits dans la littérature : $F(X) = X$ est habituellement utilisé dans les développements en perturbations chirales; $F(X) = \arcsin(X/(1 + X^2/4))$ (soit $\alpha = -1/12$) est le choix de Weinberg; la prescription PCAC $F(X) = \arcsin X \rightarrow \alpha = 1/6$, correspondant à $\vec{\Phi} = \vec{\pi}$, permet de conserver la relation PCAC au niveau opératoire soit $\partial_\mu \mathcal{A}_i^\mu = -f_\pi m_\pi^2 \Phi_i$. Bien entendu, aucune observable ne doit dépendre du choix particulier de $F(X)$; Il est néanmoins important de vérifier l'indépendance des résultats vis-à-vis de $F(X)$, c'est-à-dire en pratique dans la suite vis-à-vis de α . A l'ordre quatre dans le champ du pion le lagrangien devient :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \vec{\Phi} \cdot \partial^\mu \vec{\Phi} - \frac{1}{2} m_\pi^2 \vec{\Phi} \cdot \vec{\Phi} + \mathcal{L}_{int}$$

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{1}{f_\pi^2} \left[-m_\pi^2 \left(\alpha - \frac{1}{24} \right) (\vec{\Phi} \cdot \vec{\Phi})^2 + \left(\alpha - \frac{1}{6} \right) \vec{\Phi} \cdot \vec{\Phi} \partial_\mu \vec{\Phi} \cdot \partial^\mu \vec{\Phi} + \left(2\alpha + \frac{1}{6} \right) \vec{\Phi} \cdot \partial_\mu \vec{\Phi} \vec{\Phi} \cdot \partial^\mu \vec{\Phi} \right] \quad (65)$$

A l'aide de ce lagrangien on peut calculer, par application directe des règles de Feynman, l'amplitude de diffusion pion-pion pour le processus $\pi_a(q_a) + \pi_b(q_b) \rightarrow \pi_c(q_c) + \pi_d(q_d)$. Les indices d'isospin $a, b, c, d = 1, 2, 3$ sont des indices dans une base cartésienne de l'espace d'isospin; on introduit également les

variables de Mandelstam $s = (q_a + q_b)^2 = (q_c + q_d)^2$, $t = (q_a - q_c)^2 = (q_b - q_d)^2$ et $u = (q_a - q_d)^2 = (q_b - q_c)^2$ qui vérifient $s + t + u = \sum_i q_i^2$. Cette amplitude se met sous la forme :

$$\langle q_c, q_d | \mathcal{V} | q_a, q_b \rangle = \delta_{ab} \delta_{cd} \mathcal{M}_s + \delta_{ac} \delta_{bd} \mathcal{M}_t + \delta_{ad} \delta_{bc} \mathcal{M}_u \quad (66)$$

avec

$$\mathcal{M}_s = \frac{1}{f_\pi^2} \left(m_\pi^2 - s + 2 \left(\alpha - \frac{1}{6} \right) \sum_{i=a}^d (m_\pi^2 - q_i^2) \right) \quad (67)$$

et des expressions similaires pour \mathcal{M}_t et \mathcal{M}_u en remplaçant la variable s par les variables t et u . Pour l'amplitude physique où tous les pions sont sur leur couche de masse ($q_i^2 = m_\pi^2$), l'amplitude devient bien sûr indépendante de la représentation particulière utilisée, c'est-à-dire indépendante de α . Les projections sur les différents canaux d'isospin $I = 0, 1, 2$ sont :

$$\mathcal{M}^0 = 3\mathcal{M}_s + \mathcal{M}_t + \mathcal{M}_u, \quad \mathcal{M}^1 = \mathcal{M}_t - \mathcal{M}_u, \quad \mathcal{M}^2 = \mathcal{M}_t + \mathcal{M}_u \quad (68)$$

Les longueurs de diffusion pion-pion sont obtenues en prenant l'amplitude sur couche au seuil ($s = 4m_\pi^2, t = u = 0$); on obtient alors le résultat de Weinberg [19] :

$$\begin{aligned} a_0 &= -\frac{1}{32\pi m_\pi} \mathcal{M}^0 = \frac{1}{32\pi m_\pi} \frac{7m_\pi^2}{f_\pi^2} = 0.154 m_\pi^{-1} \\ a_2 &= -\frac{1}{32\pi m_\pi} \mathcal{M}^2 = -\frac{1}{32\pi m_\pi} \frac{2m_\pi^2}{f_\pi^2} = -0.044 m_\pi^{-1} \end{aligned} \quad (69)$$

Ce résultat est exact au sens des perturbations chirales, au plus bas ordre dans la masse du pion.

3 - Gaz de pions chaud

Si on chauffe de la matière hadronique les différents hadrons vont apparaître avec une densité gouvernée par les distributions de Bose-Einstein ou de Fermi-Dirac. A densité (potentiel chimique) baryonique nulle, tant que la température n'excèdera pas la masse du pion qui est beaucoup plus petite que toutes les autres masses hadroniques, ce milieu sera peuplé pour l'essentiel de pions. On s'attend à ce que un tel gaz de pion soit produit dans la région centrale des collisions d'ions lourds dans le régime ultrarelativiste où tout au moins que la densité de pions soit beaucoup plus grande que celle des autres particules.

a . Quasi-particules

Dans un milieu dense et/ou chaud, le propagateur du pion est modifié du fait de ses interactions avec les autres particules :

$$D(k) = D(\omega, \mathbf{k}) = \left(\omega^2 - \omega_k^2 - S(\omega, \mathbf{k}; T) \right)^{-1} \quad (70)$$

où $S(\omega, \mathbf{k}; T)$ est la self-énergie des pions à la température T . L'énergie $\omega_k^*(T)$ des quasi-particules (quasi-pions) dans le milieu est obtenue comme solution de l'équation de dispersion :

$$\omega_k^{*2}(T) = \omega_k^2 + \text{Re } S(\omega_k^*(T), \mathbf{k}; T) \quad (71)$$

Si la self-énergie a une partie imaginaire, les états de quasi-particules acquièrent une largeur Γ :

$$\Gamma(\mathbf{k}) = - \left[\frac{1}{\omega} \text{Im } S(\omega, \mathbf{k}; T) \right]_{\omega=\omega_k^*(T)} = \tau^{-1}(\mathbf{k}) \quad (72)$$

Cela se traduit physiquement par le fait que les quasi-pions ont un temps de vie fini $\tau = \Gamma^{-1}$. Plusieurs niveaux d'approximation (ou de sophistication) sont utilisés pour le calcul de la self-énergie et des propriétés des quasi-particules. On peut utiliser une approximation de type champ moyen dans laquelle la

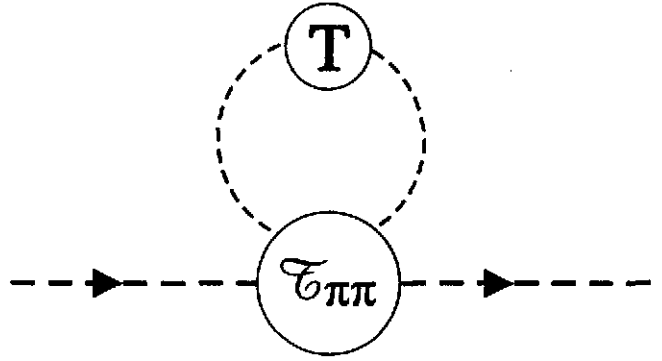


Figure 4: Self-énergie du pion provenant de son interaction avec les pions du bain thermique à la température T .

self-énergie d'un pion (ω, \mathbf{k}) d'isospin a est obtenue de façon self-consistante en calculant l'interaction moyenne de ce pion avec les pions du bain thermique (ω_q^*, \mathbf{q}) d'isospin c (fig. 4) :

$$S(\omega, \mathbf{k}; T) = \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3 2\omega_q^*} n(\omega_q^*) \sum_c \langle a : (\omega, \mathbf{k}), c : (\omega_q^*, \mathbf{q}) | \mathcal{T} | a : (\omega, \mathbf{k}), c : (\omega_q^*, \mathbf{q}) \rangle \quad (73)$$

où $n(x) = 1/(\exp(x/T) - 1)$ est la distribution de Bose-Einstein à la température T . Une fois que la somme sur l'isospin c des pions thermiques est effectuée, cette self-énergie peut s'exprimer en fonction des amplitudes dans les canaux d'isospin $I = 0, 1, 2$, suivant :

$$S(\omega, \mathbf{k}; T) = \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3 2\omega_q} n(\omega_q^*) \sum_c \langle (\omega, \mathbf{k}), (\omega_q^*, \mathbf{q}) | \frac{1}{3}(\mathcal{T}^0 + 3\mathcal{T}^1 + 5\mathcal{T}^2) | (\omega, \mathbf{k}), (\omega_q^*, \mathbf{q}) \rangle \quad (74)$$

Cette quantité met en jeu une amplitude hors-couche et par suite nécessite un modèle spécifique. On peut utiliser, comme première approximation des éléments de matrice de \mathcal{T}^I , les amplitudes \mathcal{M}^I du modèle sigma non linéaire (éq. 67, 68) calculées pour $s = (\omega + \omega_q^*)^2 - (\mathbf{k} + \mathbf{q})^2$, $t = 0$ et $u = (\omega - \omega_q^*)^2 - (\mathbf{k} - \mathbf{q})^2$. Dans ce cas les quasi-particules n'ont pas de largeur et on obtiendra les résultats de plus bas ordre en perturbations chirales. La self-énergie est [20] :

$$S(\omega, \mathbf{k}; T) = \frac{1}{f_\pi^2} \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3 2\omega_q^*} n(\omega_q^*) (m_\pi^2 - 2\beta(\omega_q^{*2} - \mathbf{q}^2 - m_\pi^2 + \omega^2 - \mathbf{k}^2 - m_\pi^2)) \quad (75)$$

où le paramètre β dépend de la représentation choisie :

$$\beta = 1 + 10 \left(\alpha - \frac{1}{6} \right) \quad (76)$$

On peut alors chercher la solution de l'équation de dispersion (71) sous la forme :

$$\omega_k^*(T) = \left(k^2 + m_\pi^{*2}(T) \right)^{1/2} \quad (77)$$

A ce niveau, il est utile de développer le champ du pion sur des opérateurs d'annihilation $B_{\mathbf{ik}}(t) = B_{\mathbf{ik}} \exp(-i\omega_k^* t)$ et de création $B_{\mathbf{ik}}^\dagger(t)$ de quasi-pions de masse $m_\pi^*(T)$, avec une normalisation discrète (grande boîte de volume V) :

$$\Phi(\mathbf{r}(t)) = \sum_{\mathbf{k}, i} \left(\frac{1}{2\omega_k^* V} \right)^{1/2} (B_{\mathbf{ik}}(t) + B_{i-\mathbf{k}}^\dagger(t)) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \quad (78)$$

La valeur moyenne de Φ^2 dans le bain thermique de quasi-pions s'écrit en ne gardant que la partie thermique :

$$\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle (T) \equiv \langle\langle \vec{\Phi} \cdot \vec{\Phi} \rangle\rangle = 3 \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{n(\omega_{\mathbf{k}}^*)}{\omega_{\mathbf{k}}^*} \equiv 2\rho_{s\pi} \quad (79)$$

et s'identifie avec deux fois la densité scalaire de pions déjà introduite dans l'équation (25). On voit immédiatement que, avec la relation de dispersion (77), la self-énergie s'exprime complètement en fonction de $\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle$; un petit peu d'algèbre permet d'aboutir à la forme suivante du propagateur de pion dans le milieu :

$$D(\omega, \mathbf{k}; T) = \frac{Z_\pi(T)}{\omega^2 - \mathbf{k}^2 - m_\pi^{*2}(T)} \quad (80)$$

$$m_\pi^{*2}(T) = \frac{1 + 2\beta/3 \langle\langle \Phi^2/f_\pi^2 \rangle\rangle}{1 + (1/6 + 2\beta/3) \langle\langle \Phi^2/f_\pi^2 \rangle\rangle} m_\pi^2, \quad Z_\pi(T) = \left(1 + \beta \frac{\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle}{3f_\pi^2}\right)^{-1} \quad (81)$$

Il apparaît que dans la limite chirale le pion demeure non massif. Ceci est une conséquence du théorème de Goldstone car, si la température est suffisamment faible, la symétrie est encore spontanément brisée. Toutefois, en présence d'une brisure explicite ($m_\pi \neq 0$), la masse du pion dépend de la représentation, ce qui est inacceptable pour une quantité physique. Cette dépendance disparaît néanmoins au plus bas ordre en $\langle\langle \Phi \rangle\rangle^2$. On doit par suite en conclure que le calcul ci-dessus n'est cohérent qu'à l'ordre Φ^2 . En réalité un calcul d'ordre supérieur nécessite d'incorporer d'autres contributions à la self-énergie et d'autres termes au lagrangien effectif. Si on se limite au plus bas ordre, on obtient :

$$\frac{m_\pi^{*2}}{m_\pi^2} = 1 + \frac{\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle}{6f_\pi^2} \quad (82)$$

Dans la limite chirale, le calcul de (79) est analytique, $\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle = T/4$, ce qui donne :

$$\frac{m_\pi^{*2}}{m_\pi^2} = 1 + \frac{T^2}{24f_\pi^2} \quad (83)$$

Il s'agit d'un résultat exact, conséquence de la symétrie chirale seule, dans la limite de basse température [9]. La modification relative de la masse du pion demeure relativement faible pour des température modérées de l'ordre de f_π . Ce résultat a cependant une utilité pratique relativement limitée du fait de la faiblesse de l'effet provenant de la forte compensation entre les amplitudes d'isospin $I = 0$ (\mathcal{M}^0) et $I = 2$ ($5\mathcal{M}^2$). Par suite, les corrections d'ordre supérieur mêmes modérées (typiquement 20%) amenant les longueurs de diffusion a_0 et a_2 à leurs valeurs expérimentales peuvent notablement modifier la combinaison $\mathcal{M}^0 + 5\mathcal{M}^2$ dominant à basse température. Par ailleurs, l'influence de l'amplitude $I = 1$ dominée par l'onde partielle $l = 1$ (canal du méson rho), bien que donnant une contribution en T^4 , se fait sentir très rapidement avec l'augmentation de température. Comme on le verra plus loin, ces éléments, une fois incorporés dans des approches allant au delà des perturbations chirales, conduisent plutôt à une diminution de la masse du pion à des températures de l'ordre de 100 – 150 MeV, même si le résultat précédent demeure valable lorsque la masse du pion et la température tendent vers zéro.

Il apparaît dans le propagateur du pion un résidu Z_π . Au plus bas ordre en $\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle$ donc en température ce résidu est:

$$Z_\pi(T) = 1 - \beta \frac{\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle}{3f_\pi^2} \quad (84)$$

Ce résidu, qui correspond dans la terminologie habituelle de la théorie des champs à une renormalisation $\sqrt{Z_\pi}$ de fonction d'onde, n'a donc pas de sens physique absolu. Cependant, on verra ci-dessous que, combiné à des renormalisations de vertex, il conduit à des résultats physiques (indépendants de la représentation) des observables telles que la constante de désintégration du pion.

b . Evolution du condensat de quarks

L'évolution du condensat peut être calculée dans la théorie effective en "suivant" l'évolution de la partie du hamiltonien brisant la symétrie chirale :

$$R = \frac{\langle\langle \bar{q}q \rangle\rangle (T)}{\langle \bar{q}q \rangle} = \frac{\langle\langle H_{\chi SB} \rangle\rangle (T)}{\langle H_{\chi SB} \rangle} = \frac{\langle\langle \sigma \rangle\rangle (T)}{f_\pi} = \langle\langle \cos [F(X)] \rangle\rangle (T) \quad (85)$$

Nous allons calculer cette quantité à l'ordre Φ^4 en développant $F(X)$ puis son cosinus :

$$R = \langle\langle \cos [F(X)] \rangle\rangle (T) = \langle\langle 1 - \frac{1}{2} \frac{\Phi^2}{f_\pi^2} - \left(\alpha - \frac{1}{24}\right) \frac{\Phi^2 \Phi^2}{f_\pi^4} \rangle\rangle \quad (86)$$

Il faut, pour calculer la valeur moyenne de Φ^2 , prendre en compte l'effet de la renormalisation de fonction d'onde, soit :

$$\begin{aligned} \frac{\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle}{2f_\pi^2} &\rightarrow Z_\pi \frac{\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle}{2f_\pi^2} \simeq \left(1 - \beta \frac{\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle}{3f_\pi^2}\right) \frac{\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle}{2f_\pi^2} \\ &= \frac{\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle}{2f_\pi^2} - \left(\frac{5}{3}\alpha - \frac{1}{9}\right) \frac{\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle^2}{f_\pi^4} \end{aligned} \quad (87)$$

La valeur moyenne de $\Phi^2 \Phi^2$ se calcule à l'aide du théorème de Wick en remarquant que chaque composante d'isospin i contribue pour un tiers à la valeur moyenne de Φ^2 :

$$\begin{aligned} \langle\langle \Phi^2 \Phi^2 \rangle\rangle &= \sum_{i,j} \langle\langle \Phi_i \Phi_i \rangle\rangle \langle\langle \Phi_j \Phi_j \rangle\rangle + 2 \langle\langle \Phi_i \Phi_j \rangle\rangle \langle\langle \Phi_i \Phi_j \rangle\rangle \\ &= \langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle^2 + 2 \sum_{i,j} \delta_{i,j} \left(\frac{\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle}{3}\right)^2 = \frac{5}{3} \langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle^2 \end{aligned}$$

La dépendance en α disparaît pour donner finalement [20] :

$$\begin{aligned} R &= 1 - \frac{\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle}{2f_\pi^2} - \frac{\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle^2}{24f_\pi^4} \\ &= 1 - \frac{\rho_{s\pi} \Sigma_\pi}{f_\pi^2 m_\pi} - \frac{1}{6} \left(\frac{\rho_{s\pi} \Sigma_\pi}{f_\pi^2 m_\pi}\right)^2 \end{aligned} \quad (88)$$

A la limite chirale on obtient le résultat exact à l'ordre T^4 [9, 10] :

$$R = 1 - \frac{T^2}{8f_\pi^2} - \frac{T^4}{384f_\pi^4} \quad (89)$$

qui étend le résultat de l'équation (26). La correction en T^4 demeure très petite dans la gamme de température pertinente $T \leq 150 \text{ MeV}$.

c . Constante de désintégration du pion

Pour calculer la constante de désintégration du pion, on doit tout d'abord obtenir une expression du courant axial. La façon la plus simple est de partir du modèle sigma linéaire et d'effectuer ensuite la transformation non linéaire en se limitant à l'ordre Φ^3 :

$$\mathcal{A}_i^\mu = \sigma \partial^\mu \pi_i - \pi_i \partial^\mu \sigma \simeq f_\pi \left[\left(1 + \left(\alpha - \frac{2}{3}\right) \frac{\phi^2}{f_\pi^2}\right) \partial^\mu \Phi_i + \frac{1}{f_\pi^2} \left(2\alpha + \frac{2}{3}\right) \Phi_i \Phi_j \partial^\mu \Phi_j \right] \quad (90)$$

A température nulle, seul le premier terme $f_\pi \partial^\mu \Phi_i$ contribue à l'élément de matrice du courant axial entre un état de pion et le vide. Dans le milieu, la présence des pions thermiques renormalise cet élément de matrice. On définira un courant axial effectif en remplaçant les $\Phi_i \Phi_j$ par leurs moyennes thermiques, soit :

$$\begin{aligned} (\mathcal{A}_i^\mu)_{eff} &\simeq f_\pi \left[\left(1 + \left(\alpha - \frac{2}{3} \right) \frac{\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle}{f_\pi^2} \right) \partial^\mu \Phi_i + \frac{1}{3} \left(2\alpha + \frac{2}{3} \right) \frac{\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle}{f_\pi^2} \partial^\mu \Phi_i \right] \\ &= f_\pi \left[1 + \left(\frac{\beta}{6} - \frac{1}{3} \right) \frac{\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle}{f_\pi^2} \right] \partial^\mu \Phi_i \end{aligned} \quad (91)$$

La renormalisation de vertex dépend de la représentation mais une fois que la renormalisation de fonction d'onde (éq. 84) est incorporée, celle-ci disparaît. La constante de désintégration à température finie est donnée par [20] :

$$\frac{f_\pi^*(T)}{f_\pi} = \sqrt{Z_\pi} \left[1 + \left(\frac{\beta}{6} - \frac{1}{3} \right) \frac{\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle}{f_\pi^2} \right] = 1 - \frac{1}{3} \frac{\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle}{f_\pi^2} = 1 - \frac{2}{3} \frac{\rho_{s\pi} \Sigma_\pi}{f_\pi^2 m_\pi^2} \quad (92)$$

A la limite chirale, ceci donne :

$$\frac{f_\pi^*(T)}{f_\pi} = 1 - \frac{T^2}{12f_\pi^2} \quad (93)$$

ce qui est de nouveau un résultat exact à l'ordre T^2 [9], conséquence seulement de la symétrie chirale. Par ailleurs, on voit que ce paramètre d'ordre diminue comme 2/3 de la variation du condensat de quarks. Comme cela a déjà été dit, cette diminution de la constante de couplage axiale s'accompagne en réalité d'un mélange des courants vectoriel et axial [21] ce qui est une manifestation de la restauration partielle de la symétrie chirale. On notera également que, à cet ordre, la constante de couplage f_π est renormalisée identiquement pour la partie de temps et la partie d'espace du courant axiale, bien que, de façon générale, la présence d'un bain thermique brise l'invariance de Lorentz.

d . Approches phénoménologiques

La description des quasi-particules utilisées précédemment est basée sur une interaction pion-pion provenant du modèle sigma-linéaire à l'approximation de Born. Comme on vient de le voir, elle permet de retrouver les résultats exacts de la théorie des perturbations chirales, à basse température et lorsque la masse des pions tend vers zéro. La description de la dynamique des pions, copieusement produits en collisions d'ions lourds ultrarelativistes, nécessite d'aller au delà et en particulier d'utiliser une interaction pion-pion unitarisée. Ceci peut se faire en partant d'un certain potentiel pion-pion (issu par exemple de la théorie effective précédente ou d'une approche plus phénoménologique) qui est ensuite injectée dans une équation de diffusion de type Lippmann-Schwinger. Cette procédure souvent utilisée conduit en général à d'épineux problèmes de compatibilité entre l'unitarité et les contraintes de symétrie chirale. Des solutions partielles, mais néanmoins satisfaisantes, à ce problème existent mais il serait un peu long de traiter cette question ici. Je discuterai seulement les approches éliminant au maximum la dépendance de modèles. Si les effets de milieu sont modérés on peut ne plus exiger la self-consistance de l'équation de dispersion et remplacer l'énergie dans le milieu par l'énergie dans le vide. Sous cette hypothèse, la self-énergie servant à calculer les propriétés des quasi-particules sera :

$$S(\omega_k, \mathbf{k}; T) = \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3 2\omega_q} n(\omega_q) \langle k, q | \frac{1}{3} (\mathcal{T}^0 + 3\mathcal{T}^1 + 5\mathcal{T}^2) | k, q \rangle \quad (94)$$

L'avantage est que les éléments de matrice peuvent être obtenus directement à partir des déphasages expérimentaux correspondant aux ondes partielles de moment orbital l dans le canal d'isospin I .

$$\langle k, q | \mathcal{T}^I | k, q \rangle = -32\pi \left(\frac{s}{s - 4m_\pi^2} \right)^{\frac{1}{2}} \sum_l (2l + 1) \frac{\tan \delta_l^I(s)}{1 - i \tan \delta_l^I(s)} \quad (95)$$

avec $s = (\omega_k + \omega_q)^2 - (k + q)^2$. En utilisant le théorème optique, on montre que la largeur des quasi-pions d'impulsion k se met sous la forme :

$$\Gamma(k) = \int \frac{dq dk' dq'}{(2\pi)^9} n(\omega_q) \sum_{l=0}^2 \frac{2l+1}{3} \frac{|\langle k', q' | \mathcal{T}^l | k, q \rangle|^2}{2\omega_k 2\omega_q 2\omega_{k'} 2\omega_{q'}} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(k + q - k' - q') \quad (96)$$

L'interprétation de cette formule semble *a priori* évidente : il s'agit du taux de collisions subies par le pion avec un pion thermique existant avec le nombre d'occupation $n(\omega_q)$, la collision se produisant avec une probabilité gouvernée par le module carré des amplitudes de diffusion. Cependant, cette formule viole manifestement les contraintes liées à la statistique de Bose. Le facteur thermique devrait en effet être remplacé par :

$$n(\omega_q) \rightarrow n(\omega_q) [1 + n(\omega_{k'})] [(1 + n(\omega_{q'})) - n(\omega_{k'}) n(\omega_{q'})] [1 + n(\omega_q)] \quad (97)$$

Dans le premier terme du membre de droite, les facteurs $(1 + n)$ incorporent l'effet des corrélations de Bose; c'est l'analogie du terme $(1 - n)$ décrivant le blocage de Pauli des états de fermions déjà occupés dans le bain thermique. Le deuxième terme traduit la possibilité que les pions k' et q' préexistant dans le bain thermique interagissent pour recréer le pion de départ k avec un facteur d'augmentation de Bose lié au pion q . Pour comprendre l'origine de ce défaut (violation des contraintes de Bose) dans l'expression (96) de la largeur, nous allons envisager une approche (théorie effective) à partir de laquelle on peut construire un certain potentiel pion-pion \mathcal{V}^I pour chaque canal d'isospin. On écrit ensuite une équation de Lippmann-Schwinger qui permet de déterminer une matrice de diffusion unitarisée dépendant de l'énergie $E = (s + \mathbf{P}^2)^{1/2}$ de la paire de pions interagissant d'impulsion totale \mathbf{P} . Sous une forme schématique, elle s'écrit :

$$\begin{aligned} \langle k_1, k_2 | \mathcal{T}^I(E) | k_5, k_6 \rangle &= \langle k_1, k_2 | \mathcal{V}^I(E) | k_5, k_6 \rangle + \frac{1}{2} \sum_{3,4} \langle k_1, k_2 | \mathcal{V}^I(E) | k_3, k_4 \rangle \\ &G_{34}^{\pi\pi}(E) \langle k_3, k_4 | \mathcal{T}^I(E) | k_5, k_6 \rangle \end{aligned} \quad (98)$$

où $G^{\pi\pi}$ est le propagateur à deux pions qui joue le rôle de la fonction de Green usuelle $(E - H_0 + i\eta)^{-1}$ apparaissant en théorie non relativiste de la diffusion. Le point important est que, à température finie, celui-ci est modifié. En utilisant des techniques standard de théorie des champs à température finie (par exemple le formalisme de Matsubara), on montre que :

$$G_{34}^{\pi\pi}(E) = \frac{\omega_3 + \omega_4}{2\omega_3\omega_4} \frac{1 + n(\omega_3) + n(\omega_4)}{(E + i\eta)^2 - (\omega_3 + \omega_4)^2} \quad (99)$$

L'effet du milieu chaud provient de l'apparition des facteurs thermiques dans le propagateur à deux pions entraînant par suite une dépendance de la matrice \mathcal{T} dans la température. Comme on peut le montrer [22], ce sont précisément ces facteurs thermiques intervenant dans le propagateur à deux pions qui permettent d'obtenir dans l'expression de la largeur (éq. 96), le facteur de Bose correct (éq. 97). Ainsi, la prise en compte simultanée des contraintes d'unitarité et des corrélations de Bose à température finie impliquent que l'interaction pion-pion, c'est-à-dire la matrice \mathcal{T} , doit être modifiée à température finie. Ceci est bien évidemment un élément important [23, 24] à inclure dans la dynamique des pions en collisions d'ions lourds relativistes. Cet effet qui a été incorporé dans les calculs dynamiques (codes de transport) visant à reproduire les spectres de pions [25] nécessitent l'utilisation d'un modèle qui sera bien sûr contraint au moins partiellement par les données de diffusion dans le vide. Dans l'esprit de ce qui précède je me contenterai de mentionner l'approximation dite de la matrice K [22] qui, bien que notoirement insuffisante dans certains cas, a le mérite d'éliminer l'incertitude lié au comportement hors couche apparaissant dans l'état intermédiaire de l'équation de diffusion. Dans cette approximation (qui revient à ne prendre en compte que la partie imaginaire du propagateur à deux pions) l'amplitude vers l'avant figurant dans l'expression de la self-énergie acquiert une dépendance explicite dans la température :

$$\langle k, q | \mathcal{T}^I(E) | k, q \rangle (T) = -32\pi \left(\frac{s}{s - 4m_\pi^2} \right)^{\frac{1}{2}} \sum_l (2l+1) \frac{\tan \delta_l^I(s)}{1 - i \langle 1 + 2n \rangle (T) \tan \delta_l^I(s)} \quad (100)$$

L'effet de température est présent *via* le facteur thermique $\langle 2n \rangle = \langle n(\omega_k) + n(\omega_q) \rangle$ moyenné sur l'angle entre k et q . Ce facteur thermique et par suite l'amplitude de diffusion dépendent séparément de E et de P et non plus uniquement de s .

Cet effet thermique reste modéré dans les gammes de températures habituelles $T \leq 150 - 200 \text{ MeV}$ mais peut devenir important si les pions ont un potentiel chimique important μ s'approchant de m_π . Dans un tel cas, les formules précédentes seront utilisées avec un nombre d'occupation :

$$n(\omega) = \left(e^{\frac{\omega - \mu}{T}} - 1 \right)^{-1} \quad (101)$$

L'introduction d'un potentiel chimique pour les pions [26, 27, 28] mérite quelques mots d'explication car il est bien connu qu'il n'existe pas de loi de conservation de "nombre bosonique" et dans ce cas particulier du nombre total de pions. Cependant, l'interaction pion-pion est essentiellement élastique dans le domaine d'énergie des pions produits dans les collisions d'ions lourds relativistes. Par conséquent, le taux de collisions inélastiques durant le temps de vie du système (de l'ordre de $10 \text{ fm}/c$) est si faible qu'il ne peut conduire le système à un équilibre chimique ($\mu = 0$) tandis que le taux de collisions élastiques lui permet de s'approcher de l'équilibre thermique. A titre de confirmation, la distribution de pions obtenues dans les codes de transport (équation de Boltzman avec terme de collision) est bien reproduite par une distribution paramétrisée par une température et un potentiel chimique pouvant évoluer au cours du temps [29]. Ainsi, le spectaculaire excès de pions observé à basse impulsion transverse par la collaboration NA35 [30] peut être reproduit sur la base d'une distribution thermique de pions avec $T = 167 \text{ MeV}$ et $\mu = 126 \text{ MeV}$ [27], un tel potentiel chimique produisant une importante augmentation de la distribution à basse impulsion.

On pourrait s'attendre à ce qu'un tel potentiel chimique affecte de façon importante les propriétés des quasi-pions. Il se trouve que, en ce qui concerne la relation de dispersion (énergie) des pions dans le milieu, il n'en est rien. En effet, des études détaillées ont montré que du fait de compensations (parfois assez subtiles) entre les différents canaux d'isospin, l'énergie des quasi-pions dans la gamme d'impulsion pertinente ($p < 400 \text{ MeV}$) n'est jamais modifiée dans un sens ou dans l'autre par plus de 10%. Par contre, en ce qui concerne la largeur pour laquelle les contributions des différents canaux s'ajoutent, l'effet est spectaculaire. Nous présentons sur la figure 5 le résultat d'un calcul de la largeur avec incorporation d'un potentiel chimique. On voit ainsi que lorsque l'on passe d'un potentiel chimique nul à un potentiel chimique de 126 MeV à une température choisie à 150 MeV , le temps de vie décroît de $10 \text{ fm}/c$ à $3 \text{ fm}/c$. Dans un tel cas la notion de quasi-particules devient elle même douteuse.

Pour terminer, mentionnons que ces effets de milieu altérant la matrice \mathcal{T} gouvernant le terme de collision ont été effectivement incorporés dans des codes de transport pour expliquer cette augmentation des pions à basse impulsion transverse. Ils ont pour conséquence de diminuer le taux de collision. Dans le calcul [25] présenté sur la figure 6, la distribution initiale de pions est une superposition de distributions obtenues en collisions nucléon-nucléon, supposée produite à un temps propre τ_{eff} correspondant à l'hadronisation (pionisation) de l'hypothétique plasma formé. La prise en compte des effets de milieu nécessite de diminuer ce temps de $7 \text{ fm}/c$ à $4 \text{ fm}/c$ et même moins en présence du champ moyen [29] (modification de la relation de dispersion) ou de résonances mésoniques [25], de façon à compenser la diminution de l'interaction par l'augmentation de la densité. En dernière analyse, ce calcul "dit" que la dynamique des pions seuls ne permet de reproduire les données que si la matière hadronique est produite au bout d'un temps très court. Ceci ne laisse que peu de temps au plasma pour se former à moins que la transition de phase elle même n'altère profondément la distribution initiale.

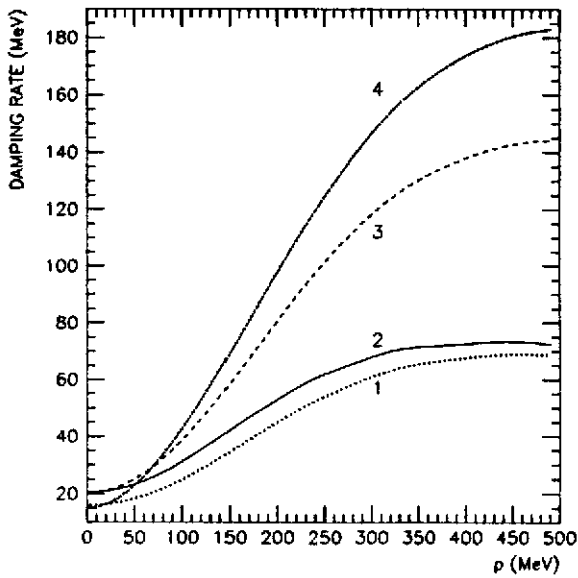


Figure 5: Largeur des quasi-pions à $T = 150 \text{ MeV}$. Courbe 1 : calcul sans effet de milieu et sans inclusion des corrélations de Bose. Les courbes 2, 3 et 4 incorporent ces effets pour des potentiels chimiques égaux à $\mu_\pi = 0, 100$ et 126 MeV . Calcul tiré de la référence [22].

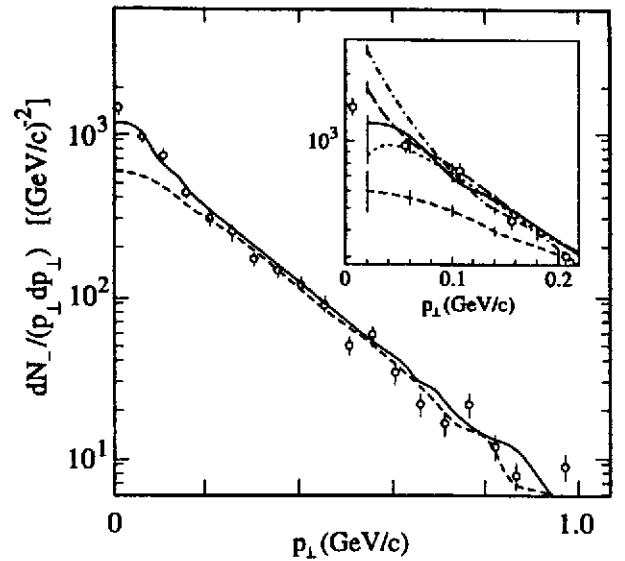


Figure 6: Distribution en p_T des pions dans des collisions centrales $^{16}\text{O} - \text{Au}$ à 200 GeV/u pour des rapidités centrales $2 < y_{\text{lab}} < 3$ [25]. Spectre initial (tirets courts) et spectre final pour $\tau_{\text{eff}} = 4.5 \text{ fm/c}$ (courbe pleine), 5 fm/c (pointillés), 4 fm/c (tirets longs) et 3 fm/c (tirets-points). Données expérimentales NA35 [30].

V - MATIERE NUCLEAIRE

1 - Un lagrangien chiral pour le système pion-nucléon

Nous allons tout d'abord construire un lagrangien chiral pour le système pion-nucléon qui nous servira de guide. Diverses extensions, telles que l'inclusion de la résonance $\Delta(1232)$ ou l'introduction de facteurs de forme aux vertex d'interaction πNN ou $\pi N\Delta$, seront ultérieurement incorporées pour rendre compte de la phénoménologie pion-nucléon et pion-noyau. Pour faire cette construction, nous allons de nouveau partir du lagrangien du modèle sigma linéaire introduit dans la section IV-1 où les notations ont été définies. Sous cette forme, comme on peut le voir sur l'expression du courant axial (57), il présente l'inconvénient de donner une constante de couplage axiale $g_A = 1$ alors que la valeur expérimentale déduite de la désintégration β du neutron est $g_A = 1.25$. On peut corriger facilement ce défaut en introduisant un nouveau terme invariant chiral dépendant d'un paramètre ζ . On peut également introduire un nouveau terme de brisure explicite compatible avec la façon dont la symétrie chirale est brisée dans QCD et dépendant d'un paramètre σ_N . Le lagrangien se décompose en une partie symétrique chirale \mathcal{L}_0 et une partie de brisure explicite $\mathcal{L}_{\chi SB}$:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} &= \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_{\chi SB} \\
 \mathcal{L}_0 &= \frac{1}{4} \text{tr} \partial_\mu W \partial^\mu W^\dagger + i \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - \frac{\lambda}{4} \left(\frac{1}{2} \text{tr}(WW^\dagger) - v^2 \right)^2 \\
 &\quad - \frac{M_0}{f_\pi} \left(\bar{\psi}_L W \psi_R + \bar{\psi}_R W^\dagger \psi_L \right) + \frac{i\zeta}{f_\pi^2} \left(\bar{\psi}_L \gamma^\mu W \partial_\mu W^\dagger \psi_L + \bar{\psi}_R \gamma^\mu W^\dagger \partial_\mu W \psi_R \right) \\
 \mathcal{L}_{\chi SB} &= \frac{1}{4} f_\pi m_\pi^2 \text{tr} (W + W^\dagger) - \frac{\sigma_N}{4f_\pi^2} \text{tr} (W + W^\dagger) \left(\bar{\psi}_L W \psi_R + \bar{\psi}_R W^\dagger \psi_L \right)
 \end{aligned} \tag{102}$$

On rappelle que dans le vide $\langle \sigma \rangle = (1/2) \langle \text{tr} W \rangle = f_\pi$ et on notera que, par rapport au lagrangien de masse de nucléon (54), le paramètre g a été remplacé par M_0/f_π . Un calcul explicite du courant axial montre que le paramètre ζ doit être $\zeta = (1 - g_A)/2$. A l'approximation de l'arbre, c'est-à-dire en omettant les "boucles de pions virtuels" renormalisant les propriétés du nucléon, sa masse nue (dans le vide) est $M_N = M_0 + \sigma_N$.

Comme dans la section IV-2 précédente, on va se placer dans la version non linéaire du modèle en gelant le champ chirale sur le cercle chirale par envoi de la masse du méson sigma à l'infini. On introduit la matrice U et une nouvelle quantité auxiliaire ξ définie par :

$$W = f_\pi U, \quad U = \xi^2 \quad \rightarrow \quad \xi = \exp \left(i \vec{\tau} \cdot \frac{\vec{\Phi}}{2f_\pi} \frac{F(X)}{X} \right) \quad (103)$$

où la fonction $F(X)$ a été définie par l'équation (64). Il est plus commode d'introduire de nouveaux champs de nucléons en définissant de nouveaux isodoublets gauche et droit de nucléon :

$$N_L = \xi^\dagger \psi_L, \quad N_R = \xi \psi_R, \quad N = \frac{1 - \gamma_5}{2} N_L + \frac{1 + \gamma_5}{2} N_R \quad (104)$$

En termes de ces nouveaux champs, le lagrangien se réécrit comme :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0 &= \frac{f_\pi^2}{4} \text{tr} \partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger + \bar{N} \gamma_\mu i (\partial^\mu - i \mathcal{V}_c^\mu) N - M_0 \bar{N} N + g_A \bar{N} \gamma_\mu \gamma_5 \mathcal{A}_c^\mu N \\ \mathcal{L}_{\chi SB} &= \frac{1}{4} f_\pi^2 m_\pi^2 \text{tr} (U + U^\dagger) \left(1 - \frac{\sigma_N}{f_\pi^2 m_\pi^2} \bar{N} N \right) \end{aligned} \quad (105)$$

avec :

$$\mathcal{V}_c^\mu = \frac{i}{2} (\xi \partial^\mu \xi^\dagger + \xi^\dagger \partial^\mu \xi) \simeq -\frac{1}{4f_\pi^2} \vec{\tau} \cdot (\vec{\Phi} \times \partial^\mu \vec{\Phi}) \quad (106)$$

$$\mathcal{A}_c^\mu = \frac{i}{2} (\xi \partial^\mu \xi^\dagger - \xi^\dagger \partial^\mu \xi) \simeq \frac{1}{2f_\pi} \vec{\tau} \cdot \partial^\mu \vec{\Phi} \quad (107)$$

Ce lagrangien sera largement exploité dans la suite mais pour l'instant je me contenterai de discuter brièvement la partie brisant explicitement la symétrie chirale. A partir de $\mathcal{L}_{\chi SB}$, on déduit le hamiltonien de brisure qui, développé à l'ordre Φ^2 , est après soustraction de la partie de vide :

$$H_{\chi SB} = \int dr \left(\sigma_N \bar{N} N + \frac{1}{2} m_\pi^2 \Phi^2 - \frac{\sigma_N}{2f_\pi^2} \Phi^2 \bar{N} N \right) \quad (108)$$

Le commutateur sigma du nucléon est obtenu immédiatement :

$$\Sigma_N = \langle N | H_{\chi SB} | N \rangle = \langle N | \int dr \frac{1}{2} m_\pi^2 \Phi^2 | N \rangle + \sigma_N \equiv \Sigma_N^{(\pi)} + \sigma_N \quad (109)$$

Ainsi, la quantité σ_N peut être interprétée comme la contribution au commutateur sigma du nucléon ne venant pas du champ pionique. A la lumière de ce qui a été dit dans la section II-4, on pourra l'identifier à la contribution du coeur de quarks, soit $\sigma_N = \Sigma_N^{(q)}$. Bien entendu le calcul de la contribution pionique nécessite d'introduire de façon phénoménologique un facteur de forme au vertex πNN , sans quoi elle serait divergente; comme on l'a vu, ce facteur de forme apparaît naturellement si l'on utilise un modèle de type sac. Le dernier terme de $H_{\chi SB}$ donne une contribution attractive à la diffusion pion-nucléon d'onde s et par suite à la masse du pion dans la matière nucléaire; nous y reviendrons à la fin de cette partie V car ce problème est plus subtil qu'il n'y paraît.

2 - Modes collectifs pioniques

a . Couplage pion-nucléon d'onde p

En utilisant la forme au plus bas ordre de \mathcal{A}_c^μ (éq. 107), le lagrangien (105) conduit à un terme de couplage pion-nucléon de type Yukawa :

$$\mathcal{L}_{\pi NN} = \frac{g_A}{f_\pi} \bar{N} \gamma^\mu \gamma_5 \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \partial_\mu \vec{\Phi} N \quad (110)$$

On va se placer à l'approximation non relativiste pour les nucléons et ignorer les antinucléons. Les champs de nucléons peuvent se décomposer sur les spineurs de Dirac qui sont les mêmes que ceux de quarks (éq. 29) une fois que l'on a remplacé la masse m par la masse du nucléon M_N . Au plus bas ordre en $1/M_N$ les éléments de matrice de Dirac sont :

$$\frac{1}{2M_N} \bar{u}(p', s') \gamma^i \gamma_5 u(p, s) = \chi_s^\dagger \sigma^i \chi_s, \quad \frac{1}{2M_N} \bar{u}(p', s') \gamma^0 \gamma_5 u(p, s) = O\left(\frac{1}{M_N}\right) \quad (111)$$

si bien que le lagrangien prend la forme non relativiste :

$$\mathcal{L}_{\pi NN} = \frac{g_A}{2f_\pi} N^\dagger \sigma \cdot \nabla \vec{\Phi} \cdot \vec{\tau} N \quad (112)$$

où maintenant les champs de nucléons sont des spineurs de Pauli. Le vertex d'interaction entre un pion incident (\mathbf{k}, ω, j) , un nucléon incident dans un état (spin-isospin-orbital) $|N : \alpha \rangle$ et un nucléon sortant dans l'état $|N : \beta \rangle$ sera donc de la forme :

$$\pi(\mathbf{k}, \omega, j) + N(\alpha) \rightarrow N(\beta) : \quad V_j^{\beta\alpha}(\mathbf{k}, \omega) = -i \frac{g_{\pi NN}}{2M_N} v(\mathbf{k}, \omega) \langle N : \beta | \sigma \cdot \mathbf{k} \tau_j e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}} | N : \alpha \rangle \quad (113)$$

$g_{\pi NN} \simeq 13.5$ est la constante de couplage pion-nucléon dont la valeur est déduite de l'étude de la diffusion nucléon-nucléon [2]. Dans notre modèle guide elle est donnée par $g_{\pi NN} = M_N g_A / f_\pi$. Cette relation, connue sous le nom de relation de Goldberger-Treiman, est en réalité une conséquence de la symétrie chirale seule moyennant une hypothèse dite de dominance du pôle de pion; elle est vérifiée numériquement avec une précision de 7%. Par rapport au modèle lagrangien, on a rajouté de façon phénoménologique un facteur de forme $v(\mathbf{k}, \omega)$ normalisé de telle façon qu'il soit égal à un sur la ligne de pion *i.e.* $\omega = \omega_{\mathbf{k}}$. Ce facteur de forme est en général tiré de l'étude de l'échange de pions dans l'interaction nucléon-nucléon [2]. Le vertex πNN met en jeu un opérateur nucléonique de spin-isospin longitudinal dépendant de la projection de spin longitudinale, c'est-à-dire le long de la direction \mathbf{k} du pion. Cet opérateur excitera, comme on le verra dans la suite, des modes nucléaires dit de spin-sospin longitudinal dont les propriétés sont profondément différents des modes de spin-isospin transverse excités par un opérateur du type $\sigma \times \mathbf{k} \tau_3$ par couplage magnétique à des photons réels ou virtuels.

On sait que la diffusion pion-nucléon présente un très fort caractère résonnant par excitation dans l'état intermédiaire d'un état de delta qui est le premier état excité du nucléon [2]. La résonance delta, qui a une masse $M_\Delta = 1232 \text{ MeV}$ et une largeur $\Gamma_\Delta = 115 \text{ MeV}$, est un état de spin $J = 3/2$ et d'isospin $I = 3/2$. Dans un modèle de quarks il est simplement obtenu à partir du nucléon par retournement du spin et de l'isospin d'un quark, les fonctions d'onde orbitales des quarks restant en première approximation celle de l'état fondamental, le nucléon. Il est par suite capital d'introduire l'interaction $\pi N \Delta$. Le vertex fondamental entre un pion incident (\mathbf{k}, ω, j) , un nucléon incident dans un état (spin-isospin-orbital) $|N : \alpha \rangle$ et un delta sortant dans un état (spin-isospin-orbital) $|\Delta : \beta \rangle$ sera de la forme :

$$\pi(\mathbf{k}, \omega, j) + N(\alpha) \rightarrow \Delta(\beta) : \quad V_j^{\beta\alpha}(\mathbf{k}, \omega) = -i \frac{g_{\pi N \Delta}}{2M_N} v(\mathbf{k}, \omega) \langle \Delta : \beta | \mathbf{S} \cdot \mathbf{k} \mathbf{T}_j e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}} | N : \alpha \rangle \quad (114)$$

Les opérateurs vectoriels S_j (isovectoriels T_j) sont des opérateurs de transition de spin (isospin) entre un état de nucléon de spin (isospin) $1/2$ et un état de delta de spin (isospin) $3/2$. Ils vérifient la propriété :

$$\mathbf{S}^\dagger \cdot \mathbf{a} \mathbf{S} \cdot \mathbf{b} = \frac{2}{3} \mathbf{a} \cdot \mathbf{b} - \frac{i}{3} \sigma \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \quad \text{à comparer à :} \quad \sigma \cdot \mathbf{a} \sigma \cdot \mathbf{b} = \mathbf{a} \cdot \mathbf{b} + i \sigma \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \quad (115)$$

$g_{\pi N\Delta}^*$ est la constante de couplage $\pi N\Delta$. La phénoménologie donne $g_{\pi N\Delta}^* \simeq 2g_{\pi NN}$ tandis que le modèle des quarks donne $g_{\pi N\Delta}^* = \sqrt{72/25} g_{\pi NN}$.

Dans la mesure où on néglige la dépendance en ω du facteur de forme, on peut regrouper d'un point de vue formel les résultats (éq. 113, 114) sous la forme d'un hamiltonien d'interaction $\pi NN, \pi N\Delta$ écrit en seconde quantification :

$$\begin{aligned} H_{int} &= \sum_{\mathbf{k}, j} \left(\frac{1}{2\omega_k V} \right)^{1/2} (B_{\mathbf{k}, j} + B_{-\mathbf{k}, j}^\dagger) L_j(\mathbf{k}) \\ L_j(\mathbf{k}) &= \sum_{\alpha, \beta} c_\beta^\dagger c_\alpha V_j^{\beta\alpha}(\mathbf{k}) \end{aligned} \quad (116)$$

Les opérateurs B, B^\dagger sont les opérateurs d'annihilation et de création de pions pour une impulsion et un état d'isospin donnés provenant du développement du champ de pion, d'où l'apparition du facteur $1/\sqrt{2\omega_k V}$; la sommation sur les impulsions dans la grande boîte de volume V est $\sum_{\mathbf{k}} = \int V d\mathbf{k}/(2\pi)^3$. L'opérateur $L_j(\mathbf{k})$ est un opérateur baryonique à un corps écrit en seconde quantification. Les opérateurs c, c^\dagger sont des opérateurs d'annihilation et de création de fermions dans des états (spin-isospin-orbital) α ou β , mettant sur un même pied les différentes espèces de baryons que sont les nucléons et les deltas. La différence des couplages est incorporée dans les fonctions de vertex (113, 114) qui sont des éléments de matrice d'opérateurs usuels (de spin-isospin longitudinal) à un corps. En pratique on "oublie" souvent dans les développements formels la dépendance en énergie du facteur de forme que l'on réintroduit dans les résultats finaux.

b . Propagateur du pion dans la matière nucléaire

Dans le milieu nucléaire, le propagateur du pion est modifié du fait de ses interactions avec le milieu nucléaire :

$$D(\omega, \mathbf{k}) = (\omega^2 - \omega_k^2 - S(\omega, \mathbf{k}))^{-1} \quad (117)$$

où $S(\omega, \mathbf{k})$ est la self-énergie des pions; nous nous limiterons dans cette section à la self-énergie d'onde p provenant de l'interaction d'onde p (éq. 116). La dérivation de cette quantité peut se faire aisément grâce aux techniques habituelles du problème à N corps, par exemple en utilisant des équations de Dyson. Nous donnerons simplement le résultat en l'expliquant qualitativement. Considérons un pion se propageant dans un noyau décrit dans un modèle de particules indépendantes dans lequel les nucléons sont sur des orbites d'énergie ϵ_α . La modification de la propagation de ce pion d'impulsion \mathbf{k} et d'énergie ω (pas nécessairement sur couche), provient de son interaction avec les nucléons donnée par (116), créant ainsi une excitation virtuelle particule-trou (ou delta-trou) d'énergie $\epsilon_{ph} = \epsilon_p - \epsilon_h$. Cette configuration se désexcite, de nouveau via l'interaction (116), pour donner un pion avec une impulsion \mathbf{k}' et avec la même énergie ω si l'on néglige le recul du noyau. Si de plus on se place dans la matière nucléaire infinie, l'invariance par translation impose que son impulsion soit conservée. Cette self-énergie est représentée sur la figure 7 avec un état de particule et un état de delta dans l'état intermédiaire. Considérons tout d'abord la partie purement nucléonique, Elle est de la forme :

$$S_N(\omega, \mathbf{k}) = k^2 \Pi_{0N}(\omega, \mathbf{k}) \quad (118)$$

Le facteur k^2 provient du couplage d'onde p donnant un facteur k à chaque vertex. La fonction Π_{0N} , parfois appelée polarisabilité, s'écrit :

$$\begin{aligned} \Pi_{0N}(\omega, \mathbf{k}) &= 4 \left(\frac{g_{\pi NN}}{2M_N} \right)^2 v^2(\mathbf{k}, \omega) \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3} \left(\frac{\Theta(p_F - q) \Theta(|\mathbf{q} + \mathbf{k}| - p_F)}{\omega - \epsilon_{\mathbf{q}+\mathbf{k}} + \epsilon_q + i\eta} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\Theta(p_F - q) \Theta(|\mathbf{q} - \mathbf{k}| - p_F)}{\omega + \epsilon_{\mathbf{q}-\mathbf{k}} - \epsilon_q - i\eta} \right) \end{aligned} \quad (119)$$

Examinons les différents termes de cette expression :

- Le facteur 4 provient de la sommation sur les états de spin-isospin des états de trous et des états de particules. Le facteur $(g_{\pi NN}/2M_N)^2 v^2(\mathbf{k}, \omega)$ provient directement des deux vertex d'interaction. Les énergies sont celles d'un gaz de Fermi $\epsilon_p = p^2/2M_N$.
- Considérons le premier terme de l'intégrant; l'intégrale porte sur les états de nucléons présents dans la mer de Fermi ($q < p_F$). Les états de nucléons excités par le pion ont une impulsion $\mathbf{q} + \mathbf{k}$ provenant de la conservation de l'impulsion et doivent être hors de la mer de Fermi ($|\mathbf{q} + \mathbf{k}| > p_F$) du fait du blocage de Pauli. Enfin, le dénominateur d'énergie est celui qui apparaît dans le calcul du décalage en énergie obtenue au deuxième ordre de la théorie des perturbations usuelle.
- Le deuxième terme de l'intégrant provient de la symétrie de croisement en changeant (ω, \mathbf{k}) en $(-\omega, -\mathbf{k})$.
- Pour comprendre la signification physique des facteurs de régularisation $\pm i\eta$, nous allons considérer la partie imaginaire pour ω positif :

$$Im \Pi_{0N}(\omega, \mathbf{k}) = -4\pi \left(\frac{g_{\pi NN}}{2M_N} \right)^2 v^2(\mathbf{k}, \omega) \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3} \Theta(p_F - q) \Theta(|\mathbf{q} + \mathbf{k}| - p_F) \delta(\omega - \epsilon_{\mathbf{q}+\mathbf{k}} + \epsilon_q) \quad (120)$$

La réponse du système à une sonde se couplant aux nucléons *via* un opérateur de spin-isospin longitudinal du type $L_j(\mathbf{k})$ est définie par :

$$\begin{aligned} R_L(\omega, \mathbf{k}) &= \left(\frac{g_{\pi NN}}{2M_N} \right)^2 v^2(\mathbf{k}, \omega) \sum_n | \langle n | \sum_{i=1}^{i=A} \sigma(i) \cdot \mathbf{k} \tau_j(i) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}_i} | 0 \rangle |^2 \delta(E_n - \omega) \\ &= \sum_n | \langle n | L_j(\mathbf{k}) | 0 \rangle |^2 \delta(E_n - \omega) \end{aligned} \quad (121)$$

où $|0\rangle$ est l'état fondamental et les états $|n\rangle$ sont les états susceptibles d'être excités par la perturbation extérieure. La première expression est écrite à l'aide d'un opérateur nucléaire à un corps sous sa forme usuelle. La deuxième, beaucoup plus compacte grâce à l'écriture de seconde quantification (116), permet d'incorporer l'excitation du delta. Cette fonction-réponse, qui est en principe une quantité mesurable, va donner une information expérimentale sur les modes pioniques nucléaires; nous y reviendrons longuement ci-dessous. Si on calcule la réponse de la matière en absence de corrélation (gaz de Fermi) et en omettant l'excitation du delta, on trouve que :

$$R_{0L}(\omega, \mathbf{k},) = -\frac{V}{\pi} k^2 Im \Pi_{0N}(\omega, \mathbf{k}) \quad (122)$$

Ainsi, la partie imaginaire de la polarisabilité est directement proportionnelle à la réponse (par unité de volume). Cette propriété est d'ailleurs bien connue en électromagnétisme des milieux matériels. A cet égard, mentionnons que le problème de la propagation d'un pion dans la matière nucléaire présente une analogie profonde, qui a été largement exploitée, avec celui de la propagation de la lumière dans un matériau diélectrique.

La contribution relative aux états de deltas dans l'état intermédiaire s'obtient de façon analogue :

$$S_\Delta(\omega, \mathbf{k}) = k^2 \Pi_{0\Delta}(\omega, \mathbf{k}) \quad (123)$$

$$\Pi_{0\Delta}(\omega, \mathbf{k}) = \frac{16}{9} \left(\frac{g_{\pi N\Delta}^*}{2M_N} \right)^2 v^2(\mathbf{k}, \omega) \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3} \Theta(p_F - q) \left(\frac{1}{\omega - \epsilon_{\Delta, \mathbf{q}+\mathbf{k}} + \epsilon_q + i\Gamma_\Delta(\omega, \mathbf{q} + \mathbf{k})} - \frac{1}{\omega + \epsilon_{\Delta, \mathbf{q}-\mathbf{k}} - \epsilon_q} \right) \quad (124)$$

Examinons les différences avec Π_{0N} :

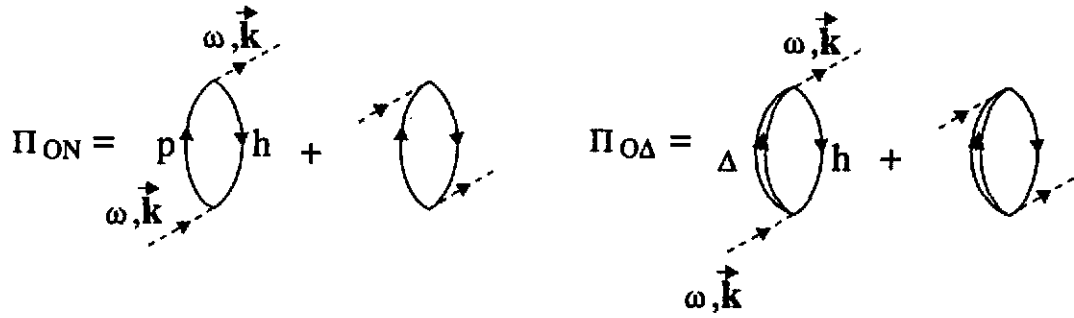


Figure 7: Polarisabilité d'onde p du pion dans la matière ordinaire.

- Le facteur de spin-isospin 4 est remplacé par un facteur 16/9 provenant de l'utilisation de la relation (115). La constante de couplage πNN est bien sûr remplacée par la constante de couplage $\pi N\Delta$. Les énergies de deltas sont :

$$\epsilon_{\Delta,p} = \omega_{\Delta} + \frac{p^2}{2M_{\Delta}}, \quad \omega_{\Delta} = M_{\Delta} - M_N = 292 \text{ MeV} \quad (125)$$

- Il n'y a pas de facteur de blocage Pauli pour les états de deltas.
- Il apparaît dans le dénominateur d'énergie la largeur du delta. Dans le vide cette largeur, qui vaut 115 MeV à $\omega = \omega_{\Delta}$, se comporte essentiellement comme $(\omega^2 - m_{\pi}^2)^{3/2}$ qui provient de l'espace de phase de la désintégration $\Delta \rightarrow \pi N$. Cette largeur doit être corrigée par des effets de milieu liés au blocage de Pauli affectant la désintégration $\Delta \rightarrow \pi N$ ou à l'élargissement par collision. Il se trouve que ces effets de milieu se compensent fortement ou présentent tout au moins un caractère quasiment universel dans une grande gamme de densité comme en atteste le spectre du delta en absorption de photons [2].

La "polarisabilité pionique" sera la somme des contributions particule-trou et delta-trou :

$$\Pi_0(\omega, \mathbf{k}) = \Pi_{0N}(\omega, \mathbf{k}) + \Pi_{0\Delta}(\omega, \mathbf{k}) \quad (126)$$

Cette polarisabilité est cependant modifiée par un effet d'écran (analogue à l'effet Lorentz- Lorenz en électromagnétisme) provenant pour une grande part des corrélations de courte portée. Cet effet est phénoménologiquement incorporé par l'intermédiaire d'un paramètre g' qui transformera la polarisabilité Π_0 en une nouvelle polarisabilité effective $\tilde{\Pi}_0$. La self-énergie du pion sera ainsi :

$$S(\omega, \mathbf{k}) = k^2 \tilde{\Pi}_0(\omega, \mathbf{k}) \quad \tilde{\Pi}_0(\omega, \mathbf{k}) = \frac{\Pi_0(\omega, \mathbf{k})}{1 - g' \Pi_0(\omega, \mathbf{k})} \quad (127)$$

La forme de cette polarisabilité effective est toutefois un peu plus compliquée car on est conduit à introduire trois paramètres g' . On distingue un paramètre $g'_{NN} \simeq 0.7$ relatif au secteur particule-trou (qui intervient notamment pour la position des résonances Gamow-Teller), un paramètre $g'_{N\Delta} \simeq 0.5$ de mélange entre les secteurs particule-trou et delta-trou (affectant par exemple la force portée par ces mêmes résonances Gamow-Teller) et un paramètre $g'_{\Delta\Delta} \simeq 0.5$ relatif au secteur delta-trou dont nous allons discuter le rôle ci dessous. Il convient également de mentionner que les calculs réalistes incorporent une polarisabilité $2p - 2h$ non réductible à une modification de la largeur du delta.

Les énergies des modes pioniques d'impulsion \mathbf{k} dans la matière nucléaire sont obtenues comme solutions de l'équation de dispersion :

$$\Omega^2(\mathbf{k}) = \omega_k^2 + \text{Re} \tilde{\Pi}_0(\Omega(\mathbf{k}), \mathbf{k}) \quad (128)$$

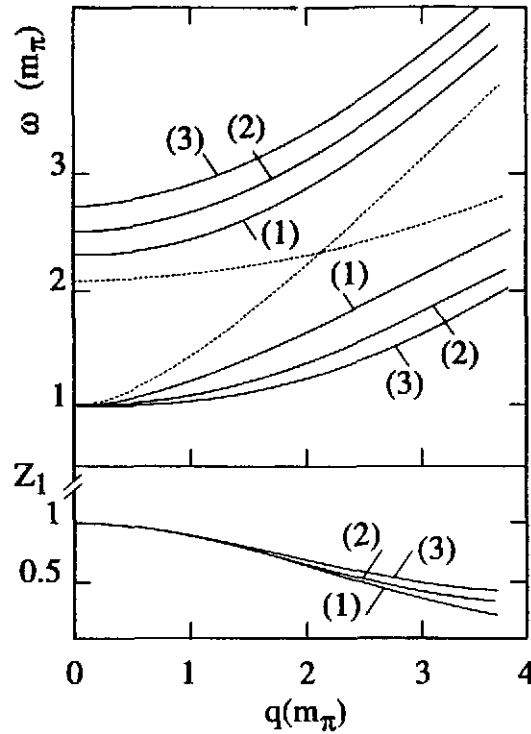


Figure 8: Courbes de dispersion relatives à la branche du bas (Ω_1) et à la branche du haut (Ω_2) comparées aux relations de dispersion du pion libre et de l'état delta-trou dégénéré non corrélé. On voit que les modes collectifs Ω_1 et Ω_2 échangent leurs structures à $q \simeq 2m_\pi$. Le facteur de poids Z_1 associé à la branche du bas est aussi montré. Les nombres (1), (2) et (3) correspondent respectivement à des densités $\rho/\rho_0 = 0.5$, $\rho/\rho_0 = 1$ et $\rho/\rho_0 = 1.5$.

L'étude du spectre très riche obtenu a suscité beaucoup de travaux théoriques et expérimentaux. Nous nous limiterons ici à la partie de haute énergie (*i.e.* la région du delta) et en particulier à la branche "optique" encore appelée branche pionique qui correspond au mode rejoignant la branche de pion libre lorsque la densité tend vers zéro. On peut comprendre les traits essentiels de ce mode d'excitation à l'aide d'un modèle à deux niveaux très simple que nous allons traiter dans le paragraphe suivant.

c . Modèle à deux niveaux

A haute énergie, la self-énergie est fortement dominée par la contribution du secteur Δh ; on négligera donc dans ce modèle simplifié la polarisabilité Π_{0N} . On omettra également la largeur du delta, bien que celle-ci puisse être réintroduite par la suite. Le modèle simplifié [31] est obtenu en négligeant le mouvement de Fermi des nucléons considérés comme statiques, si bien que l'énergie delta-trou sera remplacée par l'énergie d'un état de delta d'impulsion k . Les états delta-trou deviennent dégénérés à une énergie :

$$\epsilon_{\Delta, q+k} - \epsilon_q \simeq \epsilon_{\Delta, k} = \omega_\Delta + \frac{k^2}{2M_\Delta} \quad (129)$$

On obtient de fait un modèle à deux niveaux où les états non perturbés sont le pion et l'état Δh dégénéré. Dans l'expression de $\Pi_{0\Delta}$ (124), l'intégrale sur l'impulsion des nucléons donne la densité ρ , ce

qui conduit à une expression très simple pour la polarisabilité et la polarisabilité "écranée":

$$\begin{aligned}\Pi_0(\omega, \mathbf{k}) &\simeq \Pi_{0\Delta}(\omega, \mathbf{k}) = \frac{4}{9} \left(\frac{g_{\pi N \Delta}^*}{2M_N} \right)^2 v^2(k) \rho \frac{2\epsilon_{\Delta k}}{\omega^2 - \epsilon_{\Delta k}^2} \\ \tilde{\Pi}_0(\omega, \mathbf{k}) &= \frac{4}{9} \left(\frac{g_{\pi N \Delta}^*}{2M_N} \right)^2 v^2(k) \rho \frac{2\epsilon_{\Delta k}}{\omega^2 - \tilde{\epsilon}_{\Delta k}^2}\end{aligned}\quad (130)$$

L'effet net du paramètre $g'_{\Delta\Delta}$ est d'augmenter l'énergie de l'état Δh dégénéré suivant :

$$\tilde{\epsilon}_{\Delta k}^2 = \epsilon_{\Delta k}^2 + g'_{\Delta\Delta} C(k, \rho), \quad C(k, \rho) = \frac{8}{9} \left(\frac{g_{\pi N \Delta}^*}{2M_N} \right)^2 v^2(k) \epsilon_{\Delta k} \rho \quad (131)$$

Le propagateur du pion de ce modèle s'obtient sans difficulté :

$$D(\omega, \mathbf{k}) = \frac{Z_1(k, \rho)}{\omega^2 - \Omega_1^2(k, \rho)} + \frac{Z_2(k, \rho)}{\omega^2 - \Omega_2^2(k, \rho)} \quad (132)$$

où les énergies propres Ω_1 et Ω_2 ($\Omega_1 < \Omega_2$) et les facteurs de poids Z_1 et Z_2 ($Z_1 + Z_2 = 1$) sont des fonctions très simples de k et de ρ [32]. L'interaction $\pi N \Delta$ donne naissance à deux modes collectifs construits sur le pion et les états delta-trous dont on peut voir les courbes de dispersion $\Omega_1(k)$ et $\Omega_2(k)$ à différentes densités sur la figure 8. Il apparaît clairement que, du fait de leur couplage, le pion et les états delta-trou ne sont plus des états propres du système mais deviennent des mélanges de ces deux modes collectifs. A basse impulsion, la branche du bas (Ω_1) est pionique de façon prédominante d'où le nom de branche pionique ou "pisobar"; la branche du haut est, quant à elle, essentiellement composée de deltas. A une certaine impulsion correspondant au croisement des niveaux non perturbés, les deux branches échangent leur structure ce qui est un trait bien connu des systèmes à deux niveaux.

La quantité intéressante du point de vue expérimental est la fonction spectrale du pion dans le milieu :

$$F_\pi(\omega, \mathbf{k}) = -\frac{2\omega}{\pi} \text{Im} D(\omega, \mathbf{k}) = Z_1(k, \rho) \delta[\omega - \Omega_1(k, \rho)] + Z_2(k, \rho) \delta[\omega - \Omega_2(k, \rho)] \quad (133)$$

Par rapport au pion libre, la force se scinde en une partie décalée vers les basses énergies et une partie vers les hautes énergies. Dans un calcul réaliste relaxant les approximations relatives à ce modèle et incorporant les largeurs, les deux pics sont remplacés par des structures élargies centrées autour des énergies propres $\Omega_{1,2}$. En dépit de sa simplicité, ce modèle permet de reproduire raisonnablement bien les positions et les forces portées par ces modes collectifs; il a aussi été très précieux pour comprendre les traits essentiels d'un problème *a priori* assez complexe.

d . Réponse nucléaire de spin-isospin longitudinal

On doit maintenant se poser la question de savoir comment mettre en évidence expérimentalement ces modes collectifs et en particulier la branche pionique. Pour mener à bien cette tâche, il faut trouver une sonde, transférant au noyau une énergie ω et une impulsion \mathbf{k} , qui se couple aux nucléons avec excitation du delta par un opérateur de spin-isospin longitudinal $\mathbf{S} \cdot \mathbf{k} T_j$. L'excitation initiale delta-trou pourra ensuite se propager dans le milieu par l'intermédiaire du pion engendrant ainsi une réponse collective du noyau (fig. 9a). La section efficace du processus sera alors proportionnelle à la fonction-réponse de spin-isospin longitudinale (éq. 121). On a vu qu'à l'approximation des particules indépendantes, la réponse était donnée par la partie imaginaire de Π_0 , ce que l'on peut généraliser au cas où l'excitation du delta est incluse. La prise en compte des corrélations de courte portée conduit à remplacer Π_0 par $\tilde{\Pi}_0$. La propagation de l'excitation via l'échange de pion conduit ensuite à remplacer $\tilde{\Pi}_0$ par le propagateur de polarisation complet :

$$\Pi_L = \tilde{\Pi}_0 + \tilde{\Pi}_0 k^2 D_0 \tilde{\Pi}_0 + \tilde{\Pi}_0 k^2 D_0 \tilde{\Pi}_0 k^2 D_0 \tilde{\Pi}_0 + \dots = \tilde{\Pi}_0 + \tilde{\Pi}_0 k^2 D \tilde{\Pi}_0 \quad (134)$$

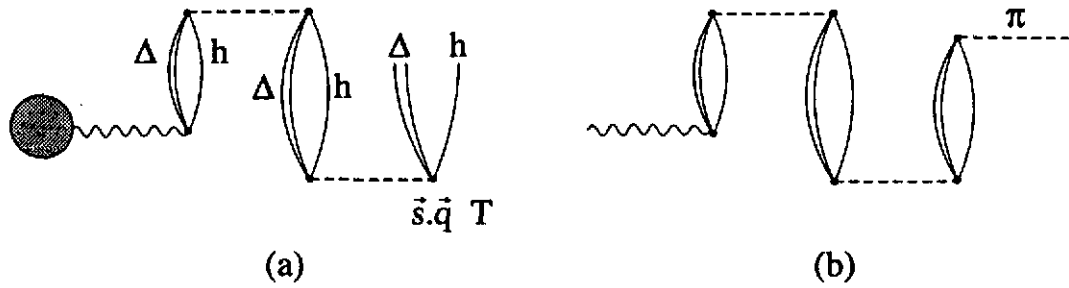


Figure 9: A gauche, propagation de l'excitation de spin-isospin longitudinale initiée par la sonde externe représentée par la surface hachurée. A droite, pion cohérent.

où $D_0 = (\omega^2 - \omega_k^2 + i\eta)^{-1}$ est le propagateur de pion libre et D le propagateur de pion dans le milieu (117). Ce propagateur de polarisation peut se mettre sous différentes formes :

$$\Pi_L(\omega, \mathbf{k}) = \frac{\omega^2 - \omega_k^2}{\omega^2 - \omega_k^2 - k^2 \tilde{\Pi}_0(\omega, \mathbf{k})} \tilde{\Pi}_0(\omega, \mathbf{k}) = \frac{\tilde{\Pi}_0(\omega, \mathbf{k})}{1 - \frac{k^2}{\omega^2 - \omega_k^2} \tilde{\Pi}_0(\omega, \mathbf{k})} \quad (135)$$

La réponse collective d'un volume V de matière nucléaire sera ainsi :

$$\frac{1}{k^2} R_L(\omega, \mathbf{k}) = -\frac{V}{\pi} \text{Im} \Pi_L(\omega, \mathbf{k}) = \left| \frac{\omega^2 - \omega_k^2}{\omega^2 - \omega_k^2 - k^2 \tilde{\Pi}_0(\omega, \mathbf{k})} \right|^2 \left(-\frac{V}{\pi} \right) \text{Im} \tilde{\Pi}_0(\omega, \mathbf{k}) \quad (136)$$

Le spectre de R_L a par suite le même contenu que celui du propagateur du pion, avec toutefois des poids différents pour l'excitation des divers modes. On peut visualiser ceci à l'aide du modèle à deux niveaux pour lequel on trouve pour la réponse par nucléon :

$$\frac{1}{A} R_L(\mathbf{k}, \omega) = \frac{4}{9} \left(\frac{g_{\pi N \Delta}^*}{2M_N} \right)^2 k^2 v^2(k) \left(\frac{1 - Z_1(k, \rho)}{2\Omega_1(k, \rho)} \delta[\omega - \Omega_1(k, \rho)] + \frac{1 - Z_2(k, \rho)}{2\Omega_2(k, \rho)} \delta[\omega - \Omega_2(k, \rho)] \right) \quad (137)$$

A densité nulle ($Z_1 \rightarrow 1$), on retrouve la réponse du delta libre. En pratique, les sondes utilisées sont du genre espace ($\omega < k$) et seul le mode de branche pionique (Ω_1) est accessible. La signature des effets collectifs sera un dépeuplement du delta en faveur de ce mode collectif ou encore un déplacement du pic du delta à plus basse énergie par rapport aux deltas excités avec des photons. Ces traits resteront valables dans les calculs détaillés, comme on le verra ci-dessous.

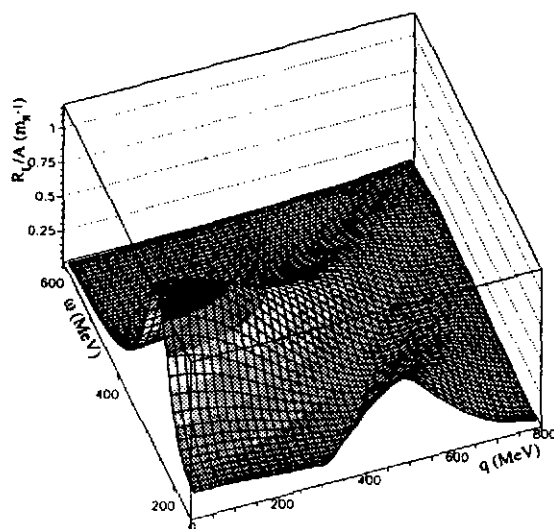
Il est par ailleurs très facile de voir que le propagateur de polarisation complet satisfait l'équation :

$$\Pi_L = \Pi_0 + \Pi_0 \hat{V}_L \Pi_L \quad \text{avec} \quad \hat{V}_L(\omega, \mathbf{k}) = \frac{k^2}{\omega^2 - \omega_k^2} + g' \quad (138)$$

Ce résultat aurait pu être obtenu à partir d'une approche usuelle du problème à N corps, dans laquelle les modes collectifs sont engendrés via un formalisme RPA avec une interaction résiduelle (dépendant de l'énergie) dans la voie particule-trou :

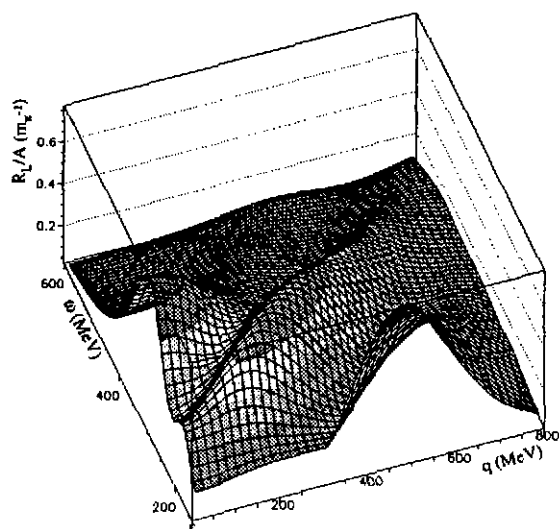
$$V_L(1, 2; \omega) = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \left(\frac{g_{\pi NN}}{2M_N} \right)^2 v^2(\mathbf{k}, \omega) \left(\frac{\boldsymbol{\sigma}(1) \cdot \mathbf{k} \boldsymbol{\sigma}(2) \cdot \mathbf{k}}{\omega^2 - \omega_k^2} + g' \boldsymbol{\sigma}(1) \cdot \boldsymbol{\sigma}(2) \right) \vec{\tau}(1) \cdot \vec{\tau}(2) e^{-i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2)} \quad (139)$$

Réponses longitudinales par nucléon



Réponse longitudinale totale sans RPA

Réponses longitudinales par nucléon



Réponse longitudinale totale avec RPA

Figure 10: Fonction-réponse de spin-isospin longitudinale de ^{16}O avec (à gauche) et sans (à droite) effets de milieu. Le calcul a été préparé par J. Marteau [35].

avec les opérateurs de spin-isospin remplacés par les opérateurs de transition (S, T) lorsque un delta est concerné. Cette interaction correspond à l'échange du pion corrigé par l'interaction de courte portée phénoménologique g' pouvant simuler entre autres les corrélations de courte portée et l'antisymétrisation formellement absente dans ce qui précède.

Dans un noyau fini, du fait de la perte de l'invariance par translation, les propagateurs de polarisation dépendent de deux impulsions et l'équation RPA devient une équation intégrale :

$$\Pi_L(\omega; \mathbf{k}, \mathbf{k}') = \Pi_0(\omega; \mathbf{k}, \mathbf{k}') + \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3} \Pi_0(\omega; \mathbf{k}, \mathbf{q}) \hat{V}_L(\mathbf{q}, \omega) \Pi_L(\omega; \mathbf{q}, \mathbf{k}') \quad (140)$$

où il a été omis, pour simplifier, un couplage à la voie de spin-isospin transverse qui peut se produire à la surface des noyaux [33, 34]. La réponse du noyau fini est ensuite obtenue comme :

$$R_L(\omega, \mathbf{k}) = -\frac{\mathbf{k}^2}{\pi} \text{Im} \Pi_L(\omega; \mathbf{k}, \mathbf{k}) \quad (141)$$

Le calcul quantique du propagateur Π_0 dans le milieu non corrélé (champ moyen) s'avère en pratique beaucoup trop "luxueux" voire inutile pour une telle quantité où, de toute façon, les effets de couche sont complètement "lavés" dans le domaine considéré. On utilise plutôt des approximations semi-classiques de type Thomas-Fermi ou densité locale dans lesquelles il peut être directement obtenu à partir de l'expression de matière nucléaire [33, 34]. Les résultats d'un calcul très détaillé [35] sont montrés pour ^{16}O (fig. 10). Bien que le noyau d'oxygène ne soit pas très lourd, on voit un spectaculaire contraste entre la réponse R_0 non corrélée (pas très différente de la réponse de spin-isospin transverse mesurée en diffusion d'électrons) et la réponse longitudinale corrélée R_L . Le pic du delta dans la réponse R_0 est peu modifié par rapport au delta dans le vide, tandis que la réponse longitudinale présente deux structures centrées autour des lignes $\Omega_1(k)$ (branche pionique) et $\Omega_2(k)$ où l'essentiel de la force est concentrée.

Parmi les sondes susceptibles de mettre en évidence ce mode collectif de branche pionique, on peut citer l'électroproduction de pions chargés ($e, e'\pi^\pm$) actuellement étudiée à CEBAF. Un effort considérable a été consacré à SATURNE à l'étude d'expériences d'échange de charge du type ($^3\text{He}, T$) [36, 37, 38].

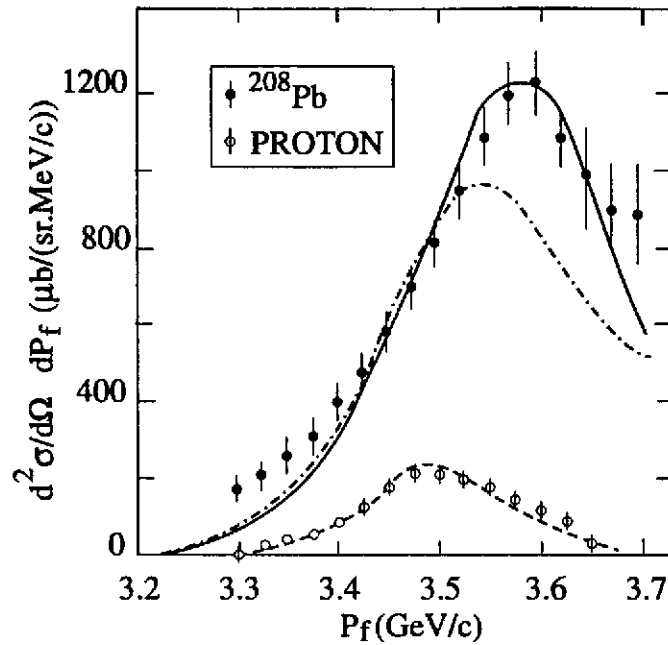


Figure 11: Comparaison du calcul théorique à l'expérience pour l'excitation du Δ dans ^{208}Pb par la réaction $(^3\text{He}, T)$ à 2 GeV et angle nul. La courbe en tirets-points correspond à la réponse sans corrélation RPA tandis que la courbe pleine incorpore les effets collectifs $\pi\Delta$. La courbe en tirets est relative au calcul sur une cible de proton. Calcul tiré de [33, 34].

En dépit du caractère très périphérique de cette sonde, il est généralement admis [33, 34, 39] que ces expériences ont mis en évidence ce mode bien qu'il dépende fortement de la densité. Les données de $(^3\text{He}, T)$ sur une grande gamme de noyaux allant du carbone au plomb ont montré un décalage vers le bas du pic du delta d'environ 70 MeV par rapport aux données sur le proton. Des calculs très sophistiqués [33, 34] sans paramètre libre (dans le sens où tous les nombreux ingrédients nécessaires ont été tirés au préalable de la phénoménologie) ont montré que ces effets collectifs étaient absolument nécessaires pour reproduire ces données (fig. 11). Les voies de désintégration de ces modes ont également été étudiées à SATURNE et sont compatibles avec cette interprétation [37]. La preuve directe de leur existence est certainement l'observation expérimentale de production de pions cohérents [38] où le noyau cible reste dans son état fondamental (fig. 9b). Dans ce processus le mode collectif se propage par l'intermédiaire du pion qui est finalement mis sur couche par désexcitation d'une excitation delta-trou virtuelle.

e . Corrélations pion-pion dans la matière nucléaire

Puisque les propriétés de propagation du pion sont notablement modifiées dans la matière nucléaire, on s'attend à ce que les systèmes à deux pions comme les résonances à deux pions ("sigma", rho) soient également modifiés. La distribution de masse d'un tel système est reliée à la partie imaginaire de la matrice de diffusion qui est obtenue à partir d'un certain potentiel pion-pion par solution d'une équation de Lippmann-Schwinger du type (98). Les effets de milieu proviennent de la modification du propagateur à deux pions. En se limitant au cas d'une paire de pions à impulsion totale nulle ($\mathbf{k}_3 = -\mathbf{k}_4 = \mathbf{k}$), ce propagateur est :

$$G_{34}^{2\pi}(E) \equiv G^{2\pi}(E, \mathbf{k}) = \int \frac{i dk^0}{2\pi} D(k_0, \mathbf{k}) D(E - k_0, -\mathbf{k}) \quad (142)$$

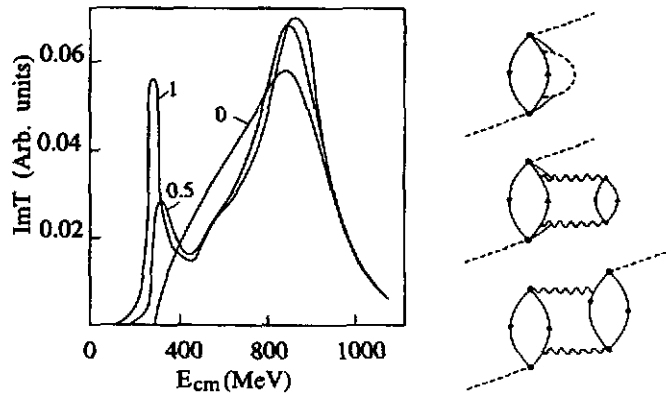


Figure 12: Distribution de la force pion-pion dans le canal scalaire-isoscalaire ($I = J = 0$) pour différentes valeurs de ρ/ρ_0 dans un calcul basé sur un modèle à deux niveaux incorporant les largeurs des quasi-pions. Les diverses sources de largeur des quasi-pions sont représentées à droite.

Par exemple dans le modèle à deux niveaux, il prend la forme :

$$G^{2\pi}(E, \mathbf{k}) = \sum_{i,j=1}^2 \frac{\Omega_i(k) + \Omega_j(k)}{2\Omega_i(k)\Omega_j(k)} \frac{1}{E^2 - (\Omega_i(k) + \Omega_j(k))^2 + i\eta} \quad (143)$$

Du fait de l'amollissement de la relation de dispersion des pions dans le mode de branche pionique d'énergie Ω_1 , il peut se créer une accumulation de force à basse énergie au voisinage du seuil à deux pions ($E \sim 2m_\pi$) si l'interaction pion-pion est suffisamment attractive [32]. En réalité, cette accumulation ne se produit que dans le canal du sigma ($I = J = 0$); dans le canal du rho, sur lequel nous reviendrons dans la section VI-6, l'effet est détruit par des corrections de vertex imposées par l'invariance de jauge. Nous montrons sur la figure 12, les résultats d'un calcul effectué dans le cadre d'un modèle à deux niveaux incorporant de façon appropriée les largeurs des modes pioniques, montrant clairement l'apparition d'une structure vers le seuil. Sur la même figure, les différentes sources de largeurs des modes pioniques sont aussi représentées. De nombreux travaux ont été consacrés à ce problème [40, 41, 42] qui est en fait très délicat. Une difficulté majeure est liée à la compatibilité entre les contraintes de symétrie chirale et l'unitarisation, point crucial lorsque le couplage au secteur particule-trou est incorporé. Nous n'entrerons pas dans les détails mais mentionnerons simplement que la force pion-pion demeure profondément modifiée quelque soit l'approche utilisée.

Il va sans dire qu'une modification significative de l'interaction pion-pion dans le milieu peut avoir un intérêt considérable pour le mécanisme de saturation de la matière nucléaire [43] puisque l'échange de pions corrélés est une contribution dominante à l'attraction nucléon-nucléon. Il est donc crucial d'avoir une confirmation expérimentale de ces corrélations pion-pion induites par le milieu nucléaire. Une évidence possible est fournie par les données $\pi, 2\pi$ sur différents noyaux, obtenues par la collaboration CHAOS à TRIUMF [44]. Comme cela est montré sur la figure 13, le spectre $\pi^+\pi^-$ en masse invariante présente une structure fortement dépendante en A vers le seuil à deux pions. Cet effet n'est probablement pas un "cusp" car il est absent dans la voie $\pi^+\pi^+$ qui est purement d'isospin $I = 2$. Une explication plausible est la rediffusion dans le milieu (figure 13) des pions dans la voie scalaire-isoscalaire car aucun autre mécanisme "habituel" n'est capable d'expliquer cette structure. La prise en compte de ces effets de rediffusion est en pratique difficile à effectuer; néanmoins, il est présenté, à titre d'illustration, sur la partie droite de la figure 13, les résultats d'un calcul encore assez incomplet mais permettant de reproduire une partie de la structure vers le seuil à deux pions [45].

Dans le milieu nucléaire l'interaction nucléon-nucléon provenant de l'échange de pions corrélés sera modifiée du fait de la modification de l'interaction pion-pion. Cela conduit à basse densité à une augmentation de l'attraction lorsque la densité augmente. Dans le calcul présenté sur la figure 14 [47], cet effet

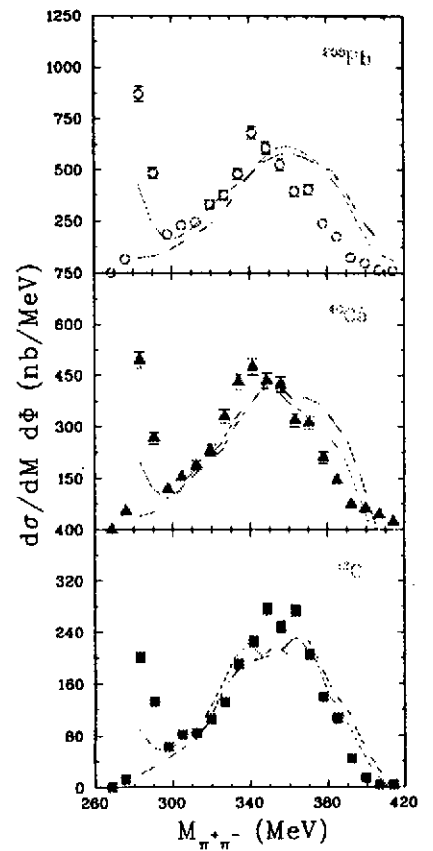
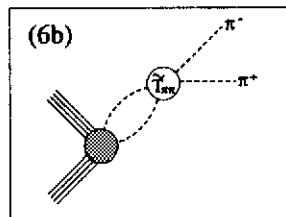
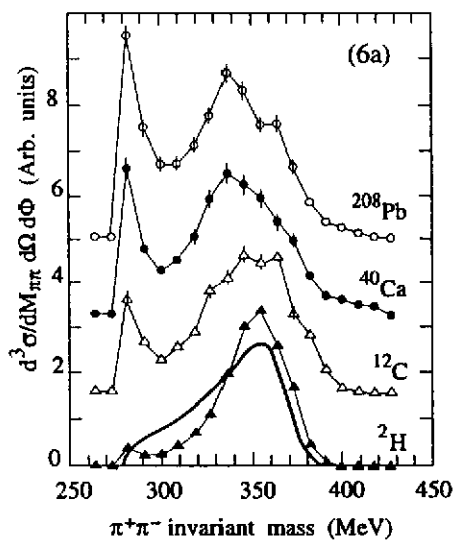


Figure 13: A gauche, distributions en masse invariante pour la réaction $(\pi^+, \pi^+\pi^-)$ sur différents noyaux, mesurées par la collaboration CHAOS à TRIUMF [44]; la courbe pleine est la prédiction d'un modèle détaillé pour le processus élémentaire [46]; les lignes minces sont des lignes guide reliant les points expérimentaux. Au centre, rediffusion de la paire de pions dans le milieu pouvant modifier la distribution de masse. A droite, calcul à caractère préliminaire [45] incluant l'effet des corrélations pion-pion dans le milieu (courbe pleine) comparé au calcul sans corrélation pion-pion (courbes en tirets).

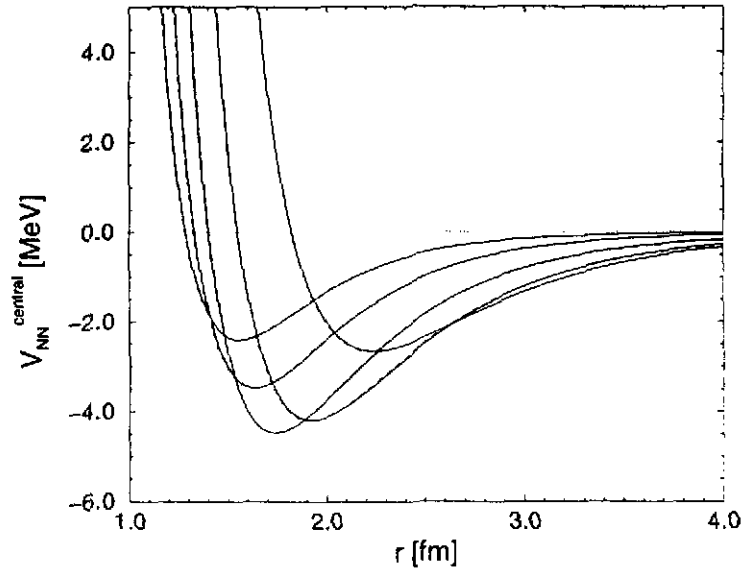


Figure 14: *Modification induite par le milieu nucléaire sur le potentiel central nucléon-nucléon comme cela est décrit dans le texte. Les densités sont 0, $0.5\rho_0$, ρ_0 , $1.5\rho_0$ et $2\rho_0$ du haut vers le bas dans la partie droite de la figure.*

est amplifié par l'échange de méson rho dans la voie t avec une masse diminuée. A plus haute densité cette tendance est supplantée par l'augmentation plus rapide de la répulsion liée à l'échange du méson oméga avec une masse aussi diminuée. Comme cela est manifeste sur la figure 14, le potentiel nucléon-nucléon est de plus en plus attractif jusqu'à la densité normale à partir de laquelle cette attraction se met à diminuer. De façon évidente, cela conduit à un mécanisme de saturation de la matière nucléaire, constituant une solution alternative à celle des effets relativistes, de ce problème encore largement ouvert. Si il est clair que la diminution des masses des mésons rho et oméga que nous discuterons dans la sixième partie, favorise la saturation, il n'en demeure pas moins que la modification de l'interaction pion-pion est un élément essentiel de ce mécanisme.

3 - Densité scalaire de pions et évolution du condensat de quarks

a . Introduction

Nous avons vu, lors des généralités sur la restauration de la symétrie chirale, que l'évolution du condensat de quarks était complètement déterminée par le commutateur sigma du noyau par nucléon $\tilde{\Sigma}_A$ qui peut dévier de celui d'un nucléon libre Σ_N . Sur la base de modèles, on a dit que le commutateur sigma du nucléon libre était dominé par la contribution du nuage de pions virtuels entourant ce nucléon. On est donc naturellement conduit à penser que l'effet de milieu principal viendra de la distorsion de ce nuage de pions du fait de la présence des autres nucléons, en d'autres termes de l'influence de l'échange de pions entre les nucléons. Dans la matière nucléaire infinie, la densité scalaire de pion est uniforme, ce qui est approximativement réalisé au centre d'un gros noyau. La contribution pionique au commutateur sigma du noyau par nucléon sera :

$$\tilde{\Sigma}_A^{(\pi)} = \frac{1}{A} \langle A | \int dr \frac{1}{2} m_\pi^2 \Phi^2(\mathbf{r}, t=0) | A \rangle = \frac{m_\pi^2}{2\rho} \langle \Phi^2 \rangle \quad (144)$$

où la contribution divergente du vide est sous-entendue systématiquement soustraite. Dans ce qui suit, nous allons montrer que la valeur de cette contribution pionique est compatible avec l'analyse de résultats expérimentaux de photoabsorption et que, au niveau théorique, elle peut être reliée à une intégrale de la fonction-réponse de spin-isospin longitudinale. Nous discuterons ensuite d'autres effets pouvant affecter le mécanisme de restauration graduelle de la symétrie chirale, en particulier celui des mésons lourds tels que le sigma et le oméga.

b . Une extraction expérimentale possible de la densité scalaire du pion

Nous allons considérer la diffusion Compton vers l'avant sur le proton. En utilisant le lagrangien d'interaction électromagnétique obtenu en "jaugeant" le lagrangien (105), ce processus est décrit par les diagrammes de la figure 15, ce qui sera justifié dans le paragraphe VI-6.a. On ne s'intéresse qu'à la partie indépendante des spins de l'amplitude Compton qui est de la forme :

$$T = \epsilon'^* \cdot \epsilon f(\omega) \quad (145)$$

où ω est l'énergie des photons incident et sortant de polarisation ϵ et ϵ' . Les deux premiers diagrammes correspondent à des termes de contact (sans partie imaginaire et indépendant de l'énergie) que l'on notera S_N (fig. 15a) et S_π (fig. 15b). Les autres termes contenant une partie imaginaire (car ils peuvent être "coupés") seront notés $T(\omega)$ (fig. 15c-f). L'amplitude sera donc :

$$f(\omega) = S_N + S_\pi + T(\omega) \quad (146)$$

Comme on le sait sans doute, dans une théorie non relativiste le terme de contact de nucléon est obtenu en faisant une substitution minimale $\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p} - e \mathbf{A}$ dans le hamiltonien. Dans une théorie relativiste, il provient de la contribution des antinucléons dans le propagateur de Dirac du terme de Born. Il donne exactement l'amplitude de Thomson dans la limite des grandes longueurs d'onde, soit :

$$S_N = f(0) = \frac{e^2}{M_N} \quad (147)$$

Le terme de contact pionique (engendré aussi par l'invariance de jauge) dépend de la densité scalaire de pions associée au nuage de pions virtuels autour du nucléon :

$$S_\pi = \frac{2e^2}{3} \langle N | \int d\mathbf{r} \Phi^2(\mathbf{r}) | N \rangle = \frac{4e^2}{3} \frac{\Sigma_N^{(\pi)}}{m_\pi^2} \quad (148)$$

Par ailleurs, l'amplitude Compton satisfait à une relation de dispersion soustraite :

$$\begin{aligned} \text{Re } f(\omega) &= \text{Re } f(0) + \frac{2\omega^2}{\pi} \int_0^\infty d\omega' \frac{\text{Im } f(\omega')}{\omega'(\omega'^2 - \omega^2)} \\ &= S_N + \frac{2\omega^2}{\pi} \int_0^\infty d\omega' \frac{\sigma_{abs}(\omega')}{\omega^2 - \omega'^2} \end{aligned} \quad (149)$$

où le théorème optique a été utilisé pour faire apparaître, dans la deuxième expression, la section efficace de photoabsorption sur le nucléon $\sigma_{abs}(\omega') = -\text{Im } f(\omega')/\omega'$. Dans la limite des hautes énergies, c'est-à-dire pour une énergie grande par rapport aux énergies d'excitation apparaissant dans les états intermédiaires de $T(\omega)$, ce dernier doit s'annuler du fait des dénominateurs d'énergie en $\omega - E_n$; Il en résulte que $f(\infty)$ s'identifiera avec la somme $S_N + S_\pi$. Par suite, en utilisant la relation de dispersion (149) prise à $\omega = \infty$, on obtient une relation reliant la contribution pionique au commutateur sigma du nucléon à une intégrale sur la section efficace de photoabsorption :

$$\frac{4e^2}{3} \frac{\Sigma_N^{(\pi)}}{m_\pi^2} = S_\pi = f(\infty) - S_N = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty d\omega' \sigma_{abs}(\omega') \quad (150)$$

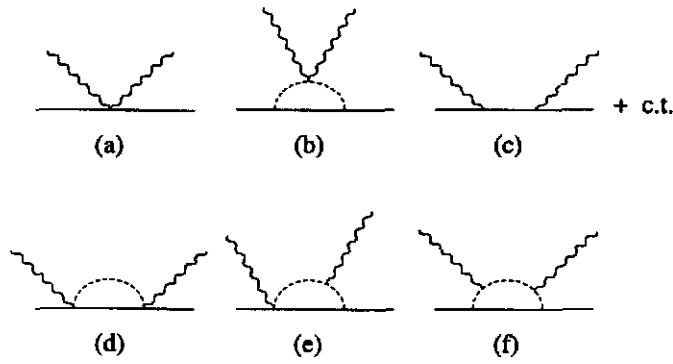


Figure 15: Amplitude Compton sur le nucléon.

Cependant, le lien avec la section efficace expérimentale n'est pas direct car il ne faut prendre en compte que la contribution mettant en jeu les pions (fig. 15 d-f). Un problème délicat parmi d'autres est d'extraire la contribution de l'excitation directe du delta. Cela étant, en utilisant les données expérimentales combinées avec des calculs issus de modèles, il est possible d'avoir une estimation de cette intégrale. On trouve alors que $\Sigma_N^{(\pi)}$ est de l'ordre de $30MeV$ [48], ce qui est la valeur mentionnée à la fin de la section II-4. En réalité, ce qu'il faut retenir de cette analyse est un ordre de grandeur de $30MeV$ confortant ainsi l'image d'un nuage pionique important. Cette analyse peut être poursuivie dans le cas du noyau; le résultat est compatible avec une augmentation de ce commutateur sigma; nous rediscuterons ce point dans le paragraphe suivant.

c . Calcul de la densité scalaire de pion

La densité scalaire de pion dans un milieu étendu de densité ρ est obtenue par la suite d'égalités ci-dessous [49], que nous commenterons ensuite :

$$\begin{aligned}
 \langle \Phi^2 \rangle &\equiv \sum_{j=1}^{j=3} \langle A | \Phi_j(\mathbf{r}, t=0) \Phi_j(\mathbf{r}, t=0) | A \rangle \\
 &= \sum_{j=1}^{j=3} \lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} i \{ -i \langle A | T(\Phi_j(\mathbf{r}, t=0), \Phi_j(\mathbf{r}, t=\epsilon)) | A \rangle \} \\
 &= 3 \int \frac{i d^4 k}{(2\pi)^3} e^{ik_0 \epsilon} (D(k) - D_0(k)) = 3 \int \frac{i d^4 k}{(2\pi)^4} e^{ik_0 \epsilon} \left(\frac{1}{k_0^2 - \omega_k^2 + i\eta} \right)^2 k^2 \Pi_L(k) \\
 &= 3 \int \frac{d\mathbf{k} k^2}{(2\pi)^3} \int \frac{i dk_0}{2\pi} e^{ik_0 \epsilon} \left(\frac{1}{k_0^2 - \omega_k^2 + i\eta} \right)^2 \int_0^{+\infty} d\omega \left(-\frac{2\omega}{\pi} \right) \frac{Im \Pi_L(\omega, \mathbf{k})}{k_0^2 - \omega^2 + i\eta} \\
 &= 3 \int \frac{d\mathbf{k} k^2}{(2\pi)^3} \int_0^{+\infty} d\omega \left(-\frac{2\omega}{\pi} \right) Im \Pi_L(\omega, \mathbf{k}) \frac{d}{d\omega_k^2} \left(\int \frac{i dk_0}{2\pi} e^{ik_0 \epsilon} \frac{1}{k_0^2 - \omega_k^2 + i\eta} \frac{1}{k_0^2 - \omega^2 + i\eta} \right) \\
 &= \frac{3\rho}{A} \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \int_0^{+\infty} d\omega \left(\frac{1}{2\omega_k^2 (\omega + \omega_k)^2} + \frac{1}{2\omega_k^3 (\omega + \omega_k)} \right) R_L(\omega, \mathbf{k}) \quad (151)
 \end{aligned}$$

La deuxième ligne permet d'obtenir la valeur moyenne de Φ^2 comme une limite du propagateur de pion qui est ensuite calculé après transformée de Fourier par une intégrale régularisée sur la quadri-impulsion (troisième ligne); à ce niveau la soustraction du vide est faite explicitement en utilisant la relation

$D - D_0 = D_0 k^2 \Pi_L D_0$ qui se déduit de (134). Le propagateur de polarisation complet Π_L peut s'exprimer par une relation de dispersion (quatrième ligne) et une petite manipulation est effectuée dans la cinquième ligne pour calculer l'intégrale sur k_0 par utilisation du théorème de Cauchy en fermant le contour par un grand cercle. La densité scalaire peut donc être reliée à une intégrale sur la réponse de spin-isospin par nucléon. En l'absence d'effet de milieu notable sur cette réponse, cette densité scalaire est essentiellement proportionnelle à la densité. On peut réexprimer ce résultat en introduisant le commutateur sigma par nucléon :

$$\tilde{\Sigma}_A^{(\pi)} = \frac{m_\pi^2}{2\rho} \langle \Phi^2 \rangle = \frac{3m_\pi^2}{2A} \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \int_0^{+\infty} d\omega \left(\frac{1}{2\omega_k^2(\omega + \omega_k)^2} + \frac{1}{2\omega_k^3(\omega + \omega_k)} \right) R_L(\omega, \mathbf{k}) \quad (152)$$

Ce dernier résultat est utilisable pour un noyau fini, ce qui peut se justifier sur la base d'une approximation de densité locale. La question intéressante est de savoir de combien dévie cette quantité du commutateur sigma du nucléon libre, ou autrement dit quelle est l'influence de l'échange de pions entre les nucléons. Il a été montré que la contribution du secteur particule-trou pouvait être estimée avec une approximation statique [11], c'est-à-dire en faisant $\omega = 0$ dans le préfacteur de l'équation (152). Dans ces conditions, une fois que la contribution du nucléon libre a été soustraite, l'intégrale sur ω conduit à un élément de matrice sur l'état fondamental du noyau d'un opérateur de spin-isospin à deux corps. Un calcul basé sur une fonction d'onde corrélée montre que l'effet de blocage de Pauli est presque exactement compensé par les corrélations tensorielles. Par suite, le secteur particule-trou seul ne contribue pas à la modification du commutateur sigma dans le noyau. Lorsque le secteur delta-trou est incorporé, la situation est la suivante. Le développement de modes collectifs pion-delta (la branche pionique) conduit à un décalage de la force à une énergie plus basse et on peut s'attendre à une augmentation du commutateur sigma intimement reliée à l'augmentation du nombre de pions dans les noyaux. Ceci semble confirmé par l'analyse des données de photoabsorption discutée au paragraphe précédent et par une analyse dispersive conduisant à une augmentation de $\Sigma_N^{(\pi)}$ de l'ordre de 5 MeV [11]. Par ailleurs, un calcul direct de (152) peut être envisagé si on dispose d'un modèle détaillé permettant une estimation réaliste de la fonction-réponse. Si, dans le cadre d'un tel modèle, le commutateur sigma nucléonique est contraint à la valeur de 30 MeV , on trouve effectivement une augmentation de 5 MeV [50], bien que des incertitudes demeurent en ce qui concerne le comportement à très haute énergie de la réponse.

d . Influence des mésons lourds

D'autres corrections affectant le commutateur sigma dans le noyau ont été étudiées en détail [51, 52]. Il a par exemple été démontré que les effets liés à la rediffusion des pions dans le milieu nucléaire corrélé conduisent à une correction négligeable [53]. L'effet des mésons plus lourds sigma et oméga intervenant dans les théories relativistes de Walecka peut également être envisagé. Dans la version la plus simple, les nucléons interagissent par l'intermédiaire d'un échange attractif de sigma (masse m_S , constante de couplage $g_{\sigma NN} = C_S$) et d'un échange répulsif de oméga (masse m_V , constante de couplage $g_{\omega NN} = C_V$). Cette approche est exposée en détail dans le cours de J.F. Mathiot de l'Ecole Joliot-Curie 1997 [54]. Sous l'effet du champ scalaire attractif, les nucléons acquièrent une masse effective et une énergie dépendant de la densité scalaire ρ_S :

$$M^* = M - \frac{C_S^2}{m_S^2} \rho_S, \quad E_p^* = (M^{*2} + p^2)^{1/2}, \quad \rho_S = \int \frac{4 d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{M^*}{E_p^*} \Theta(p_F - p) \quad (153)$$

L'énergie par nucléon de la matière nucléaire est :

$$E(\rho) = \frac{1}{\rho} \int \frac{4 d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} E_p^* \Theta(p_F - p) + \frac{C_S^2}{2m_S^2} \frac{\rho_S^2}{\rho} + \frac{C_V^2}{2m_V^2} \rho \quad (154)$$

La liaison nucléaire provient du fait que l'échange attractif de méson sigma qui est engendré par la combinaison des deux premiers termes de (154) est supérieur à la répulsion due à l'échange de oméga provenant du troisième terme de (154). Le mécanisme de saturation provient de ce que l'échange attractif

est contrôlé par la densité scalaire qui croit moins vite que la densité ordinaire ρ contrôlant la répulsion. Il s'agit d'un effet de cinématique relativiste ($\gamma^{-1} = M^*/E_q^*$) qui est toutefois amplifié par la diminution significative de la masse effective M^* par rapport à celle du nucléon libre. L'évolution du condensat de quarks est donnée par utilisation du théorème de Feynman-Hellmann :

$$| \langle \bar{q}q \rangle |(\rho) = | \langle \bar{q}q \rangle |_{vide} - \frac{\rho}{2} \frac{\partial E}{\partial m} = | \langle \bar{q}q \rangle |_{vide} - \frac{\rho}{2m} \left(\frac{\partial E}{\partial M_N} \Sigma_N + \frac{\partial E}{\partial m_V} \Sigma_\omega + \frac{\partial E}{\partial m_S} \Sigma_\sigma \right) \quad (155)$$

Pour obtenir la deuxième expression on a supposé que l'énergie de la matière dépendait de la masse des quarks nus par l'intermédiaire de la dépendance des masses des nucléons, sigma et oméga, ce qui explique l'apparition des commutateurs sigma. Si on introduit les densités scalaires des mésons sigma et oméga, définies de façon analogue à celle du pion mais pour des états normalisés à un :

$$\rho_{s\sigma} = \langle m_S \sigma^2 \rangle = \frac{C_S^2}{m_S^3} \rho_S^2 \quad \rho_{s\omega} = - \langle m_V \omega^\mu \omega_\mu \rangle = - \langle m_V \omega_0^2 \rangle = - \frac{C_V^2}{m_V^3} \rho^2 \quad (156)$$

on peut établir le résultat très simple :

$$| \langle \bar{q}q \rangle |(\rho) = | \langle \bar{q}q \rangle |_{vide} - \frac{1}{2m} (\rho_S \Sigma_N + \rho_{s\sigma} \Sigma_\sigma + \rho_{s\omega} \Sigma_\omega) \quad (157)$$

De surcroît, en se basant sur le fait que les mésons sigma et oméga sont constitués de deux quarks constituants, on suppose que leurs commutateurs sigma sont deux tiers de celui du nucléon. Cette hypothèse est partiellement justifiée par le modèle NJL. Le résultat du calcul [55, 56], dans un traitement plus élaboré (Bruckner-Hartree-Fock relativiste) est montré sur la figure 16 et est comparé au résultat de plus bas ordre. A faible densité, il y a une petite accélération de la symétrie chirale provenant du rôle dominant de l'échange attractif de méson sigma. Cet effet simule dans une certaine mesure l'échange de deux pions du paragraphe précédent. Par contre, à haute densité l'échange de oméga l'emporte car l'effet de l'attraction contrôlée par la densité scalaire devient plus faible. Ainsi, par un mécanisme similaire à celui conduisant à la saturation, il y a un ralentissement de la restauration la symétrie chirale à haute densité. Il est possible qu'un tel mécanisme existe mais il est important de garder à l'esprit que ce calcul fait dire un peu plus que ce dont il est capable à ce modèle. En effet ces "mésons" sigma et oméga doivent être compris comme des objets effectifs. Par exemple, leur attribuer un commutateur sigma égal à deux tiers de celui du nucléon constitue une hypothèse pour le moins spéculative.

4 - Observables, masses des pions et des kaons dans la matière nucléaire

a . Courants axial et vectoriel

A partir du lagrangien (105), on obtient sans difficulté l'expression des courants de Noether axial et vectoriel. En limitant le développement dans le champ de pion, ils sont de la forme :

$$\begin{aligned} \vec{A}^\mu &= f_\pi \left(1 + 3\alpha \frac{\Phi^2}{f_\pi^2} \right) \partial^\mu \vec{\Phi} + \frac{1}{f_\pi} \left(2\alpha + \frac{2}{3} \right) \vec{\Phi} \times (\vec{\Phi} \times \partial^\mu \vec{\Phi}) \\ &\quad + g_A \bar{N} \gamma^\mu \gamma_5 \frac{\vec{\tau}}{2} N + \frac{g_A}{2f_\pi^2} \bar{N} \gamma^\mu \gamma_5 \vec{\Phi} \times \left(\vec{\Phi} \times \frac{\vec{\tau}}{2} \right) N + \frac{1}{f_\pi} \bar{N} \gamma^\mu \left(\vec{\Phi} \times \frac{\vec{\tau}}{2} \right) N \end{aligned} \quad (158)$$

$$\begin{aligned} \vec{V}^\mu &= \left(1 + 2 \left(\alpha - \frac{1}{6} \right) \frac{\Phi^2}{f_\pi^2} \right) \vec{\Phi} \times \partial^\mu \vec{\Phi} \\ &\quad + \bar{N} \gamma^\mu \frac{\vec{\tau}}{2} N + \frac{1}{2f_\pi^2} \bar{N} \gamma^\mu \vec{\Phi} \times \left(\vec{\Phi} \times \frac{\vec{\tau}}{2} \right) N + \frac{g_A}{f_\pi} \bar{N} \gamma^\mu \gamma_5 \left(\vec{\Phi} \times \frac{\vec{\tau}}{2} \right) N \end{aligned} \quad (159)$$

Il est intéressant de constater que les différents termes des courants axial et vectoriel peuvent se déduire l'un de l'autre par ajout d'un champ de pion *via* un produit vectoriel. Dans un milieu chaud, ceci traduit

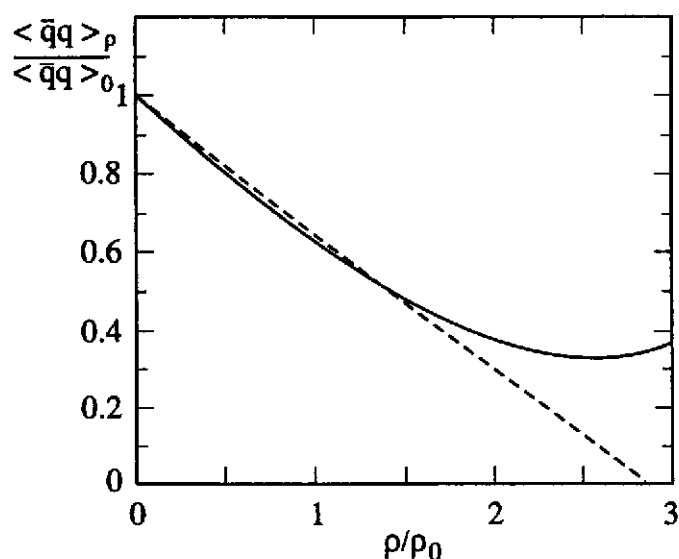


Figure 16: *Dépendance en densité du condensat de quarks à température nulle. La courbe en tirets correspondant au résultat au plus bas ordre, linéaire en densité. La courbe en trait plein correspond à un calcul du type Bruckner-Hartree-Fock relativiste. Tiré de [55, 56].*

la possibilité de transformer un courant axial en courant vectoriel par émission ou absorption d'un pion thermique, induisant ainsi un mélange de parité [57]. Par suite, une sonde externe venant se coupler au courant vectoriel sera également sensible au courant axial. Ce phénomène de mélange entre courant vectoriel et axial se traduira dans les spectres comme on le verra plus loin. Dans le milieu nucléaire froid, on peut considérer que le rôle du bain thermique de pions est joué par les pions virtuels présents avec la densité $\langle \Phi^2 \rangle$ que nous avons estimée précédemment. Dans ce sens, on peut dire que ce mécanisme de mélange axial-vecteur [21] est aussi présent y compris dans la matière nucléaire ordinaire. Au fur et à mesure que la densité et/ou la température augmente ce mélange va s'amplifier jusqu'au point où la réponse du système à une excitation vectorielle ne sera plus distinguable de la réponse à une excitation axiale; un tel point correspondra à la restauration de la symétrie chirale. Avant la restauration, le degré de mélange pourra être vu comme une mesure du degré de restauration partielle de la symétrie chirale. Ce mélange caractérisant la restauration partielle pourra se manifester dans les spectres expérimentaux (par exemple en production de dileptons) et aura comme autre conséquence obligée une renormalisation des constantes de couplage, comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

b . *Evolution des constantes de couplage axiales*

Examinons tout d'abord la constante de désintégration du pion. Le deuxième terme du courant axial (158), modifiant le courant dans le vide $f_\pi \partial^\mu \tilde{\Phi}$, est obtenu, à titre d'illustration de la discussion précédente, par ajout d'un champ de pion au courant vectoriel dans le vide (premier terme de (159)). Ce terme de mélange contribue à l'évolution de la constante de désintégration du pion. Pour estimer cette évolution on peut commencer, comme on l'avait fait dans le gaz de pion chauds (paragraphe IV-3.c), par définir un courant axial effectif. Le calcul est en réalité formellement identique à celui de IV-3.c, une fois que la densité purement thermique $\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle$ est remplacée par la densité scalaire $\langle \Phi^2 \rangle$ dépendant de la densité et éventuellement de la température. On peut par ailleurs montrer que, dans le cadre du lagrangien (105), la renormalisation de la fonction d'onde du pion Z_π est également formellement identique à celle du gaz de pion chaud (84). On trouve ainsi dans la matière nucléaire le même résultat en

fonction de la densité scalaire de pions [57], soit :

$$\frac{f_{\pi}^*(\rho)}{f_{\pi}} = 1 - \frac{1}{3} \frac{\langle \Phi^2 \rangle}{f_{\pi}^2} = 1 - \frac{2}{3} \frac{\rho \tilde{\Sigma}_A^{(\pi)}}{f_{\pi}^2 m_{\pi}^2} = 1 - \frac{2}{3} \frac{\rho \Sigma_N^{(\pi)}}{f_{\pi}^2 m_{\pi}^2} + \dots \quad (160)$$

où la dernière égalité, dans laquelle le commutateur sigma nucléaire est remplacé par celui du nucléon libre, correspond à la correction de plus bas ordre dans la densité. Si on prend pour ce commutateur une valeur de 30 MeV, on obtient une diminution de f_{π} de l'ordre de 15% à la densité ordinaire. Si on extrapole ce résultat à la matière hadronique dense et chaude produite en ions lourds (SIS, CERN/SPS) on peut avoir des effets allant au delà de 30%. Il faut néanmoins garder à l'esprit que les corrections d'ordre supérieur et d'autres contributions au lagrangien effectif qui ne sont pas réellement sous contrôle, pourraient modifier cette prédiction.

De façon similaire, le courant axial nucléonique est modifié par le deuxième terme de la deuxième ligne de l'équation (158). Pour définir un courant axial effectif permettant de calculer l'évolution de g_A , on fera dans le courant original le remplacement :

$$(\vec{\Phi} \times (\vec{\Phi} \times \vec{\tau}))_j \rightarrow \langle \Phi_j \Phi_k \tau_k - \Phi^2 \tau_j \rangle = \langle \Phi^2 \rangle \left(\frac{1}{3} \delta_{jk} \tau_k - \tau_j \right) = -\frac{2}{3} \langle \Phi^2 \rangle \tau_j \quad (161)$$

Ceci conduit à une renormalisation du courant axial et donc de g_A donnée par :

$$\frac{g_A^*}{g_A} = 1 - \frac{1}{3} \frac{\langle \Phi^2 \rangle}{f_{\pi}^2} \quad (162)$$

relation formellement valable aussi bien à température finie qu'à densité finie. Pour un nucléon isolé plongé dans un milieu (gaz de pions) chaud, la renormalisation de g_A est la même que celle de f_{π} [58]. Il s'agit en réalité d'une conséquence du résultat très général concernant le courant axial à basse température. Dans la matière nucléaire, bien que le résultat exprimé en termes de la densité de pions reste formellement valable, la nature corrélée du milieu conduit à une renormalisation de g_A différente de celle de f_{π} [57]. En effet, les pions modifiant la constante de couplage axiale d'un nucléon donné sont en réalité émis par l'ensemble des autres nucléons. Si il n'y a pas de corrélations de position entre les nucléons, la densité scalaire affectant ce nucléon donné est égale à sa valeur moyenne. Par contre, l'existence de corrélations à deux corps conduira à ne prendre en compte que le champ de pions émis par les nucléons se trouvant à l'extérieur du trou de corrélation. Il en résulte que la renormalisation de g_A est donnée par :

$$\frac{g_A^*(\rho)}{g_A} = 1 - \frac{2}{3} \frac{\rho \left(\Sigma_N^{(\pi)} \right)_{eff}}{f_{\pi}^2 m_{\pi}^2} \quad (163)$$

L'effet des corrélations revient à remplacer la partie pionique du commutateur sigma du nucléon, c'est-à-dire la densité scalaire pionique par un commutateur sigma effectif qui ne retient que la densité scalaire de pions à l'extérieur du trou de corrélation. Si la taille du trou de corrélation est beaucoup plus petite que la taille du condensat scalaire, c'est-à-dire la distance moyenne à laquelle le champ de pion virtuel est concentré, ce commutateur sigma effectif est très proche du commutateur sigma du nucléon isolé. Des estimations montrent qu'il est en fait légèrement plus petit conduisant à une diminution de g_A de l'ordre de 10%. Cet effet qui peut être vu, dans un langage habituel, comme un courant d'échange axial, constitue un mécanisme alternatif à ceux habituellement invoqués (effet Lorentz-Lorenz,...) pour expliquer la suppression de la force Gamow-Teller observée expérimentalement.

Nous terminerons ce paragraphe par l'étude de la constante de couplage pion-nucléon qui est, comme on le sait d'après la relation de Goldberger-Treiman, intimement reliée aux constantes de couplage axiales. Nous avons vu que la partie du lagrangien $g_A N \gamma_{\mu} \gamma_5 A_c^{\mu} N$ engendre, lorsque A_c^{μ} est calculé au plus bas ordre dans le champ du pion, le lagrangien usuel décrivant le couplage d'onde p pion-nucléon. Si on

poursuit le développement de \mathcal{A}_c^μ à l'ordre suivant, on obtiendra un lagrangien d'interaction $3\pi NN$ donné par :

$$\mathcal{L}_{3\pi NN} = \frac{g_A}{f_\pi^3} \bar{N} \gamma^\mu \gamma_5 \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \left[\left(\alpha - \frac{1}{6} \right) \Phi^2 \partial_\mu \vec{\Phi} + \left(2\alpha + \frac{1}{6} \right) \vec{\Phi} \vec{\Phi} \cdot \partial_\mu \vec{\Phi} \right] N \quad (164)$$

En prenant la valeur moyenne des termes en $\Phi_i \Phi_j$, on peut regrouper ce lagrangien avec le lagrangien (110) pour obtenir un lagrangien de couplage effectif pion-nucléon, soit :

$$(\mathcal{L}_{\pi NN})_{eff} = \frac{g_A}{f_\pi} \left(1 + \beta \frac{\langle \Phi^2 \rangle}{6 f_\pi^2} \right) \bar{N} \gamma^\mu \gamma_5 \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \partial_\mu \vec{\Phi} N \simeq \frac{g_{\pi NN}}{M_N} Z_\pi^{-1/2} \bar{N} \gamma^\mu \gamma_5 \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \partial_\mu \vec{\Phi} N \quad (165)$$

où dans la deuxième équation on a utilisé la relation de Goldberger-Treiman et remarqué que la correction de vertex correspondait, à cet ordre dans le champ de pion, à l'inverse de la renormalisation (84) de fonction d'onde du pion. Pour obtenir la constante de couplage effective πNN dans le milieu, il faut multiplier la renormalisation de vertex par la renormalisation de fonction d'onde, si bien que :

$$\frac{g_{\pi NN}^*(\rho)}{g_{\pi NN}} = 1 + \mathcal{O} \langle \Phi^4 \rangle \quad (166)$$

Ainsi, à l'ordre d'une boucle de pions, la constante de couplage d'onde p gouvernant l'interaction pion-nucléon, l'interaction nucléon-nucléon d'échange de pions et les modes collectifs pioniques nucléaires, n'est pas modifiée dans la matière nucléaire [49]. Ce résultat important justifie *a posteriori* toute la phénoménologie pion-noyau basée sur les données pion-nucléon et nucléon-nucléon [2]. Il se pourrait cependant que ce résultat soit légèrement affecté par les corrélations pour les mêmes raisons que celles mentionnées lors de la discussion relative à la modification de g_A .

c . Masse du pion dans la matière nucléaire symétrique

Le problème de l'évolution de la masse du pion et de son lien éventuel avec l'évolution du condensat de quarks et la restauration partielle de la symétrie, a été beaucoup discuté. Nous allons dans ce qui suit tenter de clarifier cette question en insistant sur ce que dit et surtout ce que ne dit pas la symétrie chirale [59, 60, 61, 53]. De façon évidente, la modification de la masse du pion dépendra de la self-énergie d'onde s , reliée au potentiel optique d'onde s . Au plus bas ordre dans la densité, on a :

$$\Pi_{0s}(\omega, \mathbf{k}) \equiv 2\omega V_{opt}(\omega, \mathbf{k}) = \rho \langle \mathbf{k} | T_{\pi N}(\omega) | \mathbf{k} \rangle \quad (167)$$

où $\langle \mathbf{k} | T_{\pi N}(\omega) | \mathbf{k} \rangle$ est l'amplitude de diffusion pion-nucléon symétrique (d'isospin) vers l'avant. Il s'agit en réalité d'une amplitude moyennée sur l'impulsion des nucléons de la mer de Fermi; on supposera dans la suite que ces nucléons sont statiques et l'amplitude sera prise pour un nucléon au repos. Lorsque $\mathbf{k} = 0$, on notera cette amplitude simplement $T_{\pi N}(\omega)$. la modification de la masse du pion sera par suite au plus bas ordre dans la densité :

$$m_\pi^{*2} = m_\pi^2 + \rho T_{\pi N}(m_\pi) \quad (168)$$

Considérons maintenant de façon générale, le processus de diffusion $\pi(k) + N(p) \rightarrow \pi(k') + N(p')$ caractérisé par une amplitude, pouvant être étendue à des pions hors-couche, qui dépend de quatre variables indépendantes invariants de Lorentz :

$$k^2, \quad k'^2, \quad \nu = \frac{(k+k') \cdot (p+p')}{4M_N}, \quad \nu_B = -k \cdot k'$$

La symétrie chirale seule donne une prédiction sur le développement de l'amplitude symétrique autour du point de pions mous ($k = k' = 0$ soit $k^2 = k'^2 = \nu^2 = \nu_B = 0$) lorsque l'extrapolation hors-couche du champ de pion suit la relation PCAC, $\partial_\mu \mathcal{A}_j^\mu = -f_\pi m_\pi^2 \Phi_j$. Ce théorème [62], qui s'applique à l'amplitude avec terme de pôle de nucléon (terme de Born) soustrait, s'écrit :

$$T_{\pi N}(k^2, k'^2, \nu^2 = 0, \nu_B = 0) = \frac{\Sigma_N}{f_\pi^2 m_\pi^2} (m_\pi^2 - k^2 - k'^2) \quad (169)$$

C'est précisément ce résultat (à un facteur de forme scalaire isoscalaire près) qui est utilisé pour extraire le commutateur sigma du nucléon à partir de techniques d'extrapolation des amplitudes expérimentales. A cet égard, deux points sont particulièrement intéressants :

$$T_{\pi N}^{PCAC}(0,0,0,0) = \frac{\Sigma_N}{f_\pi^2}, \quad T_{\pi N}(m_\pi^2, m_\pi^2, 0, 0) = -\frac{\Sigma_N}{f_\pi^2} \quad (170)$$

Au point de pions mous ($k^2 = k'^2 = \nu^2 = \nu_B = 0$) on trouve un résultat spécifique à la représentation PCAC. Le point dit de Cheng-Dashen correspond à $k^2 = k'^2 = m_\pi^2$ et $\nu^2 = \nu_B = 0$. Il s'agit d'un point, certes inaccessible cinématiquement, mais correspondant à des pions sur couche; par conséquent, il est indépendant de la représentation. Par contre, la symétrie chirale seule ne dit rien sur la dépendance en ν^2 et ν_B . Pour des nucléons au repos et des pions d'impulsion nulle on a $\nu^2 = -\nu_B = \omega^2$, et l'amplitude s'écrira :

$$T_{\pi N}(\omega) = \frac{\Sigma_N}{f_\pi^2 m_\pi^2} (m_\pi^2 - 2\omega^2) + ..?.. \quad (171)$$

Par conséquent, la masse du pion évoluera comme :

$$\frac{m_\pi^{*2}(\rho)}{m_\pi^2} = 1 - \frac{\rho \Sigma_N}{f_\pi^2 m_\pi^2} + ...?.. \quad (172)$$

où les points d'interrogation proviennent de la dépendance non prédite par la symétrie chirale dans les variables $\nu^2 = -\nu_B = \omega^2$. Si on "oublie" ces termes inconnus, l'amplitude au seuil $T_{\pi N}(m_\pi)$ est celle au point de Cheng-Dashen que la symétrie chirale prédit. Il en résulte alors que la masse carrée du pion décroît avec la densité comme le condensat de quarks. Il faut cependant éviter d'en conclure que la symétrie chirale prévoit une telle diminution pouvant conduire à une condensation d'onde s des pions comme cela a été parfois spéculé dans la littérature. Tout ce que la symétrie chirale prédit est qu'il doit y avoir ce terme dans la dépendance en densité de la masse du pion.

Nous allons maintenant voir, en prenant de nouveau notre lagrangien guide (105), un exemple d'autres termes spécifiques à un modèle. On commence par introduire le champ de pions PCAC :

$$\vec{\varphi} = -\frac{1}{f_\pi m_\pi^2} \partial_\mu \vec{A}^\mu = \vec{\pi} \left(1 - \frac{\sigma_N \bar{N}N}{f_\pi^2 m_\pi^2} \right) \quad (173)$$

Ce champ PCAC est le champ de départ du modèle linéaire mais corrigé par le terme de brisure en σ_N . Suivant la discussion faite à la fin de la partie V-1, on identifiera σ_N avec la contribution du coeur de quarks au commutateur sigma, soit $\sigma_N = \Sigma_N^{(q)}$. En effectuant le changement de variable dans le lagrangien, on obtient au plus bas ordre en $\vec{\varphi}^2$ et $\bar{N}N$ l'expression de $\mathcal{L}_{\chi SB}$ et du terme d'énergie cinétique des pions :

$$\mathcal{L}_{\chi SB+cin} = \frac{1}{2} m_\pi^2 \vec{\varphi}^2 \left(1 + \frac{\Sigma_N^{(q)} \bar{N}N}{f_\pi^2 m_\pi^2} \right) + \frac{1}{2} \partial_\mu \left[\vec{\varphi} \left(1 + \frac{\Sigma_N^{(q)} \bar{N}N}{f_\pi^2 m_\pi^2} \right) \right] \partial^\mu \left[\vec{\varphi} \left(1 + \frac{\Sigma_N^{(q)} \bar{N}N}{f_\pi^2 m_\pi^2} \right) \right] \quad (174)$$

L'application élémentaire des règles de Feynman donne la contribution à l'amplitude de diffusion symétrique d'onde s :

$$T_{\pi N}^{(q)}(k^2, k'^2, \nu^2, \nu_B) = \frac{\Sigma_N^{(q)}}{f_\pi^2 m_\pi^2} (m_\pi^2 - k^2 - k'^2) \quad (175)$$

Dans ce cas particulier, on trouve le résultat prédit par la symétrie chirale seule sans autres termes spécifiques. Il faut par ailleurs, dans l'esprit de ce qui précède, ajouter la contribution provenant de la diffusion des pions sur le nuage pionique du nucléon (figure 17). Comme on peut s'y attendre intuitivement, cette amplitude va dépendre de la densité scalaire de pion et par suite de la partie pionique du

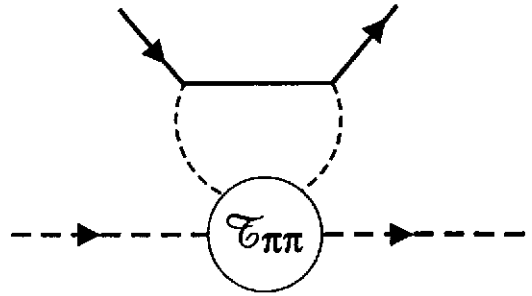


Figure 17: Amplitude pion-nucléon provenant de l'interaction du pion externe sur le nuage de pions virtuels du nucléon représenté par une ligne en trait plein.

commutateur sigma. Le calcul (assez similaire à celui donnant la self-énergie du pion dans le gaz de pion chaud) donne :

$$T_{\pi N}^{(\pi)}(k^2, k'^2, \nu^2, \nu_B) = \frac{\Sigma_N^{(\pi)}}{f_\pi^2 m_\pi^2} \left(m_\pi^2 - k^2 - k'^2 - \frac{4}{3} \nu_B \right) \quad (176)$$

Cette fois ci, on obtient un terme spécifique en ν_B . Si on introduit le commutateur sigma du nucléon complet $\Sigma_N = \Sigma_N^{(\pi)} + \Sigma_N^{(q)}$, l'amplitude totale s'écrit :

$$T_{\pi N}(k^2, k'^2, \nu^2, \nu_B) = \frac{\Sigma_N}{f_\pi^2 m_\pi^2} \left(m_\pi^2 - k^2 - k'^2 \right) - \frac{4}{3} \frac{\Sigma_N^{(\pi)}}{f_\pi^2 m_\pi^2} \nu_B \quad (177)$$

Ceci conduit à la loi d'évolution pour la masse du pion [49] :

$$\frac{m_\pi^{*2}(\rho)}{m_\pi^2} = 1 - \frac{\rho \left(\Sigma_N^{(q)} - \frac{1}{3} \Sigma_N^{(\pi)} \right)}{f_\pi^2 m_\pi^2} \quad (178)$$

C'est donc une combinaison très particulière des contributions pioniques et du coeur de quarks ($\Sigma_N^{(q)} - \Sigma_N^{(\pi)}/3$) qui gouverne dans ce modèle l'évolution de la masse du pion. Cette évolution est différente de celle de f_π ($2 \Sigma_N^{(\pi)}/3$) et de celle du condensat ($\Sigma_N = \Sigma_N^{(q)} + \Sigma_N^{(\pi)}$). On voit ainsi sur ce petit exercice qu'il n'y a aucun caractère d'universalité pour l'évolution de ces trois observables s, contrairement à certaines prédictions basées sur des modèles bien particuliers. Par ailleurs, si l'on reprend les valeurs déjà utilisées $\Sigma_N^{(\pi)} = 30 \text{ MeV}$ et $\Sigma_N^{(q)} = 15 \text{ MeV}$, on obtient une très petite longueur de diffusion attractive $a_0 \approx 0.006 m_\pi^{-1}$. Ceci est raisonnable si l'on se souvient que le terme de Born seul donne approximativement la valeur expérimentale $(a_0)_{exp} = -0.010 m_\pi^{-1}$ et que d'autres contributions (telles que celle du delta) doivent être incorporées. On obtient une diminution également très faible de la masse du pion de l'ordre de 3 MeV à la densité ordinaire, alors que les données d'atomes mésiques favorisent une augmentation de l'ordre de 10 MeV provenant notamment d'effets d'ordre supérieurs tels que la rediffusion de l'amplitude isovectorielle en présence des corrélations de Pauli. Cela étant, notre propos n'est pas ici de reproduire de façon fine la phénoménologie mais de montrer ce que l'on entend par prédiction de la symétrie chirale. Nous allons maintenant mener une étude similaire pour la masse des kaons à densité finie.

d . Masse des kaons dans la matière hadronique

Les kaons $K(K^+, K^0)$ et les antikaons $\bar{K}(\bar{K}^0, K^-)$ peuvent être considérés comme des bosons de Goldstone de la symétrie chirale approchée $SU_L(3) \times SU(3)_R$. Cette symétrie serait exacte dans la limite où le quark étrange s aurait, tout comme les quarks u et d , une masse nulle. La masse du quark s étant

de l'ordre de $m_s = 150 \text{ MeV}$, cette symétrie est brisée plus fortement, à la hauteur de $m_s/M_H \simeq 15\%$. Toutefois, malgré la présence d'un quark s , les kaons de masse 500 MeV sont notablement plus légers que les mésons "ordinaires" constitués de quarks légers tels que le rho et le oméga. Ceci est un élément permettant de leur accorder un statut de (quasi) boson de Goldstone. Par suite, de la même façon que la symétrie $SU(3)$ constitue un point de départ excellent pour la classification des hadrons, la symétrie chirale $SU_L(3) \times SU(3)_R$ sera utilisée pour dégager de nombreuses propriétés relatives à la physique des kaons. On peut ainsi construire, par extension de ce que l'on fait dans le cas des pions, des lagrangiens chiraux qui prédiront des modifications de la masse des kaons dans la matière nucléaire. Un tel lagrangien contiendra obligatoirement un terme engendrant une modification de masse des kaons et des antikaons [63] :

$$\frac{m_K^{*2}(\rho)}{m_K^2} = \frac{m_K^{*2}(\rho)}{m_K^2} = 1 - \frac{\Sigma_{KN} \rho}{f^2 m_K^2} + \dots \quad (179)$$

Ce résultat est l'exact analogue du résultat (172) pour les pions. Dans la limite où la symétrie $SU(3)$ est exacte, la constante f s'identifie avec f_π . Le terme sigma Σ_{KN} , qui dépend de la densité scalaire de quarks étranges dans le nucléon, caractérise la brisure explicite de la symétrie chirale $SU_L(3) \times SU(3)_R$ dans le nucléon :

$$\Sigma_{KN} = \int dr \frac{m + m_s}{2} \langle N | \bar{u}u + \bar{s}s | N \rangle \quad (180)$$

La valeur de cette quantité dépendant donc du contenu étrange du nucléon, n'est pas connue précisément mais est habituellement estimée dans la gamme $350 - 400 \text{ MeV}$. Cela conduit à une diminution de la masse des kaons à la densité ordinaire d'environ 10%.

Par ailleurs, la symétrie chirale implique également l'existence d'un couplage vectoriel des mésons pseudo-scalaires aux nucléons. Revenons pour un moment au secteur des pions; le lagrangien de couplage vectoriel est la contribution à (105) donnée par :

$$\mathcal{L}_V = \bar{N} \gamma_\mu \mathcal{V}_\mu^c N \simeq -\frac{1}{4f_\pi^2} \bar{N} \gamma_\mu \vec{\tau} \cdot (\vec{\Phi} \times \partial^\mu \vec{\Phi}) N \quad (181)$$

En introduisant les opérateurs d'isospin du nucléon t_N et du pion t_π , ce lagrangien conduit à une amplitude d'isospin (pour des pions normalisés de façon covariante) au seuil qui est l'amplitude de Weinberg-Tomozawa (WT) :

$$T_{\pi N} = \frac{m_\pi}{f_\pi^2} t_N \cdot t_\pi \quad (182)$$

En ce qui concerne le potentiel optique, seules contribuent les troisièmes composantes des opérateurs d'isospin. Si ρ_p et ρ_n sont les densités de protons et neutrons, on a :

$$2m_\pi \langle \pi^\alpha | V_{opt}(\omega = m_\pi, \mathbf{k} = 0) | \pi^\alpha \rangle = \Delta m_{\pi^\alpha}^2 = \frac{m_\pi}{f_\pi^2} \frac{1}{2} (\rho_p - \rho_n) \langle \pi^\alpha | (t_\pi)_3 | \pi^\alpha \rangle \quad (183)$$

On en déduit par suite la modification de la masse des pions chargés au plus bas ordre dans la densité :

$$\Delta m_{\pi^+} = -\Delta m_{\pi^-} = \frac{1}{4f_\pi^2} (\rho_p - \rho_n) = \frac{g_\rho^2}{2m_V^2} (\rho_p - \rho_n) \quad (184)$$

Pour obtenir la deuxième forme on a utilisé la relation KSFR, $m_V^2 = 2f_\pi^2 g_\rho^2$ qui est basée sur l'hypothèse phénoménologiquement excellente de la dominance vectorielle (VDM). Dans cette relation m_V est la masse du méson rho et g_ρ est la constante de couplage du rho aux hadrons. Le processus associé à l'amplitude WT peut simplement être vu comme un échange de rho entre le nucléon et le pion : chaque vertex $\rho\pi\pi$ et ρNN donne un facteur g_ρ et le propagateur du rho à moment nul donne un facteur $1/m_V^2$; le facteur $\rho_p - \rho_n$ et les signes différents pour les π^+ et le π^- proviennent de la nature isovectorielle du rho et par suite des couplages. Dans la matière nucléaire symétrique ($\rho_p = \rho_n$), il apparaît que la masse des pions n'est pas modifiée par le couplage vectoriel. Il n'en va pas de même pour les kaons car il peut

y avoir en plus un échange de méson oméga [64, 65] isoscalaire entre le nucléon et le kaon, ce qui est interdit pour les pions du fait de la conservation de la G-parité. La modification de la masse des kaons chargés sera :

$$\Delta m_{K^+} = -\Delta m_{K^-} = \frac{1}{2} \frac{1}{4f_\pi^2} \left(3(\rho_p + \rho_n) + (\rho_p - \rho_n) \right) = \frac{1}{2} \frac{g_\rho^2}{2m_V^2} \left(3(\rho_p + \rho_n) + (\rho_p - \rho_n) \right) \quad (185)$$

Le facteur global 1/2 peut être compris en se souvenant que le rho ($u\bar{u} - d\bar{d}$) et le oméga ($u\bar{u} + d\bar{d}$) ne se couplent dans le kaon qu'au seul quark léger et non au quark s . Le terme isoscalaire en $\rho_p + \rho_n$ correspond à l'échange de oméga (pratiquement de même masse que le rho) et le facteur 3 est issu de la relation de $SU(3)$ combinée à VDM, $g_\omega = 3g_\rho$ [66]. On peut également expliquer très simplement pourquoi les variations de masse du K^+ et du K^- sont opposées. Pour la partie isovectorielle, le changement de signe provient du fait que le K^+ et le K^- ont des t_3 opposées. En ce qui concerne la partie isoscalaire, le oméga se couple au quark u du K^+ , tandis qu'il se couple à l'antiquark \bar{u} du K^- et le changement de signe peut se comprendre à l'aide de l'équation de Dirac d'un fermion dans un champ vectoriel uniforme. Pour une solution à énergie positive (négative) l'énergie vectorielle s'ajoute toujours à l'énergie E_p ($-E_p$); par suite elle se retranche à l'énergie de l'antifermion vu, selon la vieille image, comme un trou dans la mer de Dirac. Cette partie isoscalaire liée à l'échange de oméga, bien que provenant de termes s'incluant naturellement dans un lagrangien chirale combiné aux résonances vectorielles, n'est cependant pas strictement lié à la symétrie chirale contrairement à la partie isovectorielle liée au rho et à la partie scalaire (179). Dans la matière symétrique $\rho_p = \rho_n = \rho/2$, les variations de masse du kaon ($K = K^+$) et de l'antikaon ($\bar{K} = K^-$) sont :

$$\Delta m_K = -\Delta m_{\bar{K}} = \frac{3}{8f_\pi^2} \rho = \frac{1}{3} \frac{(3g_\rho/2)^2}{m_V^2} \rho \quad (186)$$

On obtient un lien intéressant avec le modèle de Walécka [67] si on identifie $3g_\rho/2$ avec la constante de couplage vectorielle C_V (voir paragraphe V-3.d). Le potentiel répulsif senti par le kaon est égal au tiers de celui senti par le nucléon car le oméga se couple à un quark dans le kaon contre trois dans le nucléon.

Si on regroupe les résultats précédents on obtient les lois de variations de masse dans la matière nucléaire symétrique, au premier ordre dans la densité :

$$m_K^*(\rho) = m_K - \frac{\Sigma_{KN}}{2m_K f_\pi^2} \rho + \frac{3}{8f_\pi^2} \rho \quad (187)$$

$$m_{\bar{K}}^*(\rho) = m_K - \frac{\Sigma_{KN}}{2m_K f_\pi^2} \rho - \frac{3}{8f_\pi^2} \rho \quad (188)$$

Il se produit, dans le cas du kaon K^+ , une forte compensation entre les parties vectorielle et scalaire donnant finalement une petite augmentation de masse de l'ordre de 10 MeV à la densité ordinaire. Par contre, l'effet d'attraction s'ajoute pour les antikaons K^- , conduisant à une diminution appréciable de leur masse supérieure à 100 MeV. Bien entendu, cette première approche, bien qu'incorporant les éléments de base essentiels liés à la symétrie chirale, est au mieux qualitative et doit être améliorée et contrainte par la phénoménologie K -nucléon et K -noyau. Par exemple, à partir de la longueur de diffusion KN on prévoit plutôt une augmentation de 30 MeV de la masse du K^+ à la densité normale. Par ailleurs, la longueur de diffusion K^-N est négative [68], ce qui devrait entraîner une augmentation de la masse des K^- . Cependant, cette répulsion apparente provient de l'existence d'un état quasi-lié, la résonance $\Lambda(1405)$ qui en fait se "dissout" très rapidement [56, 69] à une densité de l'ordre de 0.1 ρ_0 du fait du blocage de Pauli. Ainsi, lorsque la densité augmente cette répulsion se transforme très vite en attraction (fig. 18), les données d'atomes kaoniques étant compatibles avec une diminution de la masse du K^- d'environ 200 MeV à la densité ordinaire [70]. Nous présentons sur la figure 18 les résultats d'un calcul (incorporant le couplage au Λ et à sa voie de désintégration $\Sigma\pi$) incluant divers effets de milieu tels que le blocage de Pauli, la liaison du nucléon, le mouvement de Fermi et les corrélations de courte

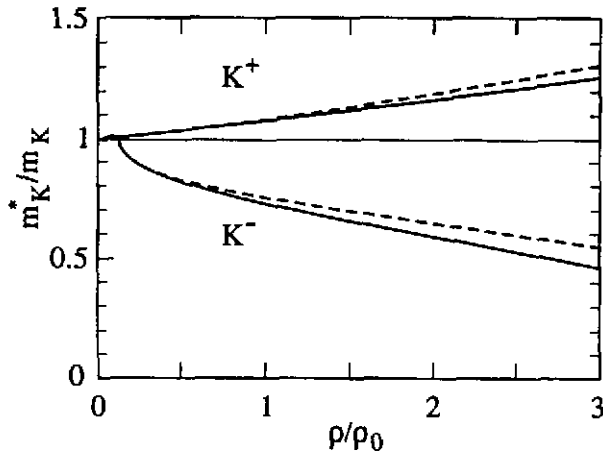


Figure 18: *Masses effectives du K^+ et du K^- dans la matière nucléaire symétrique en fonction de la densité baryonique. Les ingrédients du calcul sont mentionnés dans le texte; les courbes pleines incorporent l'effet des corrélations NN.*

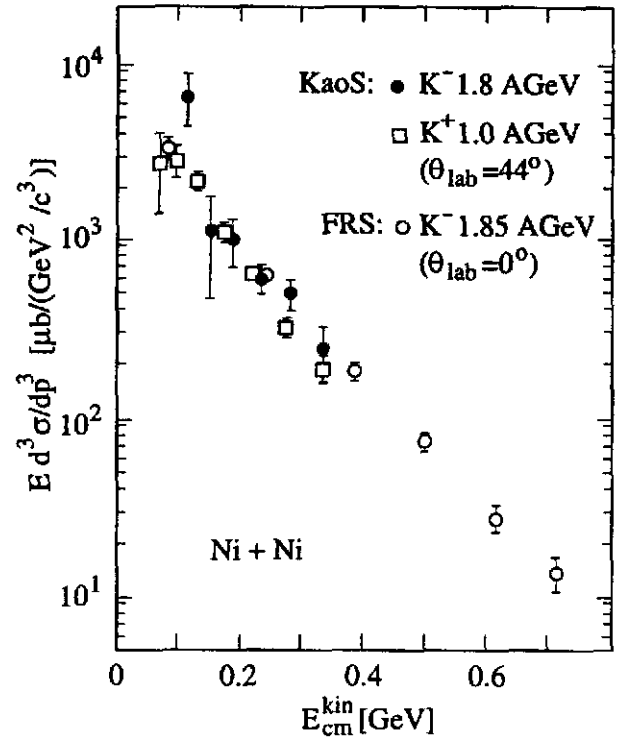


Figure 19: *Sections efficaces différentielles de production de K^+ et K^- sous le seuil en collisions relativistes Ni + Ni à GSI [71, 72].*

portée entre les nucléons [56, 69]. L'effet de séparation des modes kaoniques d'étrangeté $S = +1$ et $S = -1$ est particulièrement spectaculaire. Il y a des indications expérimentales très fortes en faveur de ce phénomène dans la comparaison de la production de K^+ et de K^- sous le seuil énergétique de production, en collisions nucléaires relativistes. Nous montrons sur la figure 19 des données de production de K^\pm en collision $Ni + Ni$ obtenues à GSI par les collaborations KAOS [71] et FRS [72]. Les énergies ($E = 1.0 \text{ AGeV}$ pour K^+ , $E = 1.8 \text{ AGeV}$ pour K^-) ont été choisies de telle sorte qu'il manque la même énergie (0.23 GeV) pour avoir l'énergie seuil. Le rapport de production K^-/K^+ est de l'ordre de un alors que l'extrapolation des processus élémentaires conduisent à un rapport de l'ordre de $1/10$ qui devrait encore diminuer si l'on se souvient que l'absorption du K^+ dans la matière est beaucoup plus faible que celle du K^- . Un élément important dans l'interprétation de ces données vient de ce que le taux de production est extrêmement sensible à la valeur des masses des particules. Ainsi, dans la gamme de densité où les kaons sont produits, typiquement deux fois la densité nucléaire normale, la masse des K^- est diminuée, d'après la figure 18, de moitié, provoquant de ce fait une très forte ouverture de l'espace de phase. Des calculs récents incorporant la variation des masses sont effectivement capables de reproduire raisonnablement les données [73].

Nous terminerons en mentionnant que de telles diminutions de la masse des antikaons extrapolées à des densités de l'ordre de $3 - 4 \rho_0$ pourrait conduire à un phénomène de condensation. Ainsi, dans une étoile à neutrons, une fois que les neutrinos ont été évacués, le potentiel chimique des électrons $\mu_e = \mu_n - \mu_p$ est de l'ordre de 200 MeV . A la densité critique pour laquelle $m_{K^-}(\rho_c) = \mu_e$, il deviendra énergétiquement favorable pour les électrons de se transformer en K^- par le processus $e \rightarrow K^- + \nu$. Il a été montré que ce phénomène de condensation des kaons, pouvant avoir des conséquences importantes sur les processus de collapse stellaire, se produit à une densité critique dont la valeur $3 - 4 \rho_0$ est relativement "robuste" vis-à-vis des paramètres du calcul effectué [74].

VI - PRODUCTION DE DILEPTONS EN COLLISIONS D'IONS LOURDS RELATIVISTES ET MESON RHO DANS LA MATIERE HADRONIQUE DENSE ET CHAUDE

1 - Introduction

La production de dileptons (e^-e^+ ou $\mu^-\mu^+$) constitue une sonde directe de la matière hadronique dense et chaude produite au début des collisions d'ions lourds relativistes. Du fait de la très faible distorsion subie par les dileptons lorsqu'ils quittent la zone chaude, on peut espérer obtenir une information très propre sur la distribution de masse des résonances vectorielles telles que les mésons ρ , ω , Φ ou J/ψ . A cet égard, un vaste programme expérimental a été entrepris au CERN/SPS par l'intermédiaire de trois collaborations : CERES(e^-e^+), HELIOS-3 et NA38/NA50 ($\mu^-\mu^+$). Le spectre en masse invariante de la paire de leptons peut être schématiquement divisé en trois régions :

- $M > 2.5 GeV$: dans cette région des hautes masses étudiée en particulier par NA38/50, le fait majeur est la fameuse suppression observée du J/ψ qui pourrait provenir de la formation d'un plasma de quarks et de gluons. Je ne discuterai pas cette région qui fait l'objet des cours de M. Gonin et J. Y. Ollitrault.
- $1 GeV < M < 2.5 GeV$: c'est la région dite des masses intermédiaires étudiées par HELIOS-3 et NA38/50. Une augmentation du taux de production de dileptons par rapport à proton-noyau ($p-A$) a été observée en collisions centrales $S-W$, $S-U$ et $Pb-Pb$. Il a été suggéré qu'il s'agit d'une signature de la formation d'un plasma de quarks et de gluons mais la prise en compte de processus hadroniques secondaires tels que $\pi a_1 \rightarrow l\bar{l}$ peut constituer une explication alternative au moins partielle [75].
- $M < 1 GeV$: cette région a été étudiée avec des faisceaux de soufre à $200 GeV/u$ par CERES ($S-Au$) [76] et HELIOS-3 ($S-W$) [77] puis avec des faisceaux de plomb par CERES ($Pb-Au$) [78]. A la différence de la région des hautes masses dont l'objectif est l'étude de la transition de phase de déconfinement, cette région doit permettre d'obtenir des informations sur les mécanismes gouvernant la restauration graduelle de la symétrie chirale. Ce qui suit lui sera essentiellement consacré.

Le fait expérimental marquant relatif à cette région des basses masses est la forte augmentation du taux de production dans la région $300 MeV < M < 600 MeV$ par rapport à ce qui est observé en proton-noyau une fois que les taux sont normalisés suivant la multiplicité des particules chargées.

- Comme on peut le voir sur la figure 20, les sources hadroniques conventionnelles permettant d'expliquer les données en protons, sous-estiment considérablement les données expérimentales en collisions centrales $S-Au$. Ces sources constituent ce que l'on appelle parfois le "cocktail hadronique":
 - désintégration directe des résonances vectorielles : $\rho, \omega, \Phi \rightarrow l\bar{l}$
 - désintégrations Dalitz : $\eta, \eta' \rightarrow e^-e^+\gamma$, $\omega \rightarrow e^-e^+\pi_0$
- Par ailleurs, d'autres sources, et en tout premier lieu l'annihilation $\pi^+\pi^-$, spécifiques aux collisions noyau-noyau doivent être incorporées. Ce processus d'annihilation fortement dominé par le méson rho ($\pi^+\pi^- \rightarrow \rho^0 \rightarrow e^+e^-$) donne une contribution importante. Cependant, les calculs dynamiques (codes de transport) basés sur des scénarios différents, bien que donnant des résultats très similaires, ont en commun de ne pas reproduire le taux de dileptons observés [79, 80, 81]. Comme on peut le voir sur la figure 21, il manque encore un facteur de l'ordre de quatre autour de $M = 400-500 MeV$. De plus, il y a maintenant plus de dileptons produits dans le calcul théorique que ce qui est effectivement mesuré dans la région du rho proprement dit.

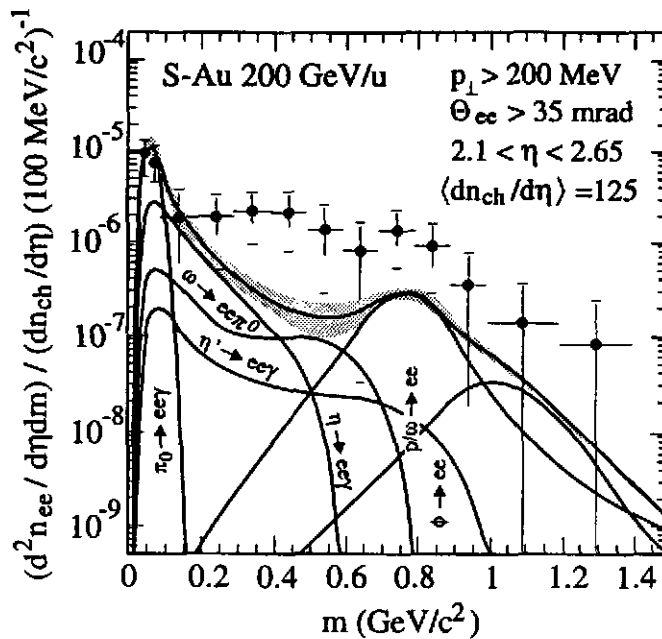


Figure 20: Spectre en masse invariante de la paire e^+e^- en collision centrale S - Au à 200 GeV/u mesurée par la collaboration CERES [76]. Les contributions (issues d'une simulation Monte-Carlo permettant de reproduire les données en protons) des différentes sources conventionnelles (désintégrations de hadrons) sont représentées séparément; la région hachurée indique l'erreur systématique affectant la somme de ces contributions. Sur la figure sont également mentionnées les coupures en acceptances relatives à l'impulsion transverse, l'angle d'ouverture et la pseudo-rapidité de la paire de leptons, ainsi que la multiplicité moyenne des particules chargées des événements reconstruits.

Ces résultats expérimentaux ont suscité un intérêt considérable et il a été rapidement émise l'idée [82] que ces données constituent une évidence de la modification des propriétés des hadrons induite par la modification des caractéristiques fondamentales (condensats de quarks ou de gluons) du vide de QCD. Du fait de la contribution dominante du rho dans le spectre (dominance vectorielle), la production de dileptons est un outil privilégié pour étudier l'évolution de ses propriétés dans le milieu hadronique dense et chaud. A cet égard, un calcul de transport relativiste (basé sur un modèle de type Walecka) a permis de reproduire les données (fig. 22) si on diminue la masse du rho dans le milieu [79]. Dans cette approche, où les distributions initiales des hadrons venant de la fragmentation des cordes sont obtenues dans le modèle RQMD, la diminution de la masse du rho vient du couplage au condensat scalaire, valeur moyenne du champ scalaire sigma, suivant $\Delta m_\rho \simeq -2g_\sigma \langle \sigma \rangle / 3 = 2\Delta M_N / 3$.

Nous allons dans la suite discuter en détail les divers effets de milieu qui ont été proposés en insistant sur leurs liens éventuels avec la restauration de la symétrie chirale. Différents mécanismes ont été proposés :

- *Modification des propriétés des hadrons (masse du méson rho).* La symétrie chirale seule prédit que la masse du rho n'est pas modifiée à l'ordre T^2 [21, 83, 84]. Pour aller au delà, il faut utiliser des approches basées sur des théories effectives qui autorisent une modification des masses par couplage aux condensats. Ce pourra être le condensat scalaire $\langle \sigma \rangle$, les condensats de quarks ou encore de gluons. on obtient ce que l'on appelle de façon générique dans la littérature le "dropping rho meson mass scenario". Le test de cohérence d'un tel scénario et le lien avec la symétrie chirale se fait par utilisation des règles de somme de QCD qui relie l'évolution des distributions spectrales

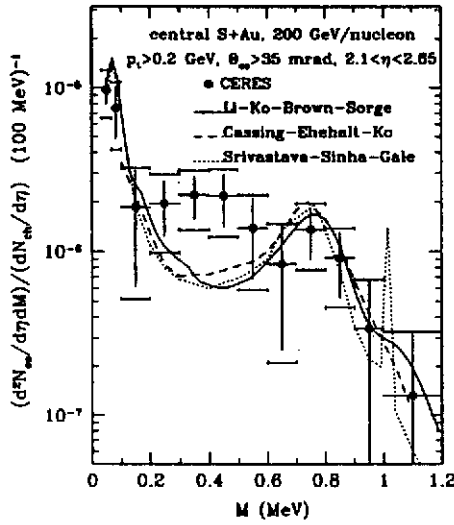


Figure 21: Taux de production de dileptons obtenus avec différents codes de transport ayant en commun d'incorporer, outre les sources conventionnelles, l'annihilation $\pi^+\pi^-$.

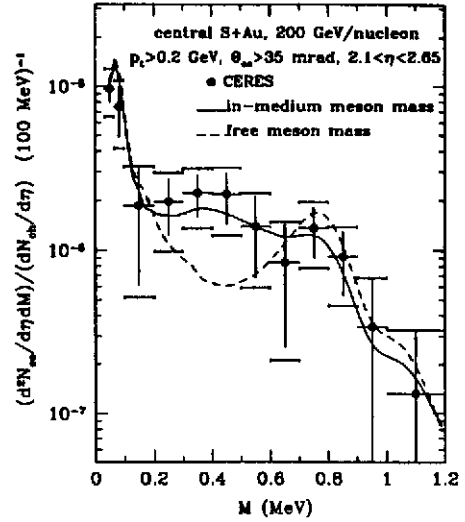


Figure 22: Effet de la modification de la masse du rho sur le code de transport "Li-Ko-Brown-Sorge".

à l'évolution des condensats. Un exemple d'application de cette idée, qui a joué un rôle important dans le débat théorique, est justement le calcul mentionné ci-dessus (fig. 22)

- *Mélange axial-vecteur.* Comme on l'a déjà dit [21] (paragraphe II-5.b, V-4.a), ce mélange est une conséquence de la symétrie chirale. En particulier, par émission ou absorption de pions thermiques, le rho pourra se transformer en son partenaire chirale, le méson a_1 de nombres quantiques $I = 1$, $J^P = 1^+$, de masse $m_A = 1230 \text{ MeV}$ et de largeur de l'ordre de 400 MeV . Le spectre de dileptons à température finie contiendra par suite une composante relative au méson a_1 [85, 86] grâce à des processus du type $a_1(q+k) \rightarrow \pi(k) + \rho(q) \rightarrow e^-e^+$ ($q^2 = q^\mu q_\mu = M^2$)
- *Baryons et leurs nuages pioniques (système $\pi N \Delta$).* Le spectre de masse du méson rho peut être modifié à densité finie par des mécanismes *a priori* plus conventionnels [87, 88, 89]. On verra en particulier que les voies de désintégration $\rho \rightarrow \Delta h \pi^*$, où π^* est un mode collectif pionique (branche pionique), conduisent à une modification importante du spectre dans la région $M \sim \omega_\Delta + m_\pi \sim 500 \text{ MeV}$. L'analyse à l'aide des règles de somme de QCD montre que ce type d'approche est compatible avec l'évolution des condensats (section VI-4) et doit par suite nécessairement contenir un lien avec la restauration de la symétrie chirale. Ce lien se manifeste sous la forme d'un mélange entre le courant vectoriel [48] dominé par le rho et le courant axial nucléonique (section VI-6). Dans les deux cas (couplage au a_1 à T finie et couplage au courant axial nucléonique à ρ_B finie), le mélange conduit à un élargissement du spectre. Cela autorise un scénario alternatif de restauration qui permet, tout aussi bien que le "dropping mass scenario", de reproduire les données expérimentales.
- *Résonances baryoniques.* Le couplage direct du rho au nucléon peut conduire à l'excitation, outre celle du delta, de résonances ayant une voie de désintégration importante en rho-nucléon, telles que la $\Delta(1905)$ (couplage d'onde p et f) et surtout la $N^*(1720)$ (couplage d'onde p). Ces résonances, par couplage au méson rho, vont engendrer un mode collectif de "branche du rho" [90] analogue à la branche pionique qui va aussi donner une augmentation de la fonction spectrale et par suite du taux de production de dileptons pour des masses invariantes inférieures à 0.6 GeV .

2 - Taux de production de dileptons (DPR)

a . DPR et corrélateur courant-courant dans la matière hadronique chaude

Dans la suite on appellera le taux de production de dileptons DPR, de l'anglais "dilepton production rate". Pour faire le calcul du DPR pour des dileptons ayant une quadri-impulsion $q^\mu = (q_0, \mathbf{q})$, $q^\mu q_\mu = M^2$, on supposera que la matière hadronique est thermiquement équilibrée à la température $T = \beta^{-1}$ et donc que l'état macroscopique initial est décrit par un ensemble statistique dans lequel $P_i = e^{-\beta E_i}/Z$ est la probabilité de trouver l'état $|i\rangle$. Un calcul standard basé sur les règles de Feynman de l'électrodynamique conduit, pour des leptons ultrarelativistes, à un DPR (par unité de volume) :

$$\frac{dR}{d^4x d^4q} = -\frac{\alpha^2}{6\pi^3 M^2} g_{\mu\nu} W^{\mu\nu}(q) \quad (189)$$

où $\alpha = 1/137$ est la constante de structure fine. L'information physique est contenue dans le tenseur hadronique :

$$\begin{aligned} W^{\mu\nu}(q) &= \sum_i \frac{e^{-\beta E_i}}{Z} \sum_f \langle i | J^\nu(0) | f \rangle \langle f | J^\mu(0) | i \rangle (2\pi)^4 \delta(q_0 + p_f - p_i) \delta^{(3)}(\mathbf{q} + \mathbf{p}_f - \mathbf{p}_i) \\ &\equiv \int d^4x e^{-iq \cdot x} \langle\langle J^\nu(x) J^\mu(0) \rangle\rangle \end{aligned} \quad (190)$$

où $J^\mu(0)$ est l'opérateur courant électromagnétique assurant la transition vers les divers états hadroniques finals $|f\rangle$ accompagnant l'émission de dileptons. La deuxième ligne montre que le DPR donne accès à la transformée de Fourier d'un corrélateur courant-courant. Pour $q_0 > 0$ (ce qui sera toujours le cas car q_0 représente l'énergie de la paire) $W^{\mu\nu}(q)$ s'annule à $T = 0$, mais il est possible de l'exprimer en fonction d'autres tenseurs hadroniques qui ont une limite non triviale à température nulle :

$$\frac{W^{\mu\nu}(q)}{2\pi} = e^{-\beta q_0} \frac{\rho^{\nu\mu}(q)}{2\pi} = \frac{\left(-\frac{1}{\pi}\right) \text{Im} \Pi_R^{\mu\nu}(q)}{e^{\beta q_0} - 1} = \frac{\left(-\frac{1}{\pi}\right) \text{Im} \Pi^{\mu\nu}(q)}{e^{\beta q_0} + 1} \quad (191)$$

où $\rho^{\nu\mu}(q)$ est le tenseur spectral donné par :

$$\begin{aligned} \rho^{\mu\nu}(q) &= \sum_f \frac{e^{-\beta E_f}}{Z} \sum_i \langle f | J^\nu(0) | i \rangle \langle i | J^\mu(0) | f \rangle (2\pi)^4 \delta(q_0 + p_f - p_i) \delta^{(3)}(\mathbf{q} + \mathbf{p}_f - \mathbf{p}_i) \\ &\equiv \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle\langle J^\nu(x) J^\mu(0) \rangle\rangle \end{aligned} \quad (192)$$

On voit ainsi que, une fois que le facteur thermique $\exp(-\beta q_0)$ a été extrait, la description du processus d'émission $i \rightarrow f + l\bar{l}$ se ramène à celui du processus $f + l\bar{l} \rightarrow i$. Par suite, en ce qui concerne la production de dileptons sans émission de hadrons dans l'état final, nous sommes ramenés à un processus d'annihilation $l\bar{l} \rightarrow i$ dont on a une information expérimentale très précise. Plus généralement, dans le cas d'états hadroniques finals $|f\rangle$, nous sommes ramenés à un processus d'absorption de photons virtuels de masse invariante $M = q_0$ positive (genre temps) sur une matière hadronique peuplée d'états hadroniques $|f\rangle$ présents avec la probabilité $P_f = \exp(-\beta E_f)/Z$. Ce DPR peut également s'exprimer en fonction de la partie imaginaire d'un propagateur retardé donné par :

$$\Pi_R^{\mu\nu}(q) = -i \int d^4x e^{iq \cdot x} \Theta(x_0) \langle\langle [J^\mu(x), J^\nu(0)] \rangle\rangle \quad (193)$$

Cette fonction de Green est la quantité physique intervenant directement dans le formalisme de la théorie quantique des champs à température finie. Finalement, le DPR peut aussi s'exprimer en fonction d'un propagateur relatif à un produit chronologique :

$$\Pi^{\mu\nu}(q) = -i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle\langle \mathcal{T}(J^\mu(x), J^\nu(0)) \rangle\rangle \quad (194)$$

Cette dernière quantité représentant une amplitude Compton vers l'avant est usuelle en théorie des champs à température nulle. Cette forme se prête particulièrement bien au développement en densité du DPR que nous allons effectuer dans le paragraphe suivant.

b . Développement en densité

Si les densités de particules présentes dans le bain thermique ne sont pas trop élevées, on peut effectuer un développement, (parfois appelé développement du viriel) du corrélateur courant-courant (194). Si on se limite au premier ordre dans les densités, on aura :

$$\Pi^{\mu\nu}(q) = \Pi_{vide}^{\mu\nu}(q) + \sum_h \rho_h \Pi_h^{\mu\nu}(q) \quad (195)$$

où ρ_h est la densité de hadrons d'espèce h . La contribution du vide est :

$$\Pi_{vide}^{\mu\nu}(q) = -i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0 | \mathcal{T} (J^\mu(x), J^\nu(0)) | 0 \rangle \quad (196)$$

Comme on le précisera dans le paragraphe suivant, sa partie imaginaire donnant la contribution au DPR est directement reliée à la section efficace d'annihilation $e^+e^- \rightarrow i$. On s'attend à ce que la partie hadronique, à température et potentiel chimique baryonique donnés, soit dominée par les contributions des mésons et des baryons les plus légers, à savoir les pions et les nucléons. En omettant pour simplifier tous les indices de spin ou d'isospin et en utilisant des notations standard, celles-ci s'écriront :

$$\rho_\pi \Pi_\pi^{\mu\nu}(q) = -i \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{n(\omega_k)}{2\omega_k} \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle \pi(\mathbf{k}) | \mathcal{T} (J^\mu(x), J^\nu(0)) | \pi(\mathbf{k}) \rangle \quad (197)$$

$$\rho_N \Pi_N^{\mu\nu}(q) = -i \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{M_N}{E_p} n(E_p) \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle N(\mathbf{p}) | \mathcal{T} (J^\mu(x), J^\nu(0)) | N(\mathbf{p}) \rangle \quad (198)$$

Le point intéressant est que l'on peut avoir des informations au moins partielles sur ces quantités. En ce qui concerne la contribution pionique, le DPR met en jeu la partie absorptive (partie imaginaire) de l'amplitude Compton virtuelle $\gamma^*(q) + \pi(k) \rightarrow \gamma^*(q) + \pi(k)$ vers l'avant. Il n'y a pas d'information expérimentale sur cette quantité mais on verra (section V-5) que cette contribution au DPR peut être reliée, grâce à la symétrie chirale, au mélange axial-vecteur et que, par suite, elle pourra être exprimée de façon indépendante de modèle [86]. La contribution nucléonique est reliée à la section efficace de photoabsorption d'un photon virtuel sur un nucléon. Pour son estimation, on utilise des théories effectives incluant la dominance vectorielle et contraintes sur la ligne de photon réel ($q_0 = |\mathbf{q}|$) par les données de photoabsorption [91, 92].

c . Corrélateur courant-courant dans le vide

Dans le vide [93], la covariance et l'invariance de jauge (conservation du courant électromagnétique) imposent la forme du tenseur $\Pi_{vide}^{\mu\nu}(q)$ qui dépend d'une fonction de corrélation scalaire $\Pi(q^2)$:

$$\Pi_{vide}^{\mu\nu}(q) = - \left(g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) \Pi(q^2), \quad \Pi(q^2) = -\frac{1}{3} g_{\mu\nu} \Pi_{vide}^{\mu\nu}(q) \quad (199)$$

Sa partie imaginaire est directement reliée au DPR (189) lorsque l'on ne retient que la contribution du vide dans le développement du viriel (195). En utilisant (191), on obtient :

$$\left(\frac{dR}{d^4x d^4q} \right)_0 = -\frac{\alpha^2}{\pi^3 q^2} \frac{1}{e^{\beta q_0} + 1} \text{Im} \Pi(q^2) \quad (200)$$

Le DPR, calculé à ce niveau d'approximation, est directement relié à la section efficace d'annihilation $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$:

$$R(s) = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = -\frac{12\pi}{s} \text{Im} \Pi(s) \quad (201)$$

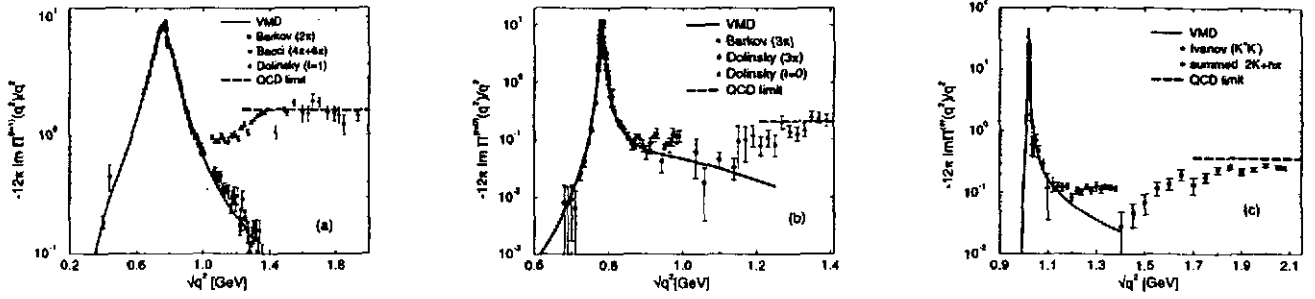


Figure 23: Le rapport R en fonction de la masse invariante de la paire e^-e^+ . De gauche à droite sont montrés séparément les canaux isovectériel (ρ), isoscalaire (ω) et du ϕ . Les courbes en trait plein sont issues d'un calcul VDM. Les détails sont donnés dans la référence [92].

où \sqrt{s} est l'énergie totale dans le centre de masse de la paire de leptons et $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = 4\pi\alpha^2/3s$. En dessous du seuil de production du charme ($\sqrt{s} < 2m_c \sim 3\text{ GeV}$), le courant électromagnétique est :

$$J^\mu = \frac{2}{3}\bar{u}\gamma^\mu u - \frac{1}{3}\bar{d}\gamma^\mu d - \frac{1}{3}\bar{s}\gamma^\mu s = J_\rho^\mu + J_\omega^\mu + J_\Phi^\mu \quad (202)$$

$$J_\rho^\mu = \frac{1}{2}(\bar{u}\gamma^\mu u - \bar{d}\gamma^\mu d), \quad J_\omega^\mu = \frac{1}{6}(\bar{u}\gamma^\mu u + \bar{d}\gamma^\mu d), \quad J_\Phi^\mu = -\frac{1}{3}\bar{s}\gamma^\mu s \quad (203)$$

Les parties imaginaires des trois fonctions de corrélations associées aux trois canaux (ρ, ω, Φ) peuvent être distinguées en regardant différents canaux hadroniques. Il est un fait expérimental incontestable (fig. 23) que chacun de ces canaux qui n'interfèrent que faiblement entre eux, est fortement dominé par la présence de la résonance vectorielle correspondante :

- J_ρ^μ : dominance du ρ par $e^-e^+ \rightarrow \rho \rightarrow \pi\pi$
- J_ω^μ : dominance du ω par $e^-e^+ \rightarrow \omega \rightarrow 3\pi$
- J_Φ^μ : dominance du ϕ par $e^-e^+ \rightarrow \Phi \rightarrow K\bar{K}$

Ceci est un des supports majeurs, avec les facteurs de forme électromagnétiques des pions et des kaons, suggérant l'hypothèse de la dominance vectorielle (VDM). Dans sa version originale [94], due à Sakurai, on traduit formellement cette hypothèse par une identité champ-courant dans chacun des canaux $V = \rho, \omega, \Phi$

$$J_V^\mu = \frac{m_V^2}{g_V} \mathcal{V}^\mu \quad (204)$$

où \mathcal{V}^μ est le champ associé au méson vecteur neutre. Les constantes g_V sont déduites des largeurs $\Gamma(V \rightarrow e^+e^-) = (4\pi\alpha^2/3)m_V/g_V^2$. Les valeurs empiriques $g_\rho = 5.03$, $g_\omega = 17.05$, $g_\Phi = -12.89$ ne sont pas très éloignées des rapports issus de $SU(3)$, $g_\rho : g_\omega : g_\Phi = 1 : 3 : -3/\sqrt{2}$. Naturellement, la relation (204) n'est valable strictement qu'au pôle des mésons vecteurs, c'est-à-dire pour des photons virtuels avec une masse invariante $M^2 = q^2 = m_V^2$. Avec des corrections relativement modérées à sa version la plus simple, l'hypothèse VDM conduit à une phénoménologie remarquable permettant de reproduire de façon excellente l'annihilation e^+e^- et les facteurs de forme déjà mentionnés [92, 95].

3 - Théories effectives

a. Idée générale

D'après la dominance vectorielle, on s'attend à ce que le DPR dans la gamme de masse invariante $300\text{ MeV} - 1\text{ GeV}$ soit dominé par les résonances vectorielles (ρ, ω, Φ) et en tout premier lieu par le

rho. On peut donc espérer obtenir une information expérimentale sur l'évolution des propriétés de ce méson, ou plus précisément de la densité spectrale correspondant aux nombres quantique de ce méson, à température ou densité finies. Pour mener à bien cette tâche au niveau théorique on devra construire une théorie effective incorporant explicitement cette dominance vectorielle. Il y a plusieurs façons en principe équivalentes de faire cette construction, qui conduiront d'une part à une quasi-universalité des couplages rho-hadrons et d'autre part à une quasi-identité entre le courant électromagnétique hadronique isovectoriel et le champ canonique associé au rho. Ceci permet alors d'évaluer la fonction spectrale à température et densité baryonique finies. A ce niveau, il existe deux écoles correspondant à deux façons d'aborder le problème. Dans le schéma "conventionnel", on utilise le lagrangien avec ses paramètres (masse du rho,...) qui sont relatifs aux propriétés des particules dans le vide. On effectue ensuite un calcul standard de type problème à N-corps [87, 88, 89, 83, 84, 96, 97] (voir aussi [98, 99, 100]) dans lequel les propriétés du rho, et éventuellement du oméga ou du phi, sont modifiées par couplage aux autres hadrons (pion, nucléons, deltas, résonances baryoniques). Nous décrirons de telles approches dans la section VI-6. Dans l'autre approche, on définit à chaque température et/ou densité un lagrangien effectif dans lequel les paramètres (masse du rho,...) évoluent par couplage aux condensats de quarks ou de gluons [101, 102, 103]. Ce type d'approche (souvent appelée approche B-R du nom de deux de ses promoteurs G.E. Brown et M. Rho), conduit au "dropping mass scenario" déjà évoqué. Le lien entre les deux approches n'est pas encore réellement compris; tout ce que l'on peut dire de façon certaine est que ni l'analyse par les règles de somme de QCD, ni la comparaison avec les données du DPR ne permettent de trancher nettement. Il se pourrait que ces deux approches soient dans une certaine mesure duales l'une de l'autre. Ainsi l'approche BR pourrait, entre autres, rendre compte, d'une manière plus économique, de l'influence de résonances telles que la $N^*(1520)$ qui, du fait de son couplage d'onde s, induit une diminution de la masse du rho [104].

b . Exemple de théorie effective VDM

Considérons le lagrangien (105). Sous une transformation chirale (g_L, g_R) , d'après ce qui a été vu dans la section IV-1, on connaît la loi de transformation de la matrice U , ce qui permet d'obtenir celle de la matrice auxiliaire ξ :

$$U(x) = \xi^2(x) \rightarrow g_L \xi^2(x) g_R^\dagger, \quad \Rightarrow \quad \xi(x) \rightarrow g_L \xi(x) h^\dagger(x) = h(x) \xi(x) g_R^\dagger \quad (205)$$

Les deux formes équivalentes de la loi de transformation de $\xi(x)$ définissent implicitement la matrice $h(x)$ de $SU(2)$ qui est par suite une transformation locale dépendant du point x d'espace-temps, contrairement à g_L et g_R qui sont des transformations globales. On en déduit de même la loi de transformation de l'isodoublet de champ de nucléon $N(x)$:

$$\psi_L(x) \rightarrow g_L \psi_L(x), \quad \psi_R(x) \rightarrow g_R \psi_R(x) \quad \Rightarrow \quad N(x) = P_L \xi(x)^\dagger \psi_L(x) + P_R \xi(x) \psi_R(x) \rightarrow h(x) N(x) \quad (206)$$

A partir de ces lois, il n'est pas difficile de voir que le champ vectoriel composite \mathcal{V}_c^μ (106) se transforme comme :

$$-\mathcal{V}_c^\mu(x) \rightarrow h(x) (-\mathcal{V}_c^\mu(x)) h^\dagger(x) - i h(x) \partial^\mu h^\dagger(x) \quad (207)$$

On s'aperçoit que $-\mathcal{V}_c^\mu$ se transforme formellement comme un champ de jauge d'une symétrie de jauge locale $SU(2)$. C'est la raison pour laquelle la "dérivée covariante" $D^\mu \psi = (\partial^\mu + i(-\mathcal{V}_c^\mu))\psi$ se transforme suivant $D^\mu \psi \rightarrow h D^\mu \psi$. Pour incorporer la dominance du rho, on introduit un champ vectoriel se transformant aussi formellement comme un champ de jauge :

$$V^\mu(x) = \frac{g}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{\rho}^\mu(x), \quad V^\mu(x) \rightarrow h(x) V^\mu(x) h^\dagger(x) - i h(x) \partial^\mu h^\dagger(x) \quad (208)$$

où $\vec{\rho}^\mu = (\rho_1^\mu, \rho_2^\mu, \rho_3^\mu)$ est un isotriplet (en coordonnées cartésiennes) de champs canoniques associés au méson rho, la troisième composante correspondant au champ neutre. g est une constante (constante de couplage VDM) que l'on fixera ultérieurement. On va maintenant remplacer dans le terme de couplage vectoriel aux nucléons (voir éq. 105) le champ composite $-\mathcal{V}_c^\mu$ par le champ du rho V^μ . En remarquant

que, sous une transformation chirale $V^\mu + \mathcal{V}_c^\mu \rightarrow h(V^\mu + \mathcal{V}_c^\mu)h^\dagger$, on peut construire un terme de masse invariant chirale pour le rho. En ne gardant que les termes pertinents pour notre discussion, le lagrangien deviendra :

$$\mathcal{L} = \frac{f_\pi^2}{4} \text{tr} \partial^\mu U \partial_\mu U^\dagger + \bar{N} \gamma_\mu i (\partial^\mu + iV^\mu) N + a f_\pi^2 \text{tr} (V^\mu + \mathcal{V}_c^\mu) \cdot (V_\mu + \mathcal{V}_{\mu c}) + \dots \quad (209)$$

où a est une certaine constante à fixer ultérieurement. A ce niveau, le champ V^μ est un simple champ auxiliaire sans réel contenu dynamique. On va donc rajouter un terme d'énergie cinétique dont l'origine est attribuée à des fluctuations quantiques au niveau inférieur des quarks (QCD). A cet égard, mentionnons que le modèle NJL incluant une interaction quartique vectorielle [105] est capable, après élimination des degrés de liberté de quarks en faveur de degrés de liberté mésoniques (bosonisation), d'engendrer un tel terme :

$$\mathcal{L}_K = -\frac{1}{2g^2} \text{tr} V^{\mu\nu} V_{\mu\nu} = -\frac{1}{4} \vec{\rho}^{\mu\nu} \cdot \vec{\rho}_{\mu\nu} \quad (210)$$

La symétrie chirale, c'est-à-dire formellement l'invariance sous la transformation locale $h(x)$, impose la forme du tenseur $V^{\mu\nu}$:

$$V^{\mu\nu} = \partial^\mu V^\nu - \partial^\nu V^\mu + i[V^\mu, V^\nu] \equiv \frac{g}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{\rho}^{\mu\nu} \quad (211)$$

Ce lagrangien coïncide avec le lagrangien proposé par Bando [106] dont l'idée sous-jacente est basée sur la possibilité que le méson rho soit le boson de jauge d'une symétrie de jauge cachée du lagrangien chirale non linéaire. Le lagrangien peut être réécrit en ne gardant que le terme de couplage rho-pion au plus bas ordre dans le champ du pion :

$$\mathcal{L} = \frac{f_\pi^2}{4} \text{tr} \partial^\mu U \partial_\mu U^\dagger + \bar{N} \gamma_\mu i \left(\partial^\mu + i \frac{g}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{\rho}^\mu \right) N + \frac{1}{2} a f_\pi^2 \left(g \vec{\rho}^\mu - \frac{1}{2f_\pi^2} (\vec{\Phi} \times \partial^\mu \vec{\Phi}) \right)^2 \quad (212)$$

On en déduit que :

$$g_{\rho\pi\pi} = \frac{a}{2} g, \quad g_{\rho NN} = g, \quad m_\rho^2 = a g^2 f_\pi^2 = 2 g_{\rho\pi\pi} g_{\rho NN} f_\pi^2$$

Pour la valeur "magique" $a = 2$, on obtient l'universalité des constantes de couplage rho-hadrons. On obtient également la relation KSFR reliant la masse du rho aux constantes de couplage $\rho\pi\pi$ et ρNN , justifiant ainsi la discussion du paragraphe V-4.d relative à l'amplitude pion-nucléon isovectorielle WT. La largeur $\rho \rightarrow \pi\pi$ permet de fixer $g_{\rho\pi\pi} \simeq 6$, tandis que l'analyse de certaines données conduisent à $g = g_{\rho NN} \simeq 5.3$; l'universalité est ainsi presque réalisée $a/2 \simeq 1.13$

Le couplage au champ électromagnétique s'effectue en jaugeant le lagrangien précédent par introduction des dérivées covariantes, procédure également connue sous le nom de substitution minimale. Par commodité, on définit à partir du champ électromagnétique $A^\mu(x)$ une nouvelle matrice de $SU(2)$ $\mathcal{B}^\mu = e(\tau_3/2)A^\mu$. On effectue les remplacements :

$$\begin{aligned} \partial^\mu \xi &\rightarrow \tilde{D}^\mu \xi = \partial^\mu \xi + i[\mathcal{B}^\mu, \xi], & \partial^\mu \xi^\dagger &\rightarrow \tilde{D}^\mu \xi^\dagger = \partial^\mu \xi^\dagger + i[\mathcal{B}^\mu, \xi^\dagger] \\ \Rightarrow \partial^\mu U &\rightarrow \tilde{D}^\mu U = \partial^\mu U + i[\mathcal{B}^\mu, U], & \partial^\mu U^\dagger &\rightarrow \tilde{D}^\mu U^\dagger = \partial^\mu U^\dagger + i[\mathcal{B}^\mu, U^\dagger] \\ \Rightarrow \mathcal{V}_c^\mu &\rightarrow \tilde{\mathcal{V}}_c^\mu = \frac{i}{2} (\xi \tilde{D}^\mu \xi^\dagger + \xi^\dagger \tilde{D}^\mu \xi) \end{aligned} \quad (213)$$

L'invariance de jauge implique par ailleurs que, sous une transformation de jauge $U(1)_{em}$, le champ du rho V^μ se transforme comme le champ électromagnétique \mathcal{B}^μ lui-même. Nous sommes donc conduits, afin d'assurer l'invariance de jauge, à modifier le terme de masse du rho suivant :

$$\frac{m_\rho^2}{g^2} \text{tr} (V^\mu + \mathcal{V}_c^\mu)^2 \rightarrow \frac{m_\rho^2}{g^2} \text{tr} (V^\mu + \tilde{\mathcal{V}}_c^\mu - \mathcal{B}^\mu)^2 \quad (214)$$

A l'ordre dominant, le lagrangien de couplage au champ électromagnétique sera :

$$\mathcal{L}_\gamma = -e \frac{m_\rho^2}{g} \rho_3^\mu A_\mu - e \left(1 - \frac{a}{2}\right) (\vec{\Phi} \times \partial^\mu \vec{\Phi})_3 A_\mu \quad (215)$$

Pour la valeur $a = 2$ conduisant à l'universalité des couplages rho-hadrons, on retrouve l'identité champ-courant (204) de VDM dans sa formulation originale. Sans changer la théorie d'interaction forte, on peut redéfinir le champ du rho par $V'^\mu = V^\mu - \mathcal{B}^\mu$. Dans cette formulation, le lagrangien de couplage au champ électromagnétique devient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_\gamma &= -\frac{e}{2g} \rho_3^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - e (\vec{\Phi} \times \partial^\mu \vec{\Phi})_3 A_\mu - \bar{N} \gamma_\mu \frac{\tau_3}{2} N A_\mu \\ &= -\frac{e}{g} \partial_\nu \rho_3^{\mu\nu} A_\mu - e (\vec{\Phi} \times \partial^\mu \vec{\Phi})_3 A_\mu - \bar{N} \gamma_\mu \frac{\tau_3}{2} N A_\mu \end{aligned} \quad (216)$$

où, pour obtenir la deuxième forme, on a éliminé une divergence totale. Dans cette formulation le couplage direct $\rho - \gamma$, une fois exprimé dans l'espace des impulsions, se fait *via* un facteur $-eq^2/g$ qui remplace $-em_\rho^2/g$. Pour un rho sur couche ($q^2 = m_\rho^2$), les deux couplages sont équivalents. Par contre à $q^2 = 0$, le couplage $\rho - \gamma$ disparaît et on obtient le couplage usuel du champ électromagnétique aux nucléons. Si la constante de couplage g est ajustée à la valeur requise $g = 5.03$ pour reproduire la largeur de désintégration $\Gamma(\rho \rightarrow e^- e^+)$, on a un (petit) conflit avec la valeur déduite précédemment $g = g_{\rho NN} \simeq 5.3$. Cependant un calcul plus élaboré [92] de cette largeur, incluant une correction de vertex $\rho - \gamma$ conduit à $g = 5.4$, plus proche de la valeur déduite du couplage ρNN . La théorie présentée ici doit être complétée dans le secteur nucléonique. Il faut en particulier inclure un couplage dit de Kroll-Ruderman $\gamma\pi NN$, qui peut être obtenu en "jaugeant" le lagrangien de couplage pion-nucléon $g_A \bar{N} \gamma_\mu \gamma_5 A_\mu^c N$, et également, en vertu de la dominance vectorielle, un terme de Kroll-Ruderman analogue de couplage $\rho\pi NN$; nous reviendrons sur ce point important à la fin du cours. Par ailleurs, il faut aussi inclure des termes de couplage magnétique du photon et des mésons vecteurs aux nucléons. Ces différents termes sont en fait incorporés dans le travail de la référence [92] que nous utiliserons dans la section consacrée aux règles de somme de QCD.

c . Mésons rho dans le vide

Une fois que la structure tensorielle de Lorentz a été éliminée, le propagateur du méson rho dans le vide est de la forme :

$$D_\rho(q^2) = \frac{1}{q^2 - m_\rho^2 - \Sigma_\rho(q^2)} \quad (217)$$

La self-énergie Σ_ρ du rho est la boucle à deux pions représentée sur la figure 24a; elle est évidemment proportionnelle à $g_{\rho\pi\pi}^2$ où $g_{\rho\pi\pi}$ est égal à $ag/2$ dans notre modèle. Sa partie imaginaire, non nulle à partir du seuil $q^2 = 4m_\pi^2$, se calcule sans difficulté et permet de retrouver la largeur $\Gamma_\rho = -Im \Sigma_\rho(q^2 = m_\rho^2)/m_\rho = 151 \text{ MeV}$. La partie réelle, qui est formellement divergente, s'obtient avec une relation de dispersion soustraite. Nous n'entrerons pas dans les détails techniques mais mentionnerons simplement qu'elle peut modifier la "masse nue" m_ρ pour l'amener à la masse physique, auquel cas la largeur Γ_ρ doit être calculée à cette masse. On peut maintenant obtenir le facteur de forme électromagnétique du pion représenté diagrammatiquement sur la figure 24b. Il y a un terme de couplage direct $\gamma\pi\pi$ et un terme où ce couplage s'effectue par l'intermédiaire d'un méson rho neutre avec une correction de vertex. En remarquant que le couplage $\gamma\pi\pi$ est le même que le couplage $\rho_3\pi\pi$ une fois que $g_{\rho\pi\pi}$ est remplacé par e , on obtient en utilisant le lagrangien \mathcal{L}'_γ :

$$F_\pi(q^2) = 1 - \frac{q^2}{g} D_\rho g_{\rho\pi\pi} + \frac{1}{g_{\rho\pi\pi}} \Sigma_\rho D_\rho g_{\rho\pi\pi} = \frac{\left(1 - \frac{g_{\rho\pi\pi}}{g}\right) q^2 - m_\rho^2}{q^2 - m_\rho^2 - \Sigma_\rho(q^2)} \quad (218)$$

De façon à retrouver une charge unité à $q^2 = 0$, on doit avoir $\Sigma_\rho(0) = 0$, ce qui se produit automatiquement si on utilise une relation de dispersion soustraite. On peut ainsi reproduire de façon satisfaisante le

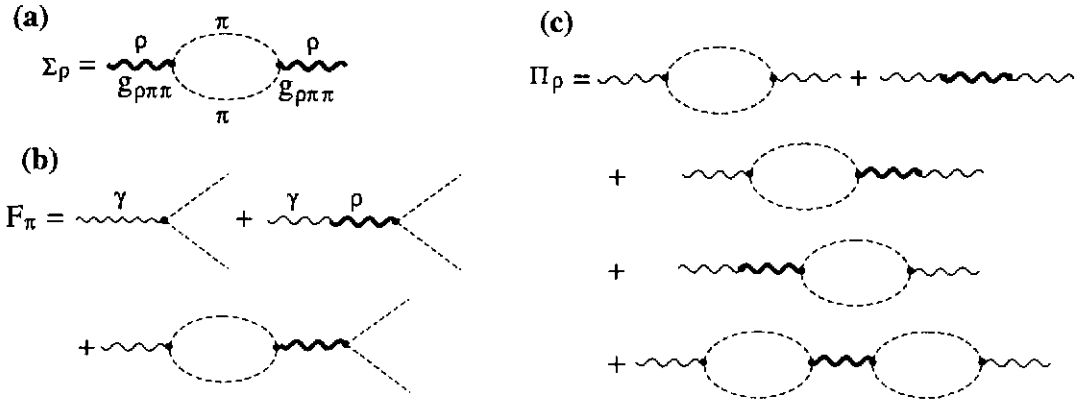


Figure 24: *Self-énergie du rho dans le vide (a), facteur de forme électromagnétique du pion (b) et corrélateur courant-courant isovectoriel (c). Les lignes en pointillés, en traits ondulés épais et ondulés fins représentent respectivement des pions, des rhos et des photons.*

facteur de forme du pion (voir par exemple la référence [95] basée sur une approche un peu différente). Le corrélateur courant-courant est représenté diagrammatiquement sur la figure 24c. La partie scalaire s'écrit :

$$\begin{aligned} \Pi_\rho(q^2) &= \frac{1}{g_{\rho\pi\pi}^2} \Sigma_\rho + \frac{q^4}{g^2} D_\rho - 2 \frac{1}{g_{\rho\pi\pi}} \Sigma_\rho D_\rho \frac{q^2}{g} + \frac{1}{g_{\rho\pi\pi}} \Sigma_\rho D_\rho \Sigma_\rho \frac{1}{g_{\rho\pi\pi}} \\ &= \frac{1}{g_{\rho\pi\pi}^2} \left(\Sigma_\rho + \left(\frac{g_{\rho\pi\pi}}{g} - \frac{\Sigma_\rho}{q^2} \right)^2 \frac{q^4}{q^2 - m_\rho^2 - \Sigma_\rho} \right) \end{aligned} \quad (219)$$

Ce corrélateur qui correspond, une fois multiplié par e^2 , à la self-énergie du photon, s'annule bien à $q^2 = 0$ préservant ainsi la masse nulle du photon. La partie imaginaire directement reliée au rapport $R(s = q^2)$ est donnée par :

$$Im \Pi_\rho(q^2) = \frac{Im \Sigma_\rho(q^2)}{g_{\rho\pi\pi}^2} |F_\pi(q^2)|^2 \quad (220)$$

C'est précisément ce type d'approche VDM qui permet de reproduire remarquablement, pour $s \leq 1 \text{ GeV}$, les données montrées sur la figure 23.

d . Lois d'échelle

Le modèle précédent va nous permettre d'illustrer une idée qui a suscité beaucoup d'intérêt et qui conduit à des lois d'échelle sur les observables. Elle a été proposée à partir d'arguments basés sur l'invariance d'échelle de QCD. En effet, mis à part le (petit) terme de masse qui est de dimension 3 (en énergie ou en inverse de longueur) dans les champs, le lagrangien de QCD est de dimension 4 si bien que l'action $S \int d^4x \mathcal{L}_{m=0}$ est invariante d'échelle. Cependant, on sait que cette invariance est explicitement brisée par les fluctuations quantiques dans la procédure de renormalisation. Il en résulte que le courant de dilatation associé $D^\mu(x)$ n'est pas conservé (anomalie dite de la trace [107, 108]), même dans le cas où la masse des quarks est nulle. Sa divergence est :

$$\partial_\mu D^\mu = m \bar{\psi} \psi - \frac{\beta(g)}{2g} G_a^{\mu\nu} G_{a\mu\nu} \quad (221)$$

où $g = (4\pi \alpha_S)^{1/2}$ est la constante de couplage de QCD et $\beta(g)$ est la fonction de Gell-Mann-Low gouvernant son évolution. $G_a^{\mu\nu}$ est le tenseur de champ gluonique. Par ailleurs, il est établi qu'il existe

une importante brisure dynamique de l'invariance d'échelle caractérisée par la valeur élevée du condensat de gluons :

$$\langle G \cdot G \rangle \equiv \langle \frac{\alpha_S}{\pi} G_a^{\mu\nu} G_{a\mu\nu} \rangle \simeq (360 \text{ MeV})^4 \quad (222)$$

Cette invariance d'échelle n'est manifestement pas présente au niveau du lagrangien effectif (212) du paragraphe précédent. En se basant sur l'idée que les propriétés de symétrie présentes au niveau du lagrangien de QCD doivent se retrouver au niveau du lagrangien effectif, il a été proposé d'y réincorporer l'invariance d'échelle et sa brisure explicite et dynamique. Pour faire cela, on introduit un champ scalaire de dimension 1, appelé champ de dilatons χ [109, 110], dont la valeur moyenne dans le vide est χ_0 . Chaque terme du lagrangien sera "corrigé" avec un champ χ apparaissant avec une puissance obtenue par simple analyse dimensionnelle. En réintroduisant le terme de brisure explicite de la symétrie chirale et en incluant les termes cinétiques et potentiel gouvernant la dynamique du champ χ , on a un lagrangien effectif du type :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{f_\pi^2}{4} \left(\frac{\chi}{\chi_0} \right)^2 \partial^\mu U \partial_\mu U + \frac{1}{2} m_\rho^2 \left(\frac{\chi}{\chi_0} \right)^2 \left(\vec{\rho}^\mu - \frac{1}{2gf_\pi^2} \vec{\Phi} \times \partial^\mu \vec{\Phi} \right)^2 + \frac{c}{4} \left(\frac{\chi}{\chi_0} \right)^3 \text{tr}(U + U^\dagger) \\ & + \frac{1}{2} m_\omega^2 \left(\frac{\chi}{\chi_0} \right)^2 \omega^\mu \omega_\mu + \frac{1}{2} \partial^\mu \chi \partial_\mu \chi + V(\chi) \end{aligned} \quad (223)$$

On a également inclus le terme de masse du méson oméga qui est un singlet chirale (les termes cinétiques des mésons vecteurs ont été omis car intrinsèquement de dimension 4 et donc non modifiés). Le potentiel $V(\chi)$ modélise les effets quantiques responsables de la brisure de l'invariance d'échelle et amène la valeur moyenne de χ à une valeur non nulle reliée au condensat de gluons $\chi_0^4 \sim \langle G \cdot G \rangle$. A densité baryonique et/ou température finies, la modification du vide de QCD induira une modification de cette valeur moyenne $\chi_0 \rightarrow \chi_0^*$. On en déduit directement à partir du lagrangien que f_π et la masse m_V des mésons vecteurs évoluent comme χ_0^{*2} ; par ailleurs, le terme de brisure de symétrie chirale dépendant du condensat de quarks ($c = -2m \langle \bar{q}q \rangle$), évolue comme χ_0^{*3} . La validité de cette approche peut être légitimement discutée car, au niveau du principe, une théorie effective de basse énergie devrait être construite, par utilisation des techniques de groupe de renormalisation, par élimination des configurations de quarks et de gluons de petites tailles en faveur de degrés de liberté hadroniques. Par suite, il n'est pas évident que la théorie effective résultante puisse garder une mémoire de l'invariance d'échelle de départ puisque, par construction, cette invariance est brisée. Il n'en reste pas moins que cette approche conduit à de très intéressantes lois d'échelle [101] données par :

$$\frac{\chi_0^*}{\chi_0} = \left(\frac{\langle G \cdot G \rangle^*}{\langle G \cdot G \rangle} \right)^{1/4} = \left(\frac{\langle \bar{q}q \rangle^*}{\langle \bar{q}q \rangle} \right)^{1/3} = \frac{f_\pi^*}{f_\pi} = \frac{m_V^*}{m_V} \quad (224)$$

En d'autres termes, ces observables hadroniques ont toutes une évolution reliée à celle du condensat de quarks; cela implique en particulier que les masses des mésons vecteurs s'annulent à la restauration de la symétrie chirale. Il s'agit d'une prédiction "forte" qui, bien qu'ayant un fondement théorique possible, doit plutôt être considérée comme une conjecture. Si l'on reprend la loi d'évolution du condensat de quarks, gouvernée au plus bas ordre dans la densité par le commutateur sigma du nucléon, on arrive au "dropping mass scenario" pour les mésons vecteurs rho et oméga :

$$\frac{m_V^*(\rho)}{m_V} = 1 - 0.12 \frac{\rho}{\rho_0} \quad (225)$$

Cette idée a alors été "testée" avec les règles de somme de QCD discutées ci-dessous.

4 - Les règles de somme de QCD

a . Les règles de somme de QCD dans le vide

L'idée de départ [111] consiste à relier la fonction de corrélation courant-courant relative à un hadron (rho, oméga, phi...) calculée dans un modèle ou déduite de données expérimentales, aux condensats de

quarks et de gluons grâce à la technique du “développement en produits d’opérateurs” (OPE) [112]. En d’autres termes, il s’agit d’établir un lien entre les propriétés des hadrons et les caractéristiques non perturbatives du vide de QCD. On choisit donc un courant portant les nombres quantiques du hadron considéré; en ce qui concerne les mésons vecteurs, on prendra les courants données par (203). La partie scalaire du corrélateur est exprimée à l’aide d’une relation de dispersion (éventuellement soustraite) du type :

$$\Pi(q^2) = \frac{i}{3} \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0 | \mathcal{T} (J^\mu(x), J_\mu(0)) | 0 \rangle = \Pi(0) + q^2 \int_0^\infty \frac{ds}{s} \frac{\left(-\frac{1}{\pi}\right) \text{Im} \Pi(s)}{q^2 - s + i\eta} \quad (226)$$

La masse du photon étant nulle dans le vide, on doit avoir $\Pi(0) = 0$. Ce corrélateur est ainsi connu à n’importe quelle valeur de q^2 si l’on connaît, par exemple expérimentalement, la densité spectrale $\rho(s) = -(1/\pi s) \text{Im} \Pi(s)$. On se place dans la région d’espace asymptotique pour laquelle $Q^2 = -q^2 \rightarrow +\infty$. Dans cette région, le corrélateur est sensible, du fait des propriétés de la transformée de Fourier, aux configurations de petites tailles pour lesquelles QCD perturbatif est applicable. L’OPE consiste essentiellement en un développement limité autour de $x = 0$ de $\langle \mathcal{T}(J(x), J(0)) \rangle$; dans l’espace des impulsions, on obtient un terme dominant en $\ln Q^2$ suivi d’un développement en $1/Q^2$ dont les coefficients sont reliés aux condensats de quarks et de gluons, c’est-à-dire à des éléments de matrice d’opérateurs de quarks et de gluons sur le vide non perturbatif de QCD :

$$\begin{aligned} \frac{\Pi(q^2 = -Q^2)}{Q^2} &= \int_0^\infty \frac{ds}{s} \frac{\left(-\frac{1}{\pi}\right) \text{Im} \Pi(s)}{s + Q^2} \\ &= \frac{d_V}{12\pi^2} \left[-c_0 \ln \left(\frac{Q^2}{\mu^2} \right) + \frac{c_1}{Q^2} + \frac{c_2}{Q^4} + \frac{c_3}{Q^6} + \dots \right] \end{aligned} \quad (227)$$

μ est une échelle arbitraire usuellement choisie autour de 1 GeV . Dans le canal isovectoriel (canal du rho, $d_\rho = 3/2$), on trouve :

$$\begin{aligned} c_0^\rho &= 1 + \frac{\alpha_S(Q^2)}{\pi}, & c_1^\rho &= -3(m_u^2 + m_d^2), \\ c_2^\rho &= \frac{\pi^2}{3} \langle G \cdot G \rangle + 4\pi^2(m_u \langle \bar{u}u \rangle + m_d \langle \bar{d}d \rangle) \\ c_3^\rho &\sim \text{“Condensats à quatre quarks”} \sim \langle (\bar{q}q)^2 \rangle \end{aligned} \quad (228)$$

où $\alpha_S(Q^2) = 4\pi/[9 \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)]$ est la constante de couplage mobile de QCD. Nous n’avons pas donné la forme explicite de c_3 [92]; tout ce que l’on dira est que la valeur de ces condensats à quatre quarks n’est pas très bien connue et que l’on fait souvent une approximation de factorisation $\langle (\bar{q}q)^2 \rangle \sim \langle \bar{q}q \rangle^2$ qui constitue une des incertitudes majeures de l’analyse. Pour le oméga ($d_\omega = 1/6$) la seule modification concerne le coefficient c_3 .

Sous cette forme, les règles de somme ne sont cependant pas directement utilisables pour ce qui concerne la partie de basse masse du spectre; en effet lorsque Q^2 est grand de nombreuses résonances contribuent à l’intégrale dispersive. On utilise alors une procédure qui permet à la fois d’augmenter le poids des résonances les plus basses ($s \leq 1 \text{ GeV}$: rho, oméga, phi) tout en limitant le nombre de condensats dans l’OPE. Une possibilité est d’effectuer ce qu’on appelle une transformation de Borel [111] sur les deux membres de l’équation (227) :

$$B[f(Q^2)] = \frac{1}{(n-1)!} (Q^2)^n \left(-\frac{d}{dQ^2} \right)^n f(Q^2), \quad Q^2, n \rightarrow \infty, \quad \frac{Q^2}{n} = M_B^2 \text{ finie} \quad (229)$$

On obtient ainsi une nouvelle équation qui dépend d’un paramètre arbitraire M_B , la “masse de Borel” :

$$\frac{1}{M_B^2} \int \frac{ds}{s} e^{-s/M_B^2} \left(-\frac{1}{\pi} \right) \text{Im} \Pi(s) = \frac{d_V}{12\pi^2} \left[c_0 + \frac{c_1}{M_B^2} + \frac{c_2}{M_B^4} + \frac{c_3}{2M_B^6} + \dots \right] \quad (230)$$

Le choix de M_B résultera d'un compromis entre la convergence de l'intégrale du membre de gauche (MG) et de l'OPE du membre de droite (MD). M_B devra être choisie pas trop grande pour que l'exponentielle de (MG) supprime la contributions des grandes valeurs de s et pas trop petite pour que l'OPE converge. Le test de cohérence de la méthode provient de l'obtention d'une plage en M_B suffisamment large dans laquelle (MG)=(MD); en pratique cette plage est typiquement $0.8 \text{ GeV} - 1.5 \text{ GeV}$ (voir fig. 25). Avec cette méthode, on peut extraire la valeur des condensats dans le vide, à partir des données expérimentales et/ou d'un modèle hadronique. Il a par ailleurs été montré que cette analyse n'est pas très sensible à la largeur des résonances. Des analyses ont en effet été effectuées à l'aide d'un ansatz très simple [111] pour les fonctions spectrales :

$$R(s) = -\frac{12\pi}{s} \text{Im} \Pi(s) = \mathcal{F}_V \delta(s - m_V^2) + d_V \left(1 + \frac{\alpha_S}{\pi}\right) \Theta(s - s_V) \quad (231)$$

La fonction spectrale simplifiée est constituée d'un pic à la masse du méson vecteur complétée au delà d'une certaine échelle caractéristique s_V par la prédiction de QCD perturbatif ($d_\rho = 3/2$, $d_\omega = 1/6$, $d_\phi = 1/3$). On fait alors le travail inverse : connaissant les condensats, on détermine les paramètres optimaux (s_V, m_V, \mathcal{F}_V). On trouve ainsi $s_{\rho,\omega} = 1.5 \text{ GeV}^2$, $s_\phi = 2.2 \text{ GeV}^2$, ce qui conduit pratiquement aux valeurs expérimentales $m_{\rho,\omega} = 0.77 \text{ GeV}$, $m_\phi = 1.02 \text{ GeV}$. Le fait que le rho et le oméga émergent pratiquement dégénérés constitue un des succès traditionnels de cette approche. Sur la première colonne de la figure 25 les densités spectrales (issues d'un modèle VDM) dans les canaux du rho, oméga et phi sont montrées. Sur la colonne centrale sont comparés les membres de gauche et de droite de (230) en utilisant d'une part la densité spectrale complète et celle issue de l'ansatz simplifié, ce qui en confirme la validité [92].

b . Les règles de somme de QCD à densité finie

A densité finie, le corrélateur courant-courant est

$$\Pi^{\mu\nu}(q) = -i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle A(\rho) | \mathcal{T}(J^\mu(x), J^\nu(0)) | A(\rho) \rangle \quad (232)$$

où $|A(\rho)\rangle$ représente l'état de la matière de densité ρ . Du fait de la perte de l'invariance de Lorentz, ce tenseur ne dépend plus d'une seule fonction scalaire $\Pi(q^2)$, mais de deux fonctions $\Pi_{L,T}(\omega, \mathbf{q})$ (dépendant séparément de ω et \mathbf{q}) qui sont longitudinale ou transverse par rapport à la direction \mathbf{q} . Il est toutefois évident que ces deux fonctions se confondent à $\mathbf{q} = 0$. Dans ce cas, l'approche des règles de somme de QCD peut se généraliser simplement à densité finie. Après transformation de Borel, on aboutit à :

$$\frac{1}{M_B^2} \left[\Pi(0) + \int \frac{d\omega^2}{\omega^2} e^{-\omega^2/M_B^2} \left(-\frac{1}{\pi}\right) \text{Im} \Pi(\omega, 0) \right] = \frac{d_V}{12\pi^2} \left[c_0 + \frac{c_1(\rho)}{M_B^2} + \frac{c_2(\rho)}{M_B^4} + \frac{c_3(\rho)}{2M_B^6} + \dots \right] \quad (233)$$

$\Pi(0)$ vaut $1/4M_N$ pour le rho et le oméga (amplitude Thomson) et est nul pour le phi. En simplifiant quelque peu, les principales modifications des coefficients de l'OPE [113, 114, 115], relatifs au rho et au oméga, proviennent du condensat de gluons et du condensat à quatre quarks, cette dernière quantité constituant l'incertitude majeure. En ce qui concerne le phi, le condensat de quarks étranges joue un rôle dominant. Les premières analyses ont été effectués en utilisant l'ansatz (231) mais avec, cette fois-ci, des paramètres (s_V, \mathcal{F}_V, m_V) dépendant de la densité. Ainsi, suivant la référence [113], on obtient :

$$\frac{m_\rho^*}{m_\rho} = \frac{m_\omega^*}{m_\omega} = 1 - 0.18 \frac{\rho}{\rho_0}, \quad \frac{m_\phi^*}{m_\phi} = 1 - 0.15 y \frac{\rho}{\rho_0} \quad (234)$$

Avec un contenu étrange du nucléon $y = 0.17$, on trouve que la masse du phi est très peu modifiée. Par contre, bien que le nombre 0.18 soit entaché d'une incertitude de l'ordre de 30%, les masses du rho et du oméga décroissent de façon importante favorisant ainsi le "dropping mass scenario" et la loi d'échelle BR du paragraphe précédent. Cependant, des approches basées sur des modèles hadroniques réalistes montrent que le spectre de masse du rho est profondément modifié et élargi sans que la masse du rho

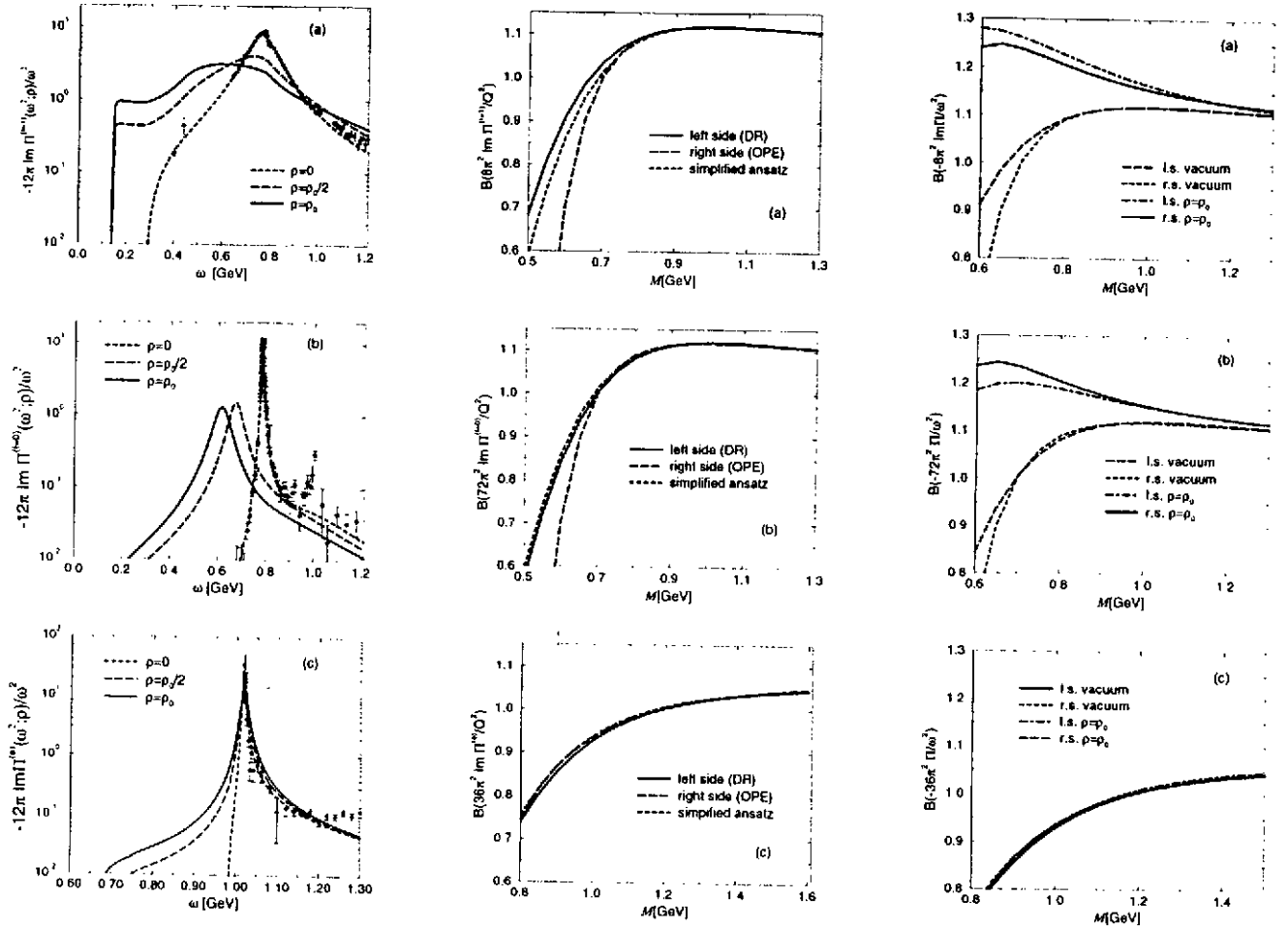


Figure 25: Les figures de la première colonne représentent, de haut en bas, les distributions de masse (densités spectrales) calculées dans un modèle VDM, dans le canal du rho, du oméga et du phi, dans le vide et à densité finie. Dans la deuxième colonne, le membre de droite (OPE) des règles de somme de QCD dans le vide est représenté en tirets; les membres de gauche calculés exactement et avec l'ansatz de pôle sont respectivement en traits pleins et en pointillés. Sur la troisième colonne la même comparaison est effectuée à densité finie ($\rho = \rho_0$) avec le calcul complet VDM. Calculs tirés de [92].

(maximum du spectre) soit notablement modifiée [87, 89, 92] (voir première colonne de la figure 25). Un point important est que cette approche engendrant un rho considérablement élargi est également compatible avec les règles de somme de QCD (voir troisième colonne de la figure 25) [92]. En ce qui concerne le oméga, la prédiction relative à l'évolution de sa masse (234) provenant de la fonction spectrale étroite, n'est pas contredite, bien qu'il soit élargi dans la matière, conclusion également valable pour le phi. On peut donc conclure de cette étude que, les prédictions relatives à la masse dans le milieu, basées sur un ansatz de fonction spectrale étroite dans l'analyse en règles de somme de QCD, sont valables tant que la particule garde un statut de quasi-particule. En particulier, le scénario BR ou "dropping mass" est préservé pour le oméga même si celui-ci est élargi dans le milieu. Par contre ce simple ansatz peut conduire à une interprétation erronée de la notion de masse dans le milieu dans le cas du méson rho dont le spectre est modifié et élargi davantage. Nous verrons dans la dernière section que cet élargissement du rho provient pour une grande part de son couplage aux configurations $\pi N \Delta$, lui même relié au mélange entre le rho et le courant axial nucléonique.

c . Le méson oméga dans la matière nucléaire

La modification des propriétés du méson oméga à densité finie a suscité de nombreux travaux [116, 117, 118]. Le fait que le oméga ait une masse notablement plus faible aux densités ordinaires, tout en gardant un statut de quasi-particule, ouvre la possibilité d'états (quasi) liés oméga-noyau [119, 120, 121]. Ainsi, en se basant sur une interaction oméga-nucléon contrainte par la phénoménologie, des calculs spécifiques ont montré l'existence de tels états pouvant être produits dans des réactions $d + A \rightarrow {}^3\text{He} + \omega(A-1)$ ou $\pi^- A \rightarrow \omega(A-1)n$ proposées à GSI. Même dans un système tel que ${}^6_\omega\text{He}$, deux états liés ($l=0$ et $l=1$) ont été prédits, le plus profond ($l=0$) ayant une énergie de liaison $E = -49 \text{ MeV}$ et une largeur de 32 MeV [121]. De tels états modifient nettement les spectres des réactions précédentes avec ${}^7\text{Li}$ comme noyau cible, si bien qu'un tel effet pourrait être mis en évidence expérimentalement.

5 - Mélange axial-vecteur

a . Mélange des corrélateurs

Considérons, dans le secteur des quarks légers, le courant vectoriel et le courant axial isovectoriels :

$$\mathcal{V}_k^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \frac{\tau_k}{2} \psi, \quad \mathcal{A}_k^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5 \frac{\tau_k}{2} \psi, \quad (235)$$

Les propriétés de ces courants dans un milieu sont contenues dans les corrélateurs vectoriel ou axial. Au courant vectoriel (qui correspond pour $k=3$ à la partie isovectorielle du courant électromagnétique J_ρ^μ) et au courant axial on associe les corrélateurs :

$$\Pi_V^{\mu\nu}(q) = -i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle\langle \mathcal{T}(\mathcal{V}_k^\mu(x), \mathcal{V}_k^\nu(0)) \rangle\rangle \quad (236)$$

$$\Pi_A^{\mu\nu}(q) = -i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle\langle \mathcal{T}(\mathcal{A}_k^\mu(x), \mathcal{A}_k^\nu(0)) \rangle\rangle \quad (237)$$

Dans le vide, les parties imaginaires sont complètement déterminées par la donnée des densités spectrales sans dimension :

$$-\frac{1}{\pi} \text{Im} \Pi_V^{\mu\nu}(q; T=0) = -(q^2 g^{\mu\nu} - q^\mu q^\nu) \rho_V(q^2) \quad (238)$$

$$-\frac{1}{\pi} \text{Im} \Pi_A^{\mu\nu}(q; T=0) = q^\mu q^\nu f_\pi^2 \delta(q^2 - m_\pi^2) - (q^2 g^{\mu\nu} - q^\mu q^\nu) \rho_A(q^2) \quad (239)$$

D'après ce que l'on a vu dans le paragraphe VI-2.c, la densité vectorielle, reliée à la fonction de corrélation scalaire dans le canal du rho $\rho_V(q^2) = -\text{Im} \Pi_\rho(q^2)/\pi q^2$, peut être obtenue à partir du rapport $R(s=q^2)$,

c'est-à dire à partir de la section efficace d'annihilation e^-e^+ en se limitant dans l'état hadronique final aux états à deux pions et plus généralement aux états avec un nombre pair de pions sans autres particules :

$$\rho_V(q^2 = s) = \frac{s}{16\pi^3\alpha^2} \sigma(e^+e^- \rightarrow 2n\pi) \quad (240)$$

Comme on l'a déjà dit, dans la région d'énergie qui nous intéresse $s \leq 1 \text{ GeV}$, cette fonction spectrale est très fortement dominée par le méson rho par le processus $e^+e^- \rightarrow \rho \rightarrow 2\pi$. En ce qui concerne le corrélateur axial, nous avons séparé explicitement la contribution du pion. La densité spectrale axiale restante est obtenue à partir de la désintégration du lepton tau en un nombre impair de pions [85] :

$$\rho_A(q^2 = s) = \frac{8\pi m_\tau^3}{G_F^2 \cos^2\theta_c (m_\tau^2 + 2s)(m_\tau^2 - s)} \sum_{n=1} \frac{d\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau (2n+1)\pi)}{ds} \quad (241)$$

où s correspond ici au carré de la masse invariante des $2n+1$ pions, G_F est la constante de Fermi et θ_c l'angle de Cabibbo. Cette densité spectrale axiale est fortement dominée par le méson a_1 suivant le processus $\tau \rightarrow \nu_\tau a_1 \rightarrow 3\pi$.

A basse température, les corrélateurs peuvent être calculés par un développement du viriel (195) en se limitant à la contribution des pions. Dans la limite chirale, la symétrie chirale seule permet d'évaluer, grâce à l'algèbre des courants, la déviation de ces corrélateurs par rapport à leurs valeurs dans le vide [21]. Le résultat a une forme très simple :

$$\Pi_V^{\mu\nu}(q; T) = (1 - \epsilon) \Pi_V^{\mu\nu}(q; T=0) + \epsilon \Pi_A^{\mu\nu}(q; T=0) \quad (242)$$

$$\Pi_A^{\mu\nu}(q; T) = (1 - \epsilon) \Pi_A^{\mu\nu}(q; T=0) + \epsilon \Pi_V^{\mu\nu}(q; T=0) \quad (243)$$

avec $\epsilon = T^2/6f_\pi^2$. Ainsi, au plus bas ordre dans la température, les corrélateurs vectoriel et axial s'expriment de façon indépendante de modèle en fonction de leurs homologues à température nulle. On obtient un mélange des corrélateurs, induit par la présence des pions thermiques comme cela a déjà été expliqué précédemment, qui dépend de la densité scalaire de pions *via* le paramètre de mélange ϵ :

$$\epsilon = \frac{T^2}{6f_\pi^2} = \frac{2}{f_\pi^2} \int \frac{dk}{(2\pi)^3} \frac{n(\omega_k)}{\omega_k} = \frac{2}{3} \frac{\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle}{f_\pi^2} \quad (244)$$

Ce résultat important permet de tirer les conclusions suivantes :

- Les corrélateurs conservent une forme covariante à cet ordre en température. Les distributions spectrales associées ne sont pas intrinsèquement modifiées mais seulement mélangées. Par suite, à l'ordre T^2 , les masses des mésons ρ et a_1 ne sont pas modifiées.
- La contamination du secteur vectoriel (axial) par le secteur axial (vectoriel) s'accompagne d'une réduction de ce dit secteur. Cela induit en particulier une diminution de la constante de désintégration du pion telle que :

$$\frac{f_\pi^*(T)}{f_\pi} = \sqrt{1 - \epsilon} \simeq 1 - \frac{T^2}{12f_\pi^2} = 1 - \frac{1}{3} \frac{\langle\langle \Phi^2 \rangle\rangle}{f_\pi^2} \quad (245)$$

résultat déjà établi directement au paragraphe IV-3.c. On voit clairement que cet effet de correction à une boucle est intimement lié au mélange axial-vecteur.

- Bien entendu, les expressions (242, 243) ne sont valables que pour ϵ suffisamment petit devant un. Cependant, si on extrapole ce résultat, on s'aperçoit que le mélange complet $\Pi_V = \Pi_A$ est atteint lorsque $\epsilon = 1/2$, soit une température $T_m = \sqrt{3}f_\pi \simeq 160 \text{ MeV}$. Il est intéressant de noter que cette température où il n'y a plus de différence entre corrélateurs axial et vectoriel (restauration de la symétrie chirale), est très voisine de la température critique obtenue sur les réseaux. $T_c = 150 \pm 20 \text{ MeV}$

Le résultat précédent a été généralisé au delà de la limite chirale en utilisant un formalisme dit de réduction chirale combiné au développement du viriel [86]. Dans cette approche, le taux de production de dileptons s'écrit :

$$\frac{dR}{d^4x d^4q} = -\frac{\alpha^2}{\pi^3 q^2} \frac{1}{e^{\beta q_0} + 1} \left[\text{Im} \Pi(q^2) - \frac{2}{f_\pi^2} \int \frac{dk}{(2\pi)^3} \frac{n(\omega_k)}{\omega_k} \text{Im} \Pi_V(q^2) \right. \\ \left. + \frac{1}{f_\pi^2} \int \frac{dk}{(2\pi)^3} \frac{n(\omega_k)}{\omega_k} \left(\text{Im} \Pi_A((q+k)^2) + \text{Im} \Pi_A((q-k)^2) \right) + \dots \right] \quad (246)$$

où Π est la fonction de corrélation scalaire dans le vide relatif au courant électromagnétique total (ρ , ω , ϕ). Le deuxième terme de la première ligne est exactement celui diminuant la contribution vectorielle dans (242). Cet effet de renormalisation de vertex indépendant de l'impulsion est gouverné par la densité scalaire de pion. Il accompagne inévitablement l'effet de mélange au secteur axial de la deuxième ligne; celui-ci décrit l'émission et l'absorption d'un pion en deux points différents induisant ainsi une transition entre le courant vectoriel et le courant axial de parité opposée. Si on se place à la limite chirale à basse température, les pions deviennent mous ($k \rightarrow 0$) et on peut négliger k devant q dans l'expression du corrélateur axial. Dans ces conditions, on retrouve l'expression du mélange donnée par (242). Le mélange au secteur axial se manifeste tout d'abord par la présence du terme $\text{Im} \Pi_A((q+k)^2)$ qui est dominé par le processus $a_1 \rightarrow \pi \bar{l}$. A la différence du résultat à la limite chirale, la densité spectrale est intégrée sur toutes les impulsions dans la moyenne thermique. Cela a pour conséquence d'augmenter le taux de dileptons à basse masse; cet effet, qui pourrait contribuer à expliquer l'augmentation du taux de dileptons, est cependant très modéré une fois que les coupures expérimentales en acceptance de CERES sont prises en compte [122].

b . Règles de somme de Weinberg

Les règles de somme de Weinberg [123] traduisent le fait que la brisure spontanée de la symétrie chirale est un phénomène de longue portée et de basse énergie. On montre ainsi que, sous certaines conditions à la limite chirale, les densités spectrales vectorielles et axiales dans le vide (238, 239) doivent satisfaire à :

$$\int_0^\infty ds \left(\rho_V(s) - \rho_A(s) \right) = f_\pi^2, \quad \int_0^\infty ds s \left(\rho_V(s) - \rho_A(s) \right) = 0 \quad (247)$$

La première règle rend compte du degré de brisure spontanée de la symétrie chirale tandis que la seconde provient de la conservation des courants; rappelons que, à la limite chirale, le courant axial est, tout comme le courant vectoriel, exactement conservé. Comme cela est usuel dans le problème à N corps, les règles de somme imposent des contraintes importantes aux modèles prédisant les densités spectrales et par suite aux effets de milieu possibles. Nous allons illustrer l'intérêt de ces règles en partant d'un ansatz de pôle infiniment étroit pour les fonctions spectrales dans le vide :

$$\rho_V(s) = \frac{m_\rho^4}{g_\rho^2} \frac{1}{s} \delta(s - m_\rho^2), \quad \rho_A(s) = \frac{m_A^4}{g_A^2} \frac{1}{s} \delta(s - m_A^2) \quad (248)$$

On peut noter que l'on a omis la partie relative au continuum de haute énergie; la raison est que celui-ci, donné par QCD perturbatif, est insensible à la brisure spontanée de la symétrie chirale et est donc le même dans les secteurs vectoriel et axial. L'utilisation des deux règles de somme conduit immédiatement à :

$$\frac{m_\rho^4}{g_\rho^2} = \frac{m_A^4}{g_A^2}, \quad m_\rho^2 = a g_\rho^2 f_\pi^2 \quad \text{avec} \quad a = \left(1 - \frac{m_\rho^2}{m_A^2} \right)^{-1} \quad (249)$$

Pour $m_\rho^2/m_A^2 = 1/2$, ce qui n'est pas très éloigné de la réalité, on retrouve la relation KSFR.

Dans un milieu chaud et/ou dense la perte de l'invariance par translation entraîne l'existence de deux fonctions spectrales longitudinale et transverse dépendant séparément de l'énergie ω et de l'impulsion q .

Par ailleurs, on ne peut plus en général séparer simplement dans le corrélateur axial la contribution du pion car celui se couple aux excitations du milieu et s'élargit. Il est cependant possible de généraliser les règles de somme à température finie, en se plaçant à impulsion \mathbf{q} fixée [124]. En particulier, à $\mathbf{q} = 0$, où les densités spectrales longitudinales et transverses se confondent, ces règles de somme sont :

$$\int_0^\infty d\omega^2 \left[\left(-\frac{Im \Pi_V(\omega, \mathbf{q} = 0)}{\pi \omega^2} \right) - \left(-\frac{Im \Pi_A(\omega, \mathbf{q} = 0)}{\pi \omega^2} \right) \right] = 0 \quad (250)$$

$$\int_0^\infty d\omega^2 \omega^2 \left[\left(-\frac{Im \Pi_V(\omega, \mathbf{q} = 0)}{\pi \omega^2} \right) - \left(-\frac{Im \Pi_A(\omega, \mathbf{q} = 0)}{\pi \omega^2} \right) \right] = 0 \quad (251)$$

On prendra, de nouveau à titre d'illustration, des ansatz très simples :

$$-\frac{Im \Pi_V(\omega, \mathbf{q} = 0)}{\pi \omega^2} = \frac{m_\rho^4}{g_\rho^2} \frac{Z_\rho(T)}{\omega^2} \delta(\omega^2 - m_\rho^{*2}(T)) \quad (252)$$

$$-\frac{Im \Pi_A(\omega, \mathbf{q} = 0)}{\pi \omega^2} = \frac{m_\rho^4}{g_\rho^2} \frac{Z_A(T)}{\omega^2} \delta(\omega^2 - m_A^{*2}(T)) + f_\pi^{*2}(T) \delta(\omega^2) \quad (253)$$

L'utilisation des règles de somme conduit d'une part à l'égalité des résidus du rho et du a_1 , soit $Z_\rho(T) = Z_A(T)$, et d'autre part à la relation :

$$\frac{f_\pi^{*2}(T)}{f_\pi^2} = a Z_\rho(T) \left(\frac{m_\rho^2}{m_\rho^{*2}(T)} - \frac{m_\rho^2}{m_A^{*2}(T)} \right) \quad (254)$$

Les masses m_ρ^* et m_A^* ne correspondent pas nécessairement à une masse effective des mésons rho et a_1 dans le milieu (voir la discussion relative aux résultats (242, 243) mais doivent plutôt être interprétées comme les centroïdes des densités spectrales vectorielle et axiale. Toutefois, au fur et à mesure que la symétrie chirale se restaure, ces densités se rapprochent l'une de l'autre jusqu'à devenir identiques à la restauration complète. A la température critique de restauration T_c , on doit donc avoir $m_\rho^*(T_c) = m_A^*(T_c)$, ce qui implique que la constante de désintégration du pion, paramètre d'ordre associé à cette symétrie s'annule, soit $f_\pi^*(T_c) = 0$. On voit ainsi sur cet exemple très simple que ces règles de somme constituent un test de cohérence de l'approche utilisée. Par contre, elles ne permettent pas de savoir si m_ρ^* et m_A^* s'annulent ou se rejoignent à une valeur finie. Pour cela un modèle dynamique est nécessaire.

6 - Comparaison avec les données expérimentales de production de dileptons

Dans cette section nous allons présenter quelques modèles ou approches permettant le calcul du corrélateur courant-courant et la fonction spectrale du méson rho dans un environnement dense et/ou chaud. Nous discuterons ensuite l'inclusion des effets de milieu dans les codes de transport décrivant la collision.

a . Couplage du rho au système $\pi N \Delta$

Des effets de milieu induits par la densité affectant la distribution de masse du rho avaient été prédits dans le cadre d'une théorie VDM [87]. Cette approche est similaire dans l'esprit et en ce qui concerne le contenu physique à celle, développée ultérieurement [92], présentée dans les paragraphes VI-3.b,c et discutée sous l'angle des règles de somme de QCD dans la section VI-4. Elle est cependant différente dans la forme dans le sens où, suivant l'idée originale, elle incorpore une identité champ-courant stricte.

Nous allons commencer par introduire le couplage du système $\pi N \Delta$ au champ électromagnétique en "jaugeant" le lagrangien (105). Cela revient à effectuer les remplacements :

$$\begin{aligned} \partial^\mu \xi &\rightarrow \tilde{D}^\mu \xi = \partial^\mu \xi + i[B^\mu, \xi], & \partial^\mu \xi^\dagger &\rightarrow \tilde{D}^\mu \xi^\dagger = \partial^\mu \xi^\dagger + i[B^\mu, \xi^\dagger] \\ \Rightarrow \partial^\mu U &\rightarrow \tilde{D}^\mu U = \partial^\mu U + i[B^\mu, U], & \partial^\mu U^\dagger &\rightarrow \tilde{D}^\mu U^\dagger = \partial^\mu U^\dagger + i[B^\mu, U^\dagger] \\ \Rightarrow \nu_c^\mu &\rightarrow \tilde{\nu}_c^\mu = \frac{i}{2}(\xi \tilde{D}^\mu \xi^\dagger + \xi^\dagger \tilde{D}^\mu \xi), & \mathcal{A}_c^\mu &\rightarrow \tilde{\mathcal{A}}_c^\mu = \frac{i}{2}(\xi \tilde{D}^\mu \xi^\dagger - \xi^\dagger \tilde{D}^\mu \xi) \end{aligned} \quad (255)$$

avec $B_\mu = e(\tau_3/2)A_\mu$. On en déduit le lagrangien de couplage au champ électromagnétique A_μ :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_\gamma &= -e A_\mu \mathcal{V}_3^\mu - \frac{e^2 A^\mu A_\mu f_\pi^2}{4} \text{tr} \left(\left[\frac{\tau_3}{2}, U \right] \left[\frac{\tau_3}{2}, U^\dagger \right] \right) \\ \mathcal{V}_3^\mu &= -\frac{i f_\pi^2}{2} \text{tr} \left(\frac{\tau_3}{2} [U, \partial^\mu U^\dagger] \right) + \frac{1}{2} \bar{N} \gamma^\mu \left(\xi \frac{\tau_3}{2} \xi^\dagger + \xi^\dagger \frac{\tau_3}{2} \xi \right) N \\ &\quad + \frac{g_A}{2} \bar{N} \gamma^\mu \gamma_5 \left(\xi \frac{\tau_3}{2} \xi^\dagger - \xi^\dagger \frac{\tau_3}{2} \xi \right) N\end{aligned}\quad (256)$$

Dans sa version la plus simple, le modèle de la dominance vectorielle postule que le couplage isovectoriel du photon aux hadrons se fait entièrement par l'intermédiaire du rho neutre. Le couplage des hadrons au méson ρ se construit en remplaçant dans le lagrangien le champ électromagnétique $B_\mu = e(\tau_3/2)A_\mu$ par le champ du rho $V^\mu = g(\tau_k/2)\rho_k^\mu$ où g est la constante de couplage VDM. Le lagrangien de couplage du rho aux hadrons utilisé en pratique dans la référence [87] est obtenu en se limitant au plus bas ordre dans le champ du pion :

$$\mathcal{L}_{\rho h} = -g \bar{\rho}^\mu (\vec{\Phi} \times \partial_\mu \vec{\Phi}) - g \bar{N} \gamma_\mu \bar{\rho}^\mu \cdot \frac{\vec{\tau}}{2} N - g \frac{g_{\pi NN}}{M_N} \bar{N} \gamma_\mu \gamma_5 (\bar{\rho}^\mu \times \vec{\Phi}) \cdot \frac{\vec{\tau}}{2} N + \frac{g^2}{2} (\bar{\rho}^\mu \times \vec{\Phi}) \cdot (\bar{\rho}_\mu \times \vec{\Phi})\quad (257)$$

On notera l'apparition d'un terme de Kroll-Ruderman (troisième terme) qui va jouer un rôle important. Du fait de l'identité champ-courant, le corrélateur courant-courant devient directement proportionnel au propagateur du méson rho. Si l'on travaille avec les corrélateurs et propagateurs retardés qui sont les quantités apparaissant naturellement dans le traitement théorique à température finie, on aura :

$$\begin{aligned}\Pi_R^{\mu\nu}(q) &= \frac{m_\rho^4}{g^2} D_\rho^{\mu\nu}(q) \\ D_\rho^{\mu\nu}(q) &= -i \int d^4x e^{iq \cdot x} \Theta(x_0) \langle\langle [\rho^\mu(x), \rho^\nu(0)] \rangle\rangle\end{aligned}\quad (258)$$

Par suite, le taux de production de dileptons sera :

$$\frac{dR}{d^4x d^4q} = \frac{\alpha^2}{\pi^3 q^2} \frac{m_\rho^4}{g^2} \frac{1}{e^{\beta q_0} - 1} \text{Im} \left(\frac{1}{3} g_{\mu\nu} D_\rho^{\mu\nu}(q) \right)\quad (259)$$

Dans le vide, le corrélateur courant-courant et par suite le propagateur du rho ne dépendent que d'une fonction scalaire :

$$D^{\mu\nu}(q) = - \left(g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) D_\rho(q^2) + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2 m_\rho^2}\quad (260)$$

$$\text{Im} \left(\frac{1}{3} g_{\mu\nu} D_\rho^{\mu\nu}(q) \right) = -\text{Im} D_\rho(q^2), \quad D_\rho(q^2) = \frac{1}{q^2 - m_\rho^2 - \Sigma_\rho(q^2)}\quad (261)$$

La partie imaginaire de la self-énergie $\Sigma_\rho(q^2)$ du méson rho provient de la boucle à deux pions représentée sur la figure 24a. Dans l'approche de la référence [87], la partie réelle est calculée avec une soustraction à $q = 0$, ce qui permet d'assurer l'invariance de jauge et $F_\pi(0) = 1$ (le facteur de forme électromagnétique du pion est $F_\pi(q^2) = -m_\rho^2 D_\rho(q^2)$) :

$$\Sigma_\rho(q^2) = \frac{4g^2}{3} \int \frac{d^3t}{(2\pi)^3} U^2(t) \frac{q^2}{4\omega_t^2} \frac{t^2}{\omega_t} \frac{1}{q^2 - 4\omega_t^2 + i\eta}\quad (262)$$

La constante de couplage $g = 5$ et le paramètre dont dépend le facteur de forme $U(t)$ ont été ajustés pour reproduire le facteur de forme électromagnétique du pion.

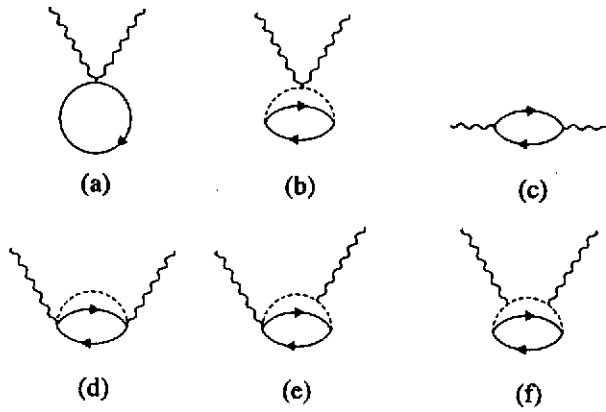


Figure 26: Contributions à la self-énergie du rho dans la matière nucléaire au plus bas ordre dans les boucles de nucléons. Les lignes de particules peuvent représenter soit des nucléons soit des deltas.

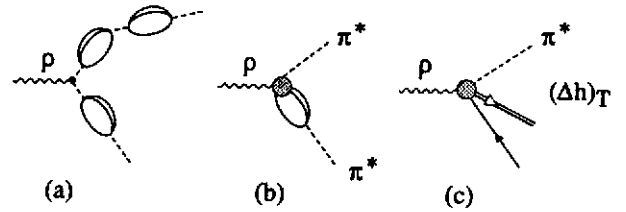


Figure 27: Corrections de milieu à la propagation du méson rho induites par son couplage à deux quasi-pions dans le milieu (a), avec la correction de vertex (b) et par son couplage à un quasi-pion et un état delta-trou transverse (c).

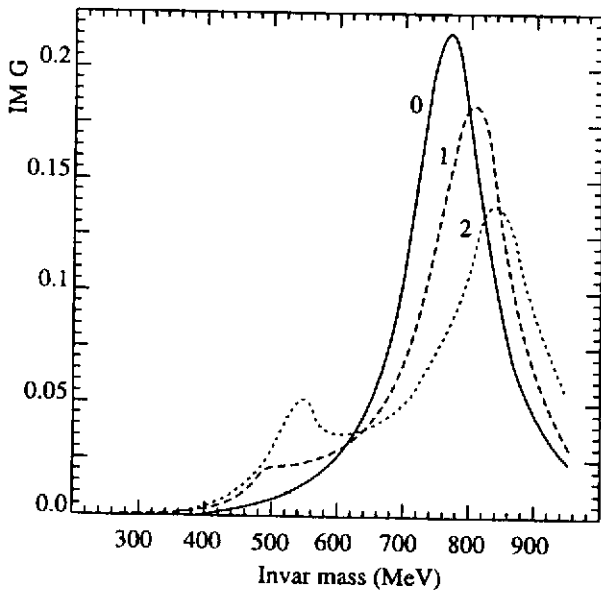


Figure 28: Spectre de masse (partie imaginaire du propagateur) du méson rho pour différentes valeurs de ρ/ρ_0 [87].

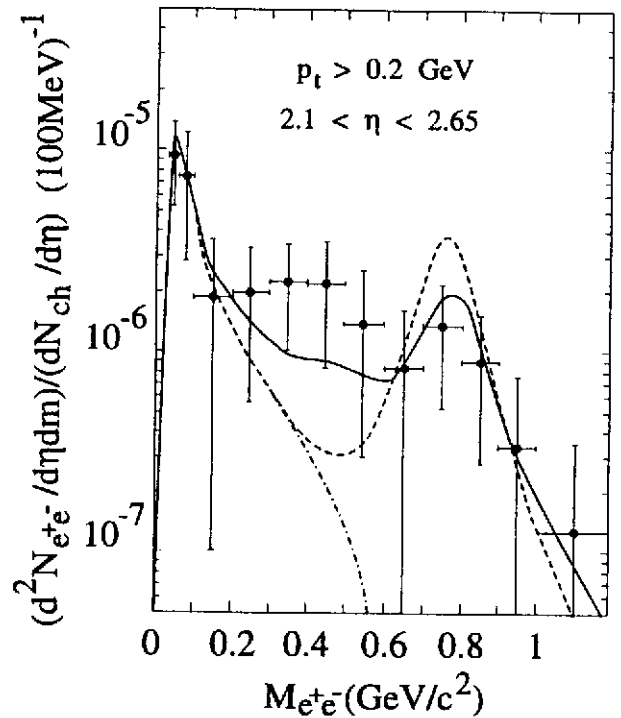


Figure 29: Taux de diélectrons provenant des désintégrations Dalitz libres (courbe en tirets-points), Dalitz libres + oméga libre + rho libre (courbe en tirets) et Dalitz libres + oméga libre + rho modifié par le milieu (courbe pleine). Les explications sont donnés dans le paragraphe VI-6.a. Les données expérimentales (collision centrale S + Au à 200 GeV/u) sont celles de la collaboration CERES [76].

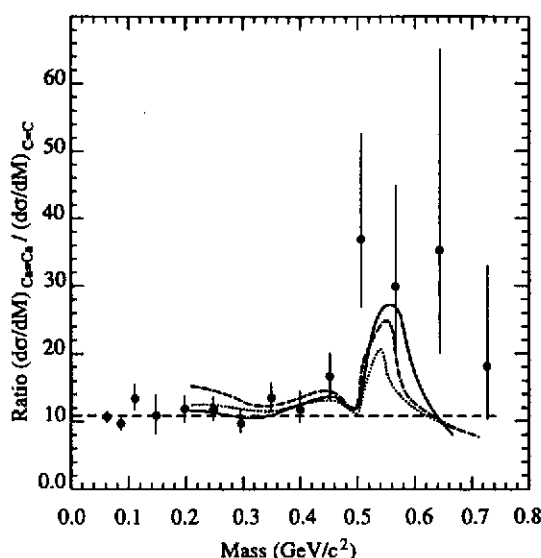


Figure 30: Rapport des distributions de masse du méson rho (multiplié par le produit $A_{\text{projectile}} \cdot A_{\text{cible}}$) relatif à $Ca + Ca/C + C$ pour différents couples de ρ/ρ_0 [126]. Pointillés : 1.8/1.2. Tirets : 2/1. Trait plein : 2.4/1.2. Les données de la collaboration DLS à 1 GeV/u [127] sont également montrées.

Le premier effet de milieu venant à l'esprit est le remplacement des pions libres par les quasi-pions dans le milieu qui sont des états collectifs construits à partir du pion et des états particule-trous et delta-trous. Pour les mêmes raisons que celles décrites au paragraphe V-2.e, le couplage du rho à ces quasi-pions (fig. 27 a) devrait engendrer dans le spectre de masse du rho une structure vers le seuil à deux pions $M^2 = q^2 = 4m_\pi^2$. Cependant, la self-énergie du rho reçoit d'autres contributions imposées notamment par l'invariance de jauge qui requiert de coupler le rho non seulement au pion mais à tous les hadrons (nucléons, deltas,...) présents [125, 87, 88, 89]. Sur la figure 26, sont représentées ces corrections à la self-énergie du rho au plus bas ordre dans les boucles de nucléons, les lignes de nucléons-particules pouvant être remplacées par des lignes de deltas. Le graphe (26 f) correspond à l'habillage au plus bas ordre de la ligne de pions, tandis que les diagrammes (26 d, 26 e) proviennent de la présence du terme de Kroll-Ruderman $\rho\pi NN$ ou $\rho\pi N\Delta$. Ils conduiront d'une part à une renormalisation de vertex $\rho\pi^*\pi^*$ (fig. 27 b) détruisant la structure au seuil et d'autre part à un couplage du rho à un quasi-pion π^* et à un état delta-trou transverse (c'est-à-dire excitable avec des photons). C'est ce dernier effet représenté sur la figure 27c qui conduira à une structure et par suite à une augmentation du DPR à une masse invariante $M \sim \Omega_\Delta + m_\pi \sim 500\text{MeV}$.

Avant de rentrer dans les détails de la physique, il convient de faire un petit commentaire sur la structure du propagateur et de la self-énergie à densité et/ou température finie. Le corrélateur et par suite le propagateur du rho dépendent de deux quantités longitudinales et transverses dépendant séparément de q_0 et \mathbf{q} . Le DPR sera calculé suivant :

$$\begin{aligned}
 \text{Im} \left(\frac{1}{3} g_{\mu\nu} D_\rho^{\mu\nu}(q) \right) &= -\frac{1}{3} \text{Im} \left(D_{\rho L}(q_0, \mathbf{q}) + 2 D_{\rho T}(q_0, \mathbf{q}) \right) \\
 D_{\rho L}(q_0, \mathbf{q}) &= \frac{1}{q^2 - m_\rho^2 - \Sigma_{\rho L}(q_0, \mathbf{q})}, \quad D_{\rho T}(q_0, \mathbf{q}) = \frac{1}{q^2 - m_\rho^2 - \Sigma_{\rho T}(q_0, \mathbf{q})} \quad (263)
 \end{aligned}$$

Les deux self-énergies longitudinales et transverses $\Sigma_{\rho L, T}$ dérivent en réalité d'un tenseur de self-énergie $\Sigma_\rho^{\mu\nu}$ qui doit vérifier $q_\mu \Sigma_\rho^{\mu\nu} = q_\nu \Sigma_\rho^{\mu\nu} = 0$ pour assurer l'invariance de jauge. Cette propriété permet

d'exprimer les self-énergies longitudinales et transverses en fonction des composantes d'espace du tenseur :

$$\begin{aligned}\Sigma_{\rho L}(q_0, \mathbf{q}) &= \frac{q^2}{q_0^2} \frac{q_i q_j}{\mathbf{q}^2} \Sigma_{\rho}^{ij}(q) \equiv g^2 \frac{q^2}{q_0^2} \frac{q_i q_j}{\mathbf{q}^2} K^{ij}(q) \\ \Sigma_{\rho T}(q_0, \mathbf{q}) &= \frac{1}{2} \left(\delta_{ij} - \frac{q_i q_j}{\mathbf{q}^2} \right) \Sigma_{\rho}^{ij}(q) \equiv \frac{g^2}{2} \left(\delta_{ij} - \frac{q_i q_j}{\mathbf{q}^2} \right) K^{ij}(q)\end{aligned}\quad (264)$$

où dans les deuxièmes formes nous avons extrait le facteur g^2 ce qui définit le tenseur K^{ij} . Nous donnerons l'expression formelle de ce dernier tenseur dans le paragraphe suivant consacré au mélange axial-vecteur. Le calcul pratique de ces self-énergies se fait toujours de la même façon; on calcule directement les parties imaginaires et on utilise des relations de dispersion (soustraites) pour obtenir les parties réelles. Nous allons tout d'abord nous limiter au propagateur du rho à température nulle et densité finie. Si l'on se place à $\mathbf{q} = 0$, les self-énergies longitudinales et transverses se confondent. Dans le modèle à deux niveaux du paragraphe V-2.c, cette self-énergie unique est complètement exprimable en fonction des énergies $\Omega_{1,2}(k)$ des modes de spin-isospin longitudinal (modes pioniques) et de modes de spin-isospin transverse (excités par $\mathbf{S} \times \mathbf{k} T^\alpha$) d'énergie $\mathcal{E}_{1,2}(k)$. La self-énergie du rho se décompose suivant :

$$\Sigma_{\rho L}(q_0, \mathbf{q} = 0) = \Sigma_{\rho T}(q_0, \mathbf{q} = 0) \equiv \Sigma_{\rho}(q_0) = \Sigma_{\rho, ll}(q_0) + \Sigma_{\rho, tt}(q_0) \quad (265)$$

où les suffixes l et t signifient longitudinal et transverse par rapport au modes de spin-isospin. La première contribution dépend des modes longitudinaux uniquement [87] :

$$\begin{aligned}\Sigma_{\rho, ll}(q_0) &= \frac{4g^2}{3} \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} k^2 U^2(k) \sum_{i,j=1}^2 \frac{q_0^2}{2(\Omega_i(k) + \Omega_j(k)) \Omega_i(k) \Omega_j(k)} \\ &\times \left(1 + \frac{1}{2} (\alpha_i(k) + \alpha_j(k)) \right)^2 \frac{Z_i(k) Z_j(k)}{q_0^2 - (\Omega_i(k) + \Omega_j(k))^2 + i\eta}\end{aligned}\quad (266)$$

Elle met en jeu en premier lieu le propagateur à deux pions soustrait à $q_0 = 0$ (comparer à l'expression (143)). Le point important est l'apparition d'une correction de vertex (fig. 27 b) dépendant des polarisabilités $\alpha_i(k) = \bar{\Pi}_0(\Omega_i(k), k)$ calculées le long de la ligne du mode i . Son effet est de détruire la structure (apparaissant dans le canal scalaire-isoscalaire) vers le seuil à deux pions. La deuxième contribution décrit le couplage du rho à un mode pionique et à un des deux modes ($\mathcal{E}_{1,2}$) de spin-isospin transverse (fig. 27 c). Ces derniers modes, construits sur les états delta-trous transverses et l'échange de rho écranté (paramètre g'), sont en réalité très peu collectifs. Il en résulte que $\Sigma_{\rho, tt}$ est très fortement dominée par le premier de ces deux modes transverses (\mathcal{E}_1) qui est presque un état $\Delta - h$ transverse pur ($Y_1 \simeq 1$). Le modèle à deux niveaux conduit à [87] :

$$\begin{aligned}\Sigma_{\rho, tt}(q_0) &= \frac{4g^2}{3} \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} B(k, \rho) U^2(k) \sum_{i,j=1}^2 \frac{q_0^2}{2(\Omega_i(k) + \mathcal{E}_j(k)) \Omega_i(k) \mathcal{E}_j(k)} \\ &\times \frac{Z_i(k) (1 - Y_j(k))}{q_0^2 - (\Omega_i(k) + \mathcal{E}_j(k))^2 + i\eta}\end{aligned}\quad (267)$$

avec $B(k, \rho) = (8/9)((g_{\pi N \Delta}^*/2M_N)^2 \epsilon_{\Delta k} v_{\pi N \Delta}^2 \rho$. L'ouverture de la voie $\rho \rightarrow \pi^*(\Delta h)_t$ conduit à une structure marquée dans la distribution de masse du méson rho dans le milieu. Cela est apparent sur la figure 28 où cette distribution est calculée dans le cadre du modèle à deux niveaux incluant en outre les différentes sources de largeur (voir figure 12). Sur la figure 30, il est montré le rapport de cette distribution [126] entre deux densités typiques atteintes dans les collisions $Ca + Ca$ et $C + C$ à $1 \text{ GeV}/u$ mesurées par la collaboration DLS à BEVALAC [127]. Bien qu'un calcul dynamique soit nécessaire pour conclure, le couplage du rho aux configurations $\pi N \Delta$ pourrait constituer un élément d'explication à la structure observée expérimentalement.

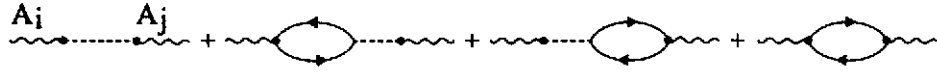


Figure 31: *Corrélateur axial dans le milieu nucléaire.*

Cette approche, prédisant une profonde modification de la distribution de masse du méson rho à densité finie, a ensuite été adaptée [128] pour le calcul du DPR mesuré par la collaboration CERES [76]. Par rapport au calcul simplifié présenté ci-dessus, différentes améliorations, telles que l'inclusion du secteur particule-trou ou la prise en compte de corrections thermiques à la self-énergie, ont été apportées sans néanmoins modifier qualitativement les effets précédents liés essentiellement à la densité. Le DPR associé au méson rho a ensuite été calculé en définissant à chaque instant une température T et un potentiel chimique baryonique $\mu_N = \mu_\Delta$ permettant de reproduire les abondances baryoniques issues d'un code de transport; au début de la collision les densités nucléoniques et de deltas sont chacune égale à ρ_0 , ce qui est à l'origine d'effets de milieu importants. On intègre alors sur l'histoire de la collision jusqu'au temps de découplage ("freeze-out") de l'ordre de $15 fm/c$ et on inclut, en outre, les coupures en acceptance de la collaboration CERES. La normalisation globale est fixée en ajustant le sommet du rho sans effet de milieu sur un code de transport. Finalement, on ajoute la désintégration directe du oméga (sans effet de milieu) obtenue à partir d'un calcul de transport et les désintégrations Dalitz (π^0, η, ω) provenant de la simulation réalisée par la collaboration expérimentale (fig. 20). Les résultats pour une collision $S - Au$ à $200 GeV/u$ sont montrés sur la figure 29. Les effets de milieu provenant du couplage du rho aux configurations collectives $\pi N\Delta$ dans le milieu permettent ainsi d'expliquer une grande partie de l'excès de dileptons observés. Avant de discuter d'autres mécanismes permettant d'améliorer l'accord avec les données, nous allons montrer le lien qu'a l'approche discutée ici, avec le mélange axial-vecteur intimement relié à la restauration de la symétrie chirale.

b . *Mélange du méson rho avec le corrélateur axial nucléaire*

Nous allons montrer que le corrélateur vectoriel $K_{ij}(q)$ contribuant au DPR contient implicitement un mélange au corrélateur axial $A_{ij}(k)$ [48]. Ce dernier peut être obtenu à partir du courant axial donné par (158) en se limitant aux termes de plus bas ordre dans le champ de pion. Outre une partie purement pionique qui sera renormalisée du fait du couplage d'onde p du pion, ce corrélateur dépendra des propagateurs de polarisation complets de spin-isospin longitudinal $\Pi_L(k)$ et transverse $\Pi_T(k)$ calculés, tout comme le propagateur du pion dans le milieu $D(k)$, à l'approximation RPA. Ce corrélateur axial, représenté sur la figure 31, est donné par :

$$\begin{aligned} \frac{1}{f_\pi^2} A_{ij}(k) &= k_i k_j D(k) + 2k_i k_j \tilde{\Pi}_0(k) D(k) + \hat{k}_i \hat{k}_j \Pi_L(k) + (\delta_{ij} - \hat{k}_i \hat{k}_j) \Pi_T(k) \\ &= k_i k_j (1 + \tilde{\Pi}_0(k))^2 D(k) + \hat{k}_i \hat{k}_j \tilde{\Pi}_0(k) + (\delta_{ij} - \hat{k}_i \hat{k}_j) \Pi_T(k) . \end{aligned} \quad (268)$$

Le corrélateur vectoriel discuté dans le paragraphe précédent (fig 26 d,e,f) est, quant à lui, donné par :

$$\begin{aligned} K_{ij}(q) &= \int \frac{i d^4 k_1}{(2\pi)^4} \{ (1 + \tilde{\Pi}_0(k_1)) k_{1i} - (1 + \tilde{\Pi}_0(k_2)) k_{2i} \} \\ &\quad \times D(k_1) D(k_2) \{ (1 + \tilde{\Pi}_0(k_1)) k_{1j} - (1 + \tilde{\Pi}_0(k_2)) k_{2j} \} \\ &\quad + \int \frac{i d^4 k_1}{(2\pi)^4} [\hat{k}_{1i} \hat{k}_{1j} \tilde{\Pi}_0(k_1) D(k_2) + (\delta_{ij} - \hat{k}_{1i} \hat{k}_{1j}) \Pi_T(k_1) D(k_2) \\ &\quad + \hat{k}_{2i} \hat{k}_{2j} \tilde{\Pi}_0(k_2) D(k_1) + (\delta_{ij} - \hat{k}_{2i} \hat{k}_{2j}) \Pi_T(k_2) D(k_1)] , \end{aligned} \quad (269)$$

où k_1 et k_2 ($k_1 + k_2 = q$) sont les impulsions des deux modes (quasi-pions, Δh_t). L'expression à température finie est similaire à condition de remplacer l'intégrale par une sommation sur les fréquences

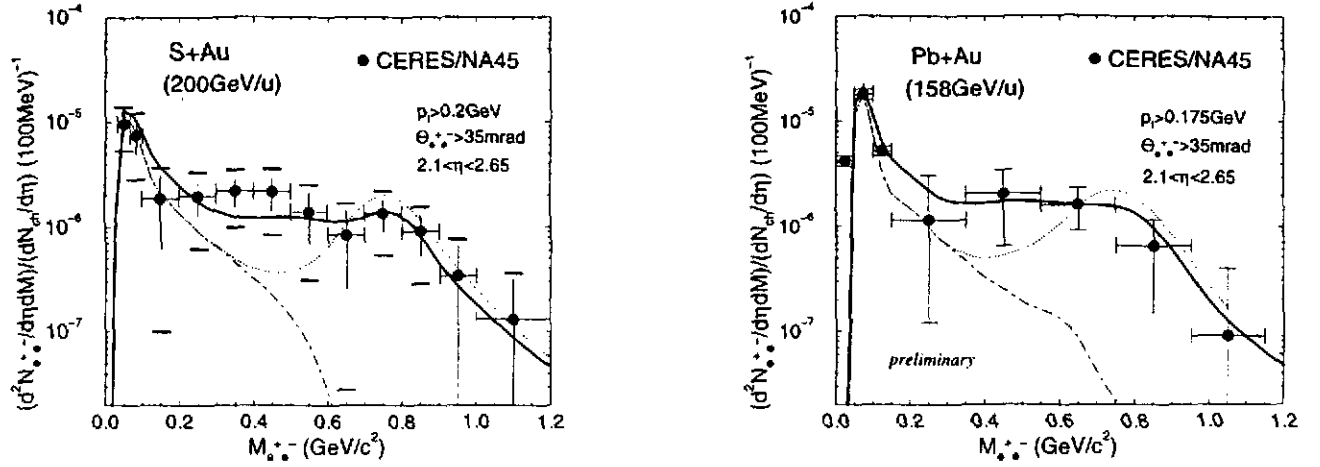


Figure 32: Taux de production de diélectrons en collisions centrales $S - Au$ à 200 GeV/u (figure de gauche) et $Pb - Pb$ à 158 GeV/u (figure de droite). Courbe en tirets-points : Dalitz libres. Courbe en pointillés : Dalitz + rho + oméga libres. Courbe pleine : avec effets de milieu décrits dans le texte [129].

de Matsubara. On montre facilement que le corrélateur vectoriel se réécrit comme :

$$K_{ij}(q) = \int \frac{id^4 k_1}{(2\pi)^4} \left(\frac{1}{f_\pi^2} (A_{ij}(k_1) D(k_2) + A_{ij}(k_2) D(k_1)) - (1 + \tilde{\Pi}_0(k_1)) (1 + \tilde{\Pi}_0(k_2)) (k_{1i} k_{2j} + k_{1j} k_{2i}) D(k_1) D(k_2) \right) \quad (270)$$

qui montre clairement la contribution du corrélateur axial au corrélateur vectoriel. C'est précisément ce mélange qui est responsable du couplage du rho aux configurations delta-trous à l'origine de l'augmentation du DPR. Plus généralement l'effet du mélange des corrélateurs, conséquence de la restauration partielle de la symétrie chirale, conduit à un élargissement du spectre.

c . Couplage direct rho-nucléon à $q \neq 0$

L'approche précédente ignorait le couplage direct magnétique d'onde p du rho au nucléon (fig. 26 c) et n'était donc strictement valable qu'à $q = 0$, c'est-à-dire en cinématique "back to back". Dans la région d'intérêt, ce couplage est dominé par des excitations résonantes $\rho N \rightarrow N^* \rightarrow \rho N$. Les résonances susceptibles de contribuer sont, outre le $\Delta(1232)$, celles ayant une voie de désintégration significative en ρN . Les plus importantes sont les résonances $N^*(1720)$ et $\Delta^*(1905)$. Comme cela a été suggéré [90], les excitations $N^*(1720)h$ et $\Delta^*(1905)h$, une fois couplées au rho, conduisent au développement de modes collectifs parfois appelés rhosobars, par un mécanisme similaire à celui engendrant les modes collectifs $\pi\Delta$ (branche pionique). Ceci a pour effet d'augmenter la densité spectrale et par suite le DPR dans la région $M \sim 500 \text{ MeV}$. Le couplage d'onde s à des résonances telles que $N(1520)$ a également été considéré dans certains calculs tout comme l'élargissement par collision du fait de processus tels que $\rho\pi \rightarrow a_1 \rightarrow \rho\pi$, ce dernier effet donnant une contribution faible au DPR. On voit sur la figure 32 que, une fois que ces effets sont incorporés [129], on peut reproduire de façon satisfaisante le taux de dileptons en collision $S - Au$ et $Pb - Pb$. [76, 78]

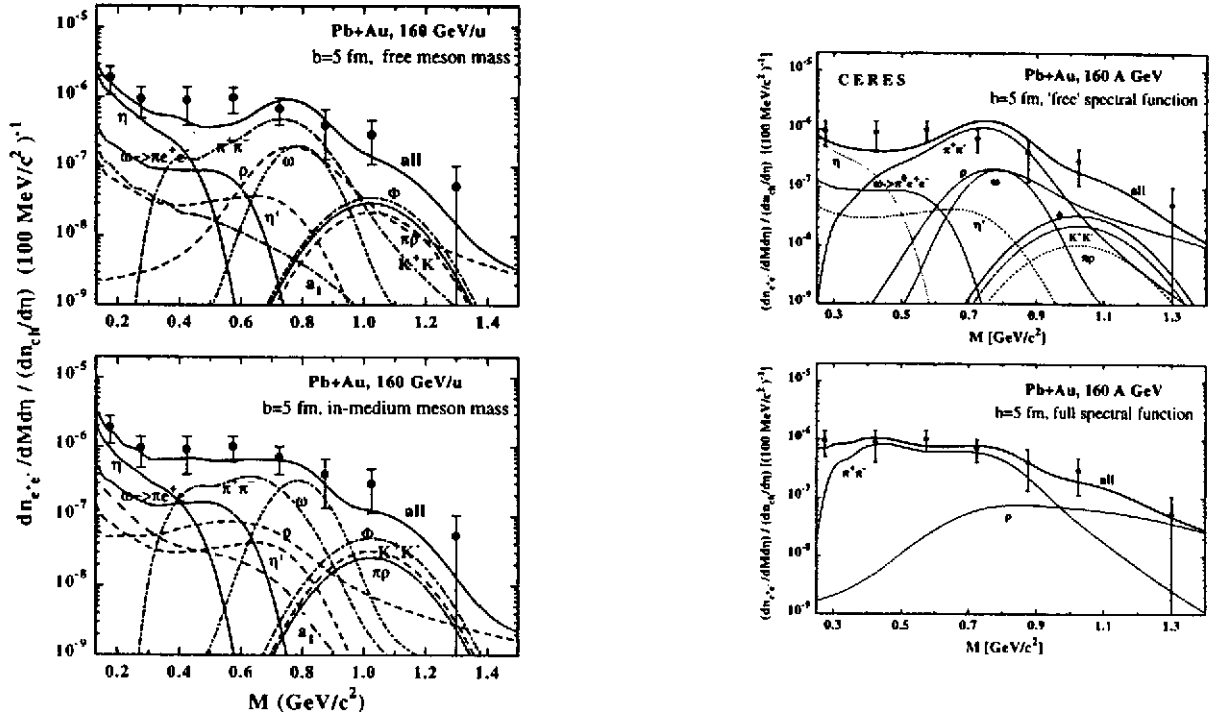


Figure 33: Taux de production de diélectrons calculés avec le code HSD comparés aux données CERES. Les courbes en trait plein représentent le taux total. Les figures du haut correspondent à des calculs sans effet de milieu. Les résultats montrés sur les figures du bas incluent les effets de milieu dans le scénario BR ou "dropping mass scenario" [103] (en bas à gauche) et dans l'approche "conventionnelle" [130] où le propagateur du rho est modifié (en bas à droite).

d. Code de transport HSD : comparaison du scénario "conventionnel" et du scénario BR

Le taux de production de dileptons a également été calculé directement à l'aide de codes de transport, c'est-à-dire en ne faisant aucune hypothèse sur le degré de thermalisation et d'équilibre chimique atteints par le système. Nous avons choisi de présenter les résultats d'un code HSD qui a permis de comparer les prédictions du scénario BR ("dropping mass scenario") [103] et du scénario dit conventionnel décrit dans les trois paragraphes VI-6.a,b,c précédents [130]. Les deux figures du haut de la figure 33, où les différentes sources de dileptons sont apparentes, correspondent à un calcul sans aucun effet de milieu. Les deux figures du bas incluent les effets de milieu, en particulier concernant le rho, dans le scénario BR (à gauche) et dans le scénario "conventionnel" (à droite). Il apparaît clairement que ces deux approches, correspondant à deux manifestations possibles de la restauration de la symétrie chirale, améliorent de façon sensiblement équivalente l'accord avec les données expérimentales. On constate par ailleurs que les résultats obtenus avec une modification conventionnelle de la fonction spectrale du rho sont extrêmement voisins de ceux des paragraphes VI – 6.a,c précédents obtenus en supposant une thermalisation au moins partielle. En dernière analyse, il semblerait que ces effets de milieu se développent si le système atteint une densité baryonique notable de l'ordre de $1 - 2\rho_0$ pendant un temps suffisamment long, indépendamment du détail précis de la dynamique de la collision. Sur la figure 34 une comparaison similaire est effectuée pour les données de la collaboration HELIOS-3. De nouveau, les effets de milieu, bien que moins importants dans ce cas, permettent d'augmenter le taux de dileptons dans la région de masse invariante $M \sim 500\text{MeV}$, améliorant ainsi l'accord avec les données [130].

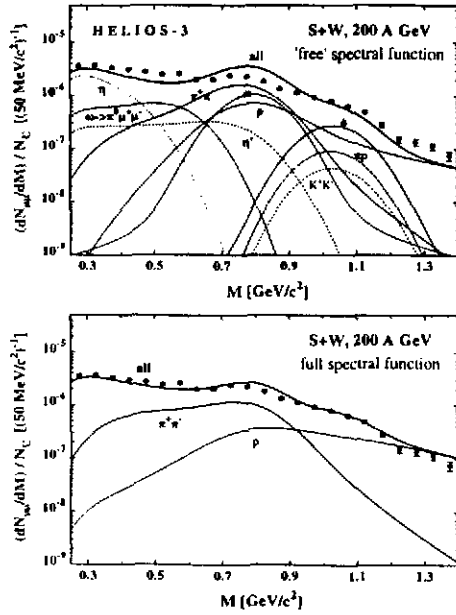


Figure 34: Taux de production de dimuons dans des collisions centrales $S + W$ à 200 A GeV mesuré par la collaboration HELIOS-3. Le taux total obtenu avec le code HSD est en trait plein. La figure du haut correspond au calcul sans effet de milieu (fonction spectrale du rho libre). Le calcul de la figure du bas inclut la modification du propagateur du rho (scénario "conventionnel") [130].

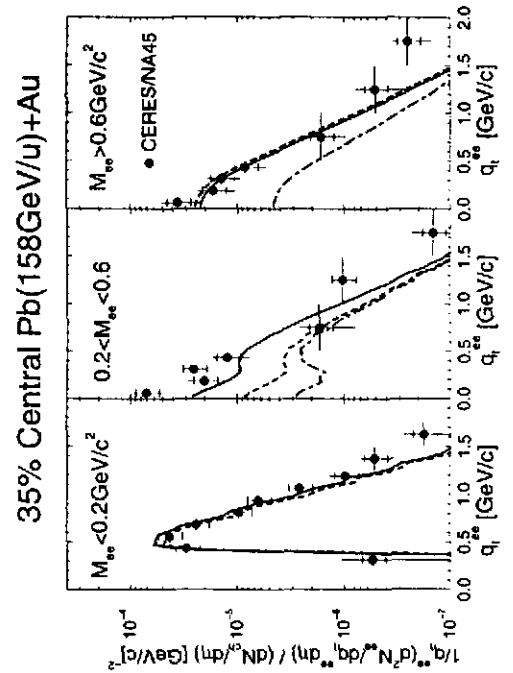


Figure 35: Spectre en impulsion transverse de la paire de diélectrons mesuré par la collaboration CERES dans des collisions $Pb(158 GeV/u) - Au$ dans différentes tranches de masse invariante de la paire. Les courbes en tirets-points correspondent aux désintégration hadroniques directes. Les courbes en tirets incorporent l'annihilation pion-pion et le rho sans effet de milieu tandis que la courbe pleine inclut les effets de milieu décrits par une fonction spectrale du rho modifiée [131].

e . *Spectre en impulsion transverse des dileptons*

Un test plus fin des modèles peut être cherché dans l'analyse des spectres en impulsion transverse de la paire de dileptons [104]. Sur la figure 35, ce spectre est montré pour différentes tranches en masse invariante et comparé à l'approche "conventionnelle" [131]. Les effets de milieu sont importants, comme on le savait déjà, dans la tranche de masse intermédiaire mais disparaissent progressivement aux grandes impulsions transverses $q_T > 0.7 \text{ GeV}$. Ceci permet d'ailleurs de donner une explication à l'effet d'augmentation beaucoup plus faible observée par la collaboration NA50 dans la région de masse invariante $M \sim 500 \text{ MeV}$, car la coupure expérimentale en impulsion transverse $q_T > 1 \text{ GeV}$ élimine la majeure partie de l'augmentation du taux prédit par cette approche.

VII - CONCLUSION

L'étude des modifications des propriétés des hadrons, et en particulier des mésons les plus légers, apporte une information importante sur l'évolution de la matière en interaction forte lorsque la température et la densité baryonique augmentent. Les méthodes présentées permettent d'aborder le problème du mécanisme de restauration graduelle de la symétrie chirale. Nous avons ainsi montré que la diminution rapide des condensats tels que le condensat de quarks se traduisait par des conséquences observables non seulement dans la matière hautement excitée produite en collisions d'ions lourds relativistes mais également dans la matière nucléaire ordinaire. Cette symétrie chirale seule permet de faire des prédictions indépendantes de modèle sur l'évolution à température finie et densité baryonique nulle de quantités telles que la constante de désintégration du pion ou encore la masse du pion. Il a été vu que ces effets étaient gouvernés par la densité scalaire de pions thermiques dont la présence conduit inévitablement au mélange entre les secteurs axial et vectoriel. Nous avons toutefois vu que ces contraintes de symétrie chirale seules n'étaient pas suffisantes pour décrire de façon réaliste la dynamique de la matière à forte composante pionique produite dans les collisions d'ions lourds ultrarelativistes et que l'emploi d'approches à caractère plus phénoménologique était nécessaire. L'étude de la restauration de la symétrie chirale dans la matière nucléaire nécessite, tout en les éclairant sous un jour nouveau, un grand nombre de connaissances accumulées en physique des énergies intermédiaires. Nous avons par exemple montré que le rôle des pions thermiques contrôlant la restauration de la symétrie chirale était joué par la densité scalaire de pions virtuels, dont la valeur et l'évolution sont gouvernées par la physique pion-nucléon d'onde p elle-même à l'origine des modes collectifs pioniques nucléaires. Par ailleurs, ces mêmes modes pioniques conduisent à une modification importante de l'interaction pion-pion dans le milieu nucléaire, ce qui a des conséquences d'un intérêt considérable pour le mécanisme de saturation de la matière nucléaire. La restauration de la symétrie chirale est également obligatoirement associée, à densité baryonique finie, à un mélange des corrélateurs vectoriel et axial impliquant une diminution des constantes de couplage axiales *via* la densité scalaire de pions. Il est important de comprendre que ce mélange, qui doit se traduire par l'élargissement des spectres, peut ne pas être accompagné par une diminution systématique des masses des hadrons. Le lien entre la restauration de la symétrie chirale et l'évolution des masses par l'intermédiaire d'un couplage direct aux condensats (scalaire, de quarks ou de gluons) a été beaucoup discuté et a permis de donner une explication, liée à une diminution spectaculaire de la masse du méson ρ , à l'excès observé de dileptons à basse masse invariante en collisions d'ions lourds relativistes au CERN/SPS. Nous avons cependant montré que des explications plus conventionnelles, expliquant tout aussi bien cet excès, étaient également reliées à la restauration car incorporant explicitement le mélange axial-vecteur. Ceci est d'ailleurs un élément permettant de comprendre pourquoi des approches *a priori* très différentes sont toutes deux compatibles avec l'analyse en règles de somme de QCD reliant les spectres hadroniques aux condensats. S'il est maintenant souvent admis que ces données constituent une signature de la restauration au moins partielle de la symétrie chirale, il n'en reste pas moins qu'il est difficile de trancher quant au mécanisme la gouvernant. A cet égard, les expériences de production de dileptons avec le détecteur HADES à SIS, permettant d'accéder à un régime de densité baryonique différent, seront sans doute un élément crucial pour la compréhension de ce type de problèmes.

Remerciements. *La rédaction de ce cours doit beaucoup aux nombreuses discussions que j'ai eues avec mes collaborateurs. Je tiens à citer en tout premier lieu J. Delorme et M. Ericson qui m'ont fait part de leurs nombreuses remarques sur le manuscrit et qui en ont, tout comme P. Schuck, directement ou indirectement, fortement influencé la teneur. J'ai aussi eu la chance de bénéficier des commentaires et de l'aide précieuse apportée par D. Davesne, J. Marteau et Y.J. Zhang. La présentation d'un certain nombre de questions doit également beaucoup à de nombreux autres physiciens et notamment Z. Aouissat et J. Wambach.*

References

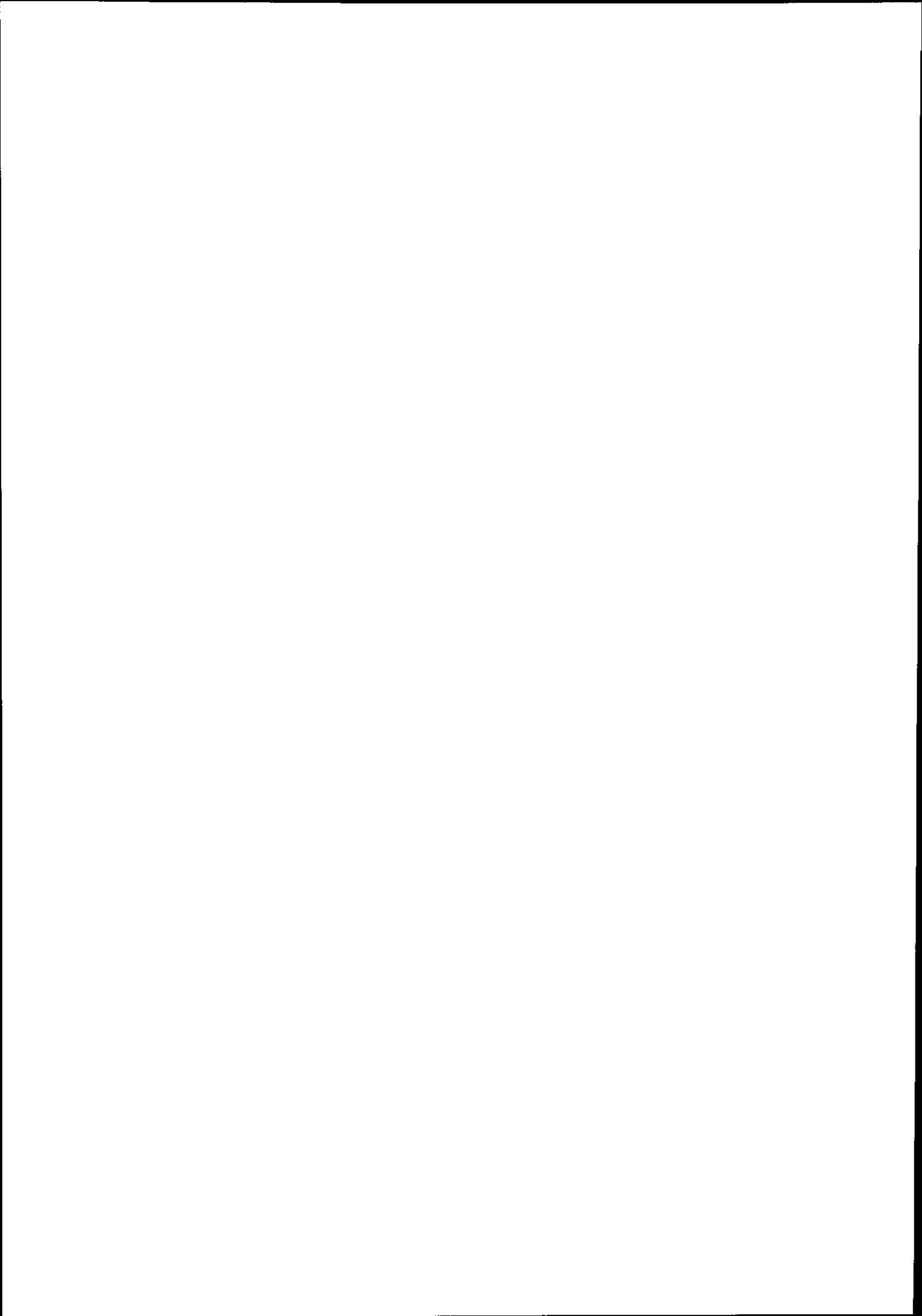
- [1] E. Laerman, Nucl. Phys A610 (1996) 1c
- [2] T. Ericson and W. Weise, Pions and nuclei, Clarendon Press-Oxford, 1988
- [3] M. Knecht, B. Moussallam, J. Stern and N.H. Fuchs, Nucl. Phys. B457 (1995) 513
- [4] J. Gasser, H.Leutwyler and M.E. Sainio, Phys. Lett. B253 (1991) 252
- [5] I. Jameson, A.W. Thomas and G. Chanfray, J. Phys. G18 (1992) L159
- [6] M. Birse and J. McGovern, Phys. Lett. B292 (1992) 242
- [7] E.G. Drukarev and E.M. Levin, Nucl. Phys. A511 (1990) 679
- [8] T.D. Cohen, R.J. Furnstahl and D.K. Griegel, Phys. Rev. C45 (1992) 1881
- [9] J. Gasser and H.Leutwyler, Phys. Lett. B184 (1987) 83
- [10] P. Gerber and H. Leutwyler, Nucl. Phys. B321 (1989) 387
- [11] G. Chanfray and M. Ericson, Nucl. Phys. A556 (1993) 427
- [12] M. Birse, J. Phys. G : Part. Phys. 20 (1994) 1537
- [13] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev 122 (1961) 345, 124 (1961) 246
- [14] G. Ripka, "Quarks bound by chiral fields", Clarendon Press-Oxford, 1997
- [15] M. Jaminon and B. Van den Bossche, Nucl. Phys. A582 (1995) 517; B. Van den Bossche, Thèse de Doctorat, Univ. Liège, 1996
- [16] M. Lutz, S. Klimt and W. Weise, Nucl. Phys. A542 (1992) 521; W. Weise, Nucl. Phys. A553 (1993) 59c
- [17] M. Gell-Mann and M. Levy, Nuovo Cim. 16 (1960) 53
- [18] H. Leutwyler, Ann. Phys. 235 (1994) 165
- [19] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 616
- [20] G. Chanfray, M. Ericson and J. Wambach, Phys. Lett. B388 (1996) 673
- [21] M. Dey, V.L. Eletsky and B.L. Ioffe, Phys. Lett. B252 (1990) 620
- [22] G. Chanfray and D. Davesne, Z. Phys. A349 (1994) 65
- [23] Z. Aouissat, G. Chanfray, P.Schuck and G.M. Welke, Z. Phys. A340 (1991) 347
- [24] H.W. Barz, G. Bertsch, P. Danielewicz and H. Schulz, Phys. Lett B275 (1992) 19
- [25] H.W. Barz, P. Danielewicz, H. Schulz and G.M. Welke, Phys. Lett. B287 (1992) 40
- [26] J.L. Goity and H. Leutwyler, Phys. Lett. B228 (1989) 517
- [27] M. Kataja and P.V. Ruuskanen, Phys. Lett B243 (1990) 181
- [28] P. Gerber, H. Leutwyler and J.L. Goity, Phys. Lett. B246 (1990) 513
- [29] D. Davesne, Thèse de Doctorat, Univ. Lyon I, 1995

- [30] H. Stroebele *et al.*, the NA35 Collaboration, *Z. Phys.* C38 (1988) 89
- [31] P. Guichon et J. Delorme, *Compte-rendu des cinquièmes journées d'étude SATURNE*, Piriac 1989
- [32] G. Chanfray, Z. Aouissat, P. Schuck and W. Nörenberg, *Phys. Lett.* B256 (1991) 325
- [33] J. Delorme and P. Guichon, *Compte-rendu de la dixième biennale de physique nucléaire*, Aussois, 6-10 mars 1989
- [34] P. Guichon and J. Delorme, *Phys. Lett.* B263 (1991) 157
- [35] J. Marteau, communication privée; Thèse de Doctortat, Univ. Lyon I, 1998
- [36] D. Contardo *et al.*, *Phys. Lett.* B168 (1986) 331
- [37] T. Hennino *et al.* *Phys. Lett.* B283 (1992) 42
- [38] T. Hennino *et al.* *Phys. Lett.* B303 (1993) 236
- [39] T. Udagawa, S. W. Hong and F. Osterfeld, *Phys. Lett.* B245 (1990) 1
- [40] Z. Aouissat, R. Rapp, G. Chanfray, P. Schuck and J. Wambach, *Nucl. Phys.* A581 (1995) 471
- [41] R. Rapp, J.W. Durso and J. Wambach, *Nucl. Phys.* A596 (1996) 436
- [42] Z. Aouissat, P. Schuck and J. Wambach, *Nucl. Phys.* A618 (1997) 402
- [43] J.W. Durso, H.C. Kim and J. Wambach, *Phys. Lett.* B298 (1993) 267
- [44] F. Bonutti *et al.*, the CHAOS Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996) 603
- [45] P. Schuck, Z. Aouissat, F. Bonutti, G. Chanfray, E. Fragiacomio, N. Grion and J. Wambach, nucl-th/9806069, à paraître dans le compte-rendu de "International Conference of Nuclear Physics", Bormio, 1998
- [46] E. Oset and M. J. Vicente-Vacas, *Nucl. Phys.* A446 (1985) 584
- [47] R. Rapp, R. Machleidt, J.W. Durso, G.E. Brown, nucl-th/9706006
- [48] G. Chanfray, J. Delorme, M. Ericson and M. Rosa-Clot, nucl-th/9809007
- [49] G. Chanfray and D. Davesne, nucl-th/9806086; à paraître dans *Nucl. Phys. A*
- [50] J. Marteau, communication privée
- [51] M. Ericson, *Phys. Lett* B301 (1993) 11
- [52] M. Birse and J. McGovern, *Phys. Lett.* B309 (1993) 231
- [53] J. Delorme, G. Chanfray and M. Ericson, *Nucl. Phys.* A603 (1996) 239
- [54] J.F. Mathiot, *Compte-rendu de l'Ecole Joliot-Curie* 1997
- [55] R. Brockman and W. Weise, *Phys. Lett.* B367 (1996) 40
- [56] W. Weise, *Nucl. Phys.* A610 (1996) 35c
- [57] G. Chanfray, J. Delorme and M. Ericson, *Nucl.Phys.* A637 (1998) 421
- [58] V.L. Eletsky and I.I. Kogan, *Phys. Rev.* D49 (1994) 3083
- [59] K. Kubodera, nucl-th/9407034

- [60] H. Yabu, F. Myhrer, and K. Kubodera, *Phys.Rev.* D50 (1994) 3549
- [61] V. Thorsson and A. Wirzba, *Nucl. Phys.* A589 (1995) 633
- [62] T.P. Cheng and L.F. Li, "Gauge theories of elementary particle physics", Oxford Univ. Press, Oxford, 1988
- [63] D.B. Kaplan and A.E. Nelson, *Phys. Lett.* B175 (1986) 57
- [64] B.W. Lynn, A.E Nelson and N. Tetradis, *Nucl. Phys.* B345 (1990) 186
- [65] C.M. Ko and G.Q. Li, *J. Phys.G : Nucl. Part. Phys.* 22 (1996) 1673
- [66] R.K. Bhaduri, "Models of the nucleon", Reading, MA : Addison-Wesley, 1988
- [67] G.E. Brown and M. Rho, *Nucl.Phys.* A596 (1996) 503
- [68] A.D. Martin, *Nucl. Phys.* B179 (1981) 33
- [69] T. Waas, N. Kaiser and W. Weise, *Phys. Lett.* B365 (1996) 12; B379 (1996) 34
- [70] E. Friedman, A. Gal and C.J. Batty, *Phys. Lett.* B308 (1993) 6; *Nucl. Phys.* A579 (1993) 518
- [71] P.Senger *et al.*, KAOS Collaboration, *Proc. Int. Conf. Meson 96*, Cracow, 1996
- [72] A. Schröter *et al.*, FRS Collaboration, *Z. Physik*, A350 (1994) 101
- [73] W. Cassing *et.al*, *Nucl. Phys.* A614 (1997) 415
- [74] G.E. Brown, C.H. Lee, M. Rho and V. Thorsson, *Nucl. Phys.* A567 (1994) 937
- [75] G.Q. Li, G.E. Brown, C. Gale and C.M. Ko, *nucl-th/9712048*
- [76] G. Akagichiev *et.al*, *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 1272; J.P. Wurm for the CERES Collaboration, *Nucl. Phys.* A590 (1995) 103c
- [77] M. Maserà for the HELIOS-3 Collaboration, *Nucl. Phys.* A590 (1995) 93c; A.L.S Angelis *et al.* CERN-PPE/97-117
- [78] A. Drees, for the CERES Collaboration, *Proc. Int. Workshop. on Gross properties of Nuclei and Nuclear Excitations*, Hirschegg, Austria, January 1997, Editors : H. Feldmeier, W. Nörenberg; G. Agakichiev *et al.*, *Phys. Lett.* B422 (1998) 405
- [79] G. Q. Li, C. M. Ko, G. E. Brown and H. Sorge, *Nucl.Phys.* A611 (1996) 539; A610 (1996) 342c
- [80] W. Cassing, W. Ehehalt and C.M. Ko, *Phys. Lett.* B363 (1995) 35
- [81] D.K. Srivastava, B. Sinha and C. Gale, *Phys. Rev.* C53 (1996) R567
- [82] G.Q. Li, C.M. Ko and G.E. Brown, *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 4007
- [83] R.D. Pisarsky, *Phys. Rev* D52 (1995) 3373
- [84] C. Song, *Phys. Rev.* D48 (1995) 1375
- [85] Z. Huang, *Phys. Lett.* B361 (1995) 131
- [86] J. V. Steele, H. Yamagishi and I. Zahed, *Phys.Lett.* B384 (1996) 255; *Phys.Rev.* D56 (1997) 5605
- [87] G. Chanfray and P. Schuck, *Nucl. Phys.* A545 (1992) 271c; A555 (1993) 329

- [88] M. Asakawa, C.M. Ko, P. Levai and X.J. Qiu, Phys. Rev. C46 (1992) R1159
- [89] M. Herrmann, B.L. Friman and W. Nörenberg, Nucl. Phys. A545 (1992) 267c
- [90] B. Friman and H.J. Pirner, Nucl. Phys. A617 (1997) 496R.
- [91] R. Rapp, M. Urban, M. Buballa and J. Wambach, Phys.Lett. B417 (1998) 1
- [92] F. Klingl, N. Kaiser and W. Weise, Nucl.Phys. A624 (1997) 527
- [93] E.V. Shuryak, Rev. Mod. Phys. 65 (1993) 1
- [94] J.J. Sakurai "Currents and Mesons", Univ. of Chicago Press, Chicago, 1969
- [95] F. Klingl, N. Kaiser and W. Weise, Z. Phys. A356 (1996) 193
- [96] S.H. Lee, C. Song and H. Yabu, Phys. Lett. B341 (1995) 407
- [97] C. Song and V. Koch, Phys. Rev. C54 (1996) 3218
- [98] K. Saito and A.W. Thomas, Phys. Rev. C51 (1995) 2757
- [99] P.A.M. Guichon, K. Saito, E. Rodionov and A.W. Thomas, Nucl.Phys. A601 (1996) 349
- [100] K. Saito, K. Tsushima and A.W. Thomas, nucl-th/9811031
- [101] G.E. Brown and M. Rho, Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 2720
- [102] W. Cassing, W. Ehehalt and I. Kralik, Phys. Lett. B377 (1996) 5
- [103] E.L. Bratkovskaya and W. Cassing, Nucl.Phys. A619 (1997) 413
- [104] G.E. Brown, G.Q. Li, R. Rapp, M. Rho and J. Wambach, Acta Phys. Polon. B29 (1998) 2309; nucl-th/9806026
- [105] D. Ebert and H. Reinhardt, Nucl. Phys. B271 (1986) 188
- [106] M. Bando *et al.*, Phys. Rev. Lett 54 (1985) 1215
- [107] J.C. Collins, A. Duncan and S.D. Joglekar, Phys. Rev. D16 (1977) 438
- [108] N.K. Nielsen, Nucl. Phys. B210 (1977) 212
- [109] J. Schechter, Phys. Rev. D21 (1981) 339
- [110] A.A. Migdal and M.A. Shifman, Phys. Lett. B114 (1982) 445
- [111] M.A. Shifman, A.I. Vainshtein and V.I. Zakharov, Nucl. Phys. B147 (1979) 385
- [112] K.G. Wilson, Phys. Rev. 179 (1969) 1499
- [113] T. Hatsuda and S.H. Lee, Phys. Rev. C46, (1992) R34
- [114] D.B. Leinweber, Ann. Phys. 254 (1997) 328
- [115] S. Leupold, and U. Mosel, Phys.Rev. C58 (1998) 2939
- [116] M. Soyeur, Nucl. Phys. A606 (1996) 237
- [117] G. Wolf, B. Friman and M. Soyeur A640 (1998) 129
- [118] L.S. Celenza *et al.* Phys. Rev. C45 (1992) 205

- [119] R.S. Hayano, S. Hirenzaki and A. Gillitzer, nucl-th/9806012
- [120] K. Saito, K. Tsushima, D.H. Lu and A.W. Thomas, nucl-th/9807028
- [121] F. Klingl, T. Waas and W. Weise, hep-ph/9810312
- [122] C.M. Hung and E.V. Shuryak, Phys. Rev. C56 (1997) 453
- [123] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 507
- [124] J.I. Kapusta and E.V. Shuryak, Phys. Rev. D49 (1994) 4694
- [125] C. Korpa and S. Pratt, Phys. Rev. Lett. 69 (1990) 1502
- [126] G. Chanfray and P. Schuck, Phys. Rev. C57 (1998) 1522
- [127] R.J. Porter *et al.*, The DLS Collaboration, Phys.Rev.Lett. 79 (1997) 1229
- [128] G. Chanfray, R. Rapp and J. Wambach, Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 368
- [129] R. Rapp, G. Chanfray and J. Wambach, Nucl. Phys. A617 (1997) 472
- [130] W. Cassing, E.L.Bratkovskaya, R. Rapp and J. Wambach, Phys.Rev. C57 (1998) 916
- [131] J. Wambach and R. Rapp, Acta Phys.Polon. B29 (1998) 2323; nucl-th/9806039



PLASMA DE QUARKS ET DE GLUONS ET MATIERE ETRANGE DU SPS AU LHC

Christian KUHN

Institut de Recherches Subatomiques de Strasbourg

IN2P3-CNRS-Université Louis Pasteur

23, Rue du Loess F 67037 Strasbourg cedex 2

Résumé

Les expériences d'ions lourds ultra-relativistes (du SPS au LHC) ont pour objectif principal d'explorer le diagramme de phases de la matière nucléaire, dans un domaine de température et de densité où des calculs statistiques fondés sur la Chromodynamique Quantique (QCD) prévoient une transformation de la matière hadronique en un état de partons déconfinés: le Plasma de Quarks et de Gluons (PQG). La recherche et l'étude de cette transition de phases visent à répondre à des questions fondamentales sur les propriétés de l'interaction forte et du vide QCD, concernant aussi la brisure spontanée de la symétrie chirale et l'origine de la masse des hadrons. Un survol des enjeux de la physique du PQG sera donc fait dans la première partie de ce cours, ainsi qu'une description de la démarche expérimentale et des observables envisagées pour mettre en évidence ce nouvel état de la matière. Parmi les signatures possibles du PQG, nous examinerons en détail celles qui se fondent sur la production de baryons et d'anti-baryons (multi-) étranges. Puis nous ferons une excursion vers des aspects plus "exotiques" de cette recherche, en présentant diverses spéculations théoriques relatives à l'existence, sous forme (méta)stable, d'états multi-quarks étranges ("strangelets") et à leur formation à partir d'un PQG. Après un bilan succinct des résultats obtenus au SPS par l'étude des collisions Pb+Pb à 160 A GeV, les perspectives d'évolution de ces recherches feront l'objet de la dernière partie du cours, consistant en une description des objectifs à atteindre et de l'instrumentation mise en œuvre dans les futures expériences STAR au RHIC et ALICE au LHC.

Abstract

The main goal of ultra-relativistic heavy ion experiments is to investigate the phase diagram of nuclear matter, in a region of very high temperature and/or density where statistical calculations, based on Quantum Chromodynamics (QCD), predict a change from hadronic matter to a Quark Gluon Plasma (QGP). The search for such a phase transition and its study should provide fundamental information about the properties of strong interactions and the QCD vacuum, as well as about the question of spontaneous chiral symmetry breaking and the origin of hadron masses. Hence, we will give here a short survey of these motivations together with an overview of the main experimental observables that have been proposed to signal this new state of matter. Among these signatures, those based on the production of (multi-)strange baryons and anti-baryons will be examined in detail. We will also focuss on a more exotic aspect of this research, namely the possible formation (from a QGP) of (meta-)stable strange multi-quark objects (the so called strangelets). After a summary of recent results obtained at the SPS from Pb+Pb collisions at 160 A GeV, the upcoming experiments STAR at RHIC and ALICE at LHC will be presented.

INTRODUCTION

La Physique du Plasma de Quarks et de Gluons (PQG) se place dans le cadre général de l'étude des transformations (voir fig.1) qui, au niveau macroscopique et microscopique, ont conduit l'univers primordial vers la matière hadronique et nucléaire telles que nous les connaissons aujourd'hui. On pense en effet que l'univers se trouvait, durant les premières microsecondes après le Big Bang, sous la forme d'un plasma de quarks et de gluons, caractérisé par une température et une densité d'énergie très élevées. En se refroidissant et en se détendant, l'univers aurait ensuite subi une transition de phases conduisant les quarks à se confiner dans les hadrons. Pour avoir une vue générale de cette problématique, on pourra se référer à [1-11]. Les forces de confinement peuvent être représentées par un potentiel inter-quarks augmentant linéairement avec la distance entre les quarks, les empêchant ainsi de se libérer de leurs hadrons. Grossièrement, ce comportement, typique de la Chromodynamique Quantique (QCD) [12-18, 23] vient du fait que les gluons, qui véhiculent l'interaction forte entre les objets colorés que sont les quarks, portent également (contrairement aux photons en électromagnétisme) une charge de couleur et peuvent donc interagir entre eux. De ce fait, les gluons tendent une sorte d'élastique (corde) de tension constante entre les quarks.

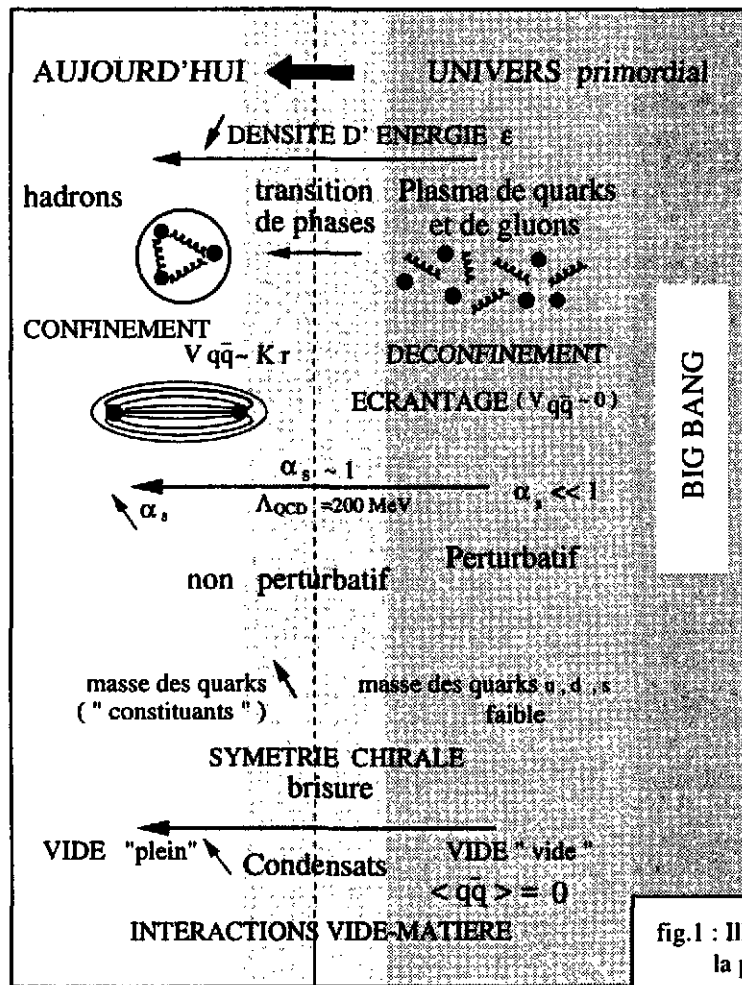


fig.1 : Illustration des enjeux de la physique du PQG.

La transition de phases entre le PQG et la matière hadronique est prédite par QCD pour une température critique de l'ordre de 150 à 200 MeV. Au niveau microscopique, elle est liée à la forme même de l'interaction forte, c'est-à-dire à l'évolution de la constante de couplage α_s , avec l'échelle d'énergie (ou température) et donc de distance: $\alpha_s(T)$ décroît logarithmiquement lorsque la température augmente. Comme indiqué sur la fig.1, on passe de la situation où $\alpha_s \ll 1$ (faibles interactions entre les quarks) au domaine non perturbatif où α_s se rapproche

de 1 (autour de $\Lambda_{QCD} = 200 \text{ MeV}$) pour finalement "exploser" ($\alpha_s \gg 1$) à l'échelle du hadron. Cette évolution est fondamentalement corrélée aux modifications des propriétés du vide de QCD lors de ce déplacement sur l'échelle d'énergie. A basse densité d'énergie, les propriétés physiques du vide QCD sont caractérisées par des valeurs non nulles de certains opérateurs tels que le condensat de quarks ($\langle \bar{q}q \rangle$) [19, 20, 23, 31, 32] qui décrit la densité de paires quarks-antiquarks que l'on trouve dans le vide QCD. Ceci est l'expression de la brisure de la symétrie chirale et confère aux quarks u , d et s des masses effectives importantes dans les hadrons. Lorsque la température (ou la densité) augmente, le condensat de quarks diminue et finit par disparaître (restauration de la symétrie chirale): le vide QCD devient "vraiment vide" (aux fluctuations quantiques près) et la masse des quarks u , d et s devient négligeable. Les articles [12-24] fournissent des éléments de base concernant la Chromodynamique Quantique, le confinement des quarks, la symétrie chirale et les calculs QCD sur réseaux.

Pour étudier expérimentalement ces propriétés fondamentales du vide et de l'interaction forte à l'échelle naturelle de QCD (régime non perturbatif autour de Λ_{QCD}) et tester les prédictions des calculs QCD sur réseaux [21, 22, 23, 24], il faut être en mesure de refaire le chemin de l'univers en sens inverse. Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes devraient permettre de créer des systèmes suffisamment chauds et/ou denses pour parvenir jusqu'à la phase de PQG. Le premier objectif expérimental consiste à mettre en évidence les signatures de la transition de phases hadrons/quarks déconfinés et la formation d'un PQG dans le domaine d'énergie prévu par la QCD. Le deuxième objectif sera d'étudier les propriétés de ce nouvel état de la matière.

La physique du PQG est à la frontière de la physique des particules et de la physique nucléaire traditionnelles et doit donc intégrer des concepts et des méthodes issus des deux domaines. En effet, elle nécessite de combiner l'aspect interaction élémentaire, décrite en principe de façon exacte par les théories de jauge en physique des particules, avec l'aspect "macroscopique" de la physique nucléaire qui traite des systèmes à grand nombre de constituants où les interactions élémentaires sont modifiées par les effets de milieu et doivent être souvent décrites de manière plus phénoménologique. Cette physique impose en particulier d'associer le langage de la Chromodynamique Quantique à un langage thermodynamique qui permet de décrire des états multi-particules très complexes au moyen de quelques variables macroscopiques telles que la température ou la densité et de placer les divers états de la matière sur un diagramme de phases [25].

Ce cours sera composé de 4 parties principales:

I. Le Plasma de Quarks et de Gluons: généralités

II. Production de baryons et d'anti-baryons (multi-)étranges

III. La matière étrange exotique

IV. Les expériences du futur: STAR au RHIC et ALICE au LHC

L'objectif de la première partie est de donner un aperçu très général et schématique des concepts théoriques et de la démarche expérimentale associés à la physique du PQG.

La deuxième partie est consacrée à la présentation plus détaillée d'une des signatures majeures préconisées pour le PQG: la production d'(anti-)hypérons Λ , Ξ et Ω et comportera une description des résultats obtenus au SPS.

La troisième partie traitera d'un aspect un peu plus exotique de cette recherche: la formation de strangelets et de MEMOs.

Enfin, la dernière partie sera tournée vers le futur: elle se focalisera sur les objectifs de STAR et d'ALICE et sur une description sommaire de l'appareillage prévu pour ces expériences sur collisionneur.

I : LE PLASMA DE QUARKS ET DE GLUONS: GENERALITES

1) La transition de phases

A) Déconfinement des quarks

On se représente souvent le déconfinement des quarks au moyen de l'image naïve donnée sur la fig.I.1: dans l'état fondamental de la matière nucléaire, caractérisé par une densité ($\rho_0 = 0.17 \text{ nucl/fm}^3$), les nucléons, de rayon moyen ($r_h = 0.8 \text{ fm}$) sont à des distances moyennes d'environ 1.8 fm et forment des entités bien "séparées".

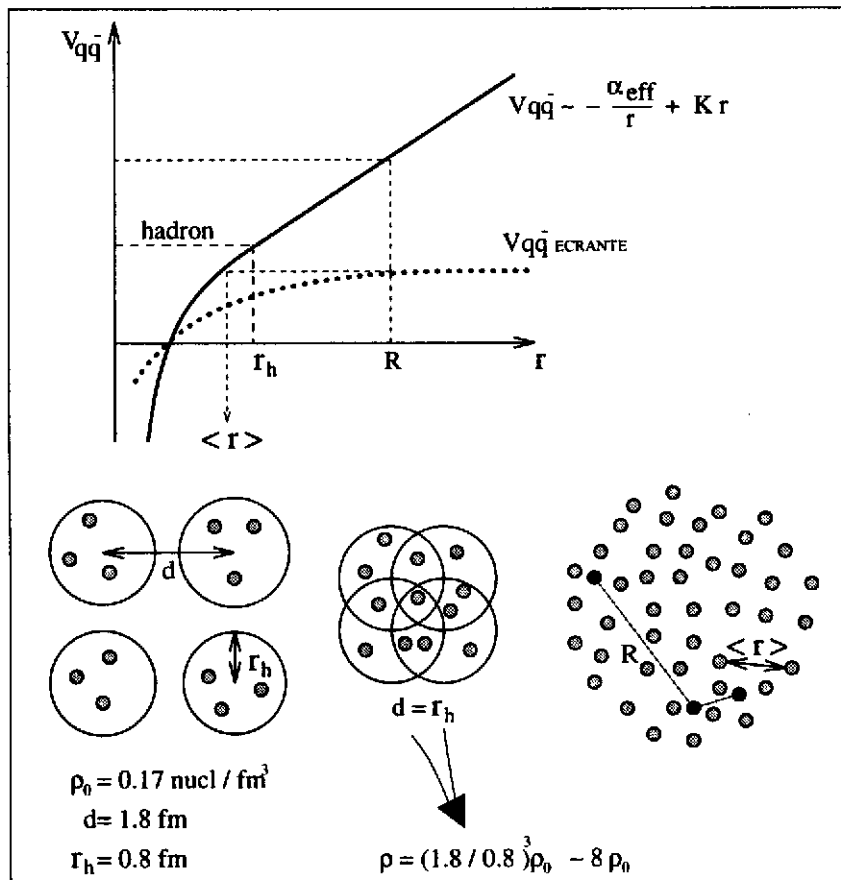


fig.I.1: Variation du potentiel quark-anti-quark ($V_{q\bar{q}}$) en fonction de la distance d'interaction(r). Illustration du déconfinement: comparaison entre la matière nucléaire dans son état fondamental (densité ρ_0) et la matière nucléaire comprimée à $\rho \sim 8\rho_0$

Si on comprime la matière nucléaire à des densités 5 à 10 fois supérieures à ρ_0 et/ou si on la "chauffe" à des températures dépassant 150 MeV, le nombre de hadrons par unité de volume devient tel que ces hadrons se "chevauchent" et perdent en quelque sorte leur identité. Les quarks ne savent plus alors à quel hadron initial ils appartenaient et peuvent se mouvoir dans un volume plus grand que la taille du hadron car les forces de confinement sont écrantées par la présence de nombreux quarks et anti-quarks intermédiaires. Ceci est schématisé sur la fig.I.1 par l'évolution du potentiel $V_{q\bar{q}}$ en fonction de la distance inter-quarks r . Ce potentiel se décompose en un terme coulombien (en $1/r$) pour les faibles distances d'interaction et un terme en Kr à grande distance, où K est la tension de la corde qui relie les quarks et les maintient confinés [1,23]. Si ce potentiel diminue suffisamment (courbe pointillée), 2 quarks distants de

R vont ressentir une distance effective d'interaction $\langle r \rangle$ plus faible que celle qu'ils ont dans le hadron et se trouvent ainsi déconfinés.

B) Le PQG pour différentes conditions de température et de densité baryonique

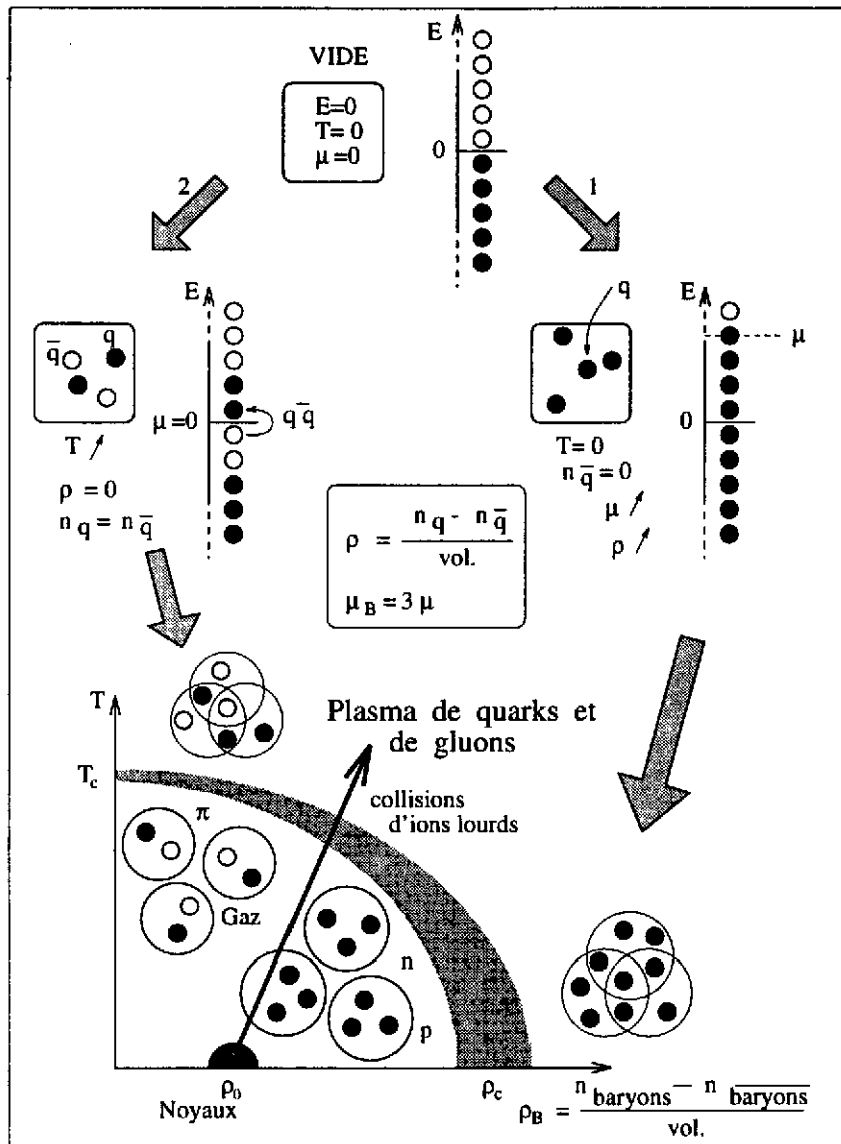


fig.I.2: 1) PQG à $T = 0$ et μ élevé. 2) PQG à $\mu = 0$ et T élevée.

Pour parvenir à des distances effectives d'interaction inter-quarks suffisamment faibles pour créer un plasma, il y a conceptuellement deux manières de procéder: deux façons extrêmes d'exciter le vide, schématisées sur la fig.I.2, en faisant ici, par souci de simplification, abstraction des gluons.

Schématiquement, la première façon (1) d'augmenter la densité d'énergie consiste à apporter l'énergie sous forme compressionnelle en gardant $T = 0$. On "comble" le vide avec de la matière extérieure c'est-à-dire qu'on remplit les niveaux d'énergie du système avec des quarks (u , d) "existants", provoquant ainsi une augmentation de la densité nette ρ et du potentiel chimique μ des quarks. μ est l'énergie qu'il est nécessaire de fournir au système pour lui ajouter un quark et correspond à l'énergie de Fermi quand $T = 0$. Il est représentatif de la différence entre le nombre de quarks et le nombre d'antiquarks présents dans le système (dans le cas présent, le nombre d'antiquarks est nul) et augmente lorsque la densité croit: $\rho = T/V \partial \ln Z / \partial \mu$ (V

et Z étant respectivement le volume et la fonction de partition du système). Concrètement, augmenter ρ revient à comprimer les nucléons comme schématisé dans la section précédente. Sur la fig.I.2, on voit que lorsque la densité baryonique nette ρ_B (on compte ici la différence entre le nombre de baryons et d'antibaryons par unité de volume) dépasse la valeur critique ρ_c , le système évolue de l'état de fluide baryonique à l'état de plasma froid et dense. On définit aussi le potentiel chimique baryonique par $\mu_B = 3\mu$.

L'autre manière (2) d'exciter le vide consiste à le "chauffer". Dans ce cas, la densité d'énergie augmente uniquement en raison d'un apport d'énergie thermique qui sert à créer des paires quark-antiquark. Le système se remplit de matière et d'anti-matière en égale proportion. Par conséquent, le potentiel chimique et la densité baryonique restent nuls. En revanche, la température croît et l'on constate sur le diagramme de phases de la fig.I.2 que le système passe d'une phase de gaz de mésons à une phase de plasma chaud et de densité baryonique nulle, lorsque T devient supérieure au seuil T_c .

Evidemment, le plasma que l'on espère former à partir d'une collision entre deux noyaux est intermédiaire entre ces deux situations. Nous verrons en effet que le système formé lors de la collision est caractérisé à la fois par une densité baryonique non nulle, en raison de l'apport et de la compression des nucléons initiaux et par une température non nulle, provenant de la dissipation de l'énergie des noyaux incidents lors des réactions nucléon-nucléon.

L'évolution de la température en fonction de la densité d'énergie est illustrée sur la fig.I.3 dans le cas d'une transition de phases Gaz Hadronique / PQG du premier ordre (i.e., avec dégagement de chaleur latente).

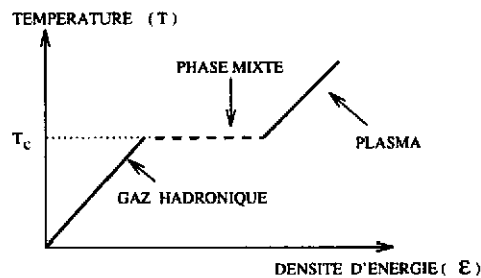


fig.I.3: Température en fonction de la densité d'énergie pour une transition de phases du 1^{er} ordre

Durant la phase hadronique, l'augmentation de la densité d'énergie (ϵ) sert à produire des particules et la température monte jusqu'à atteindre T_c . Puis, durant la phase mixte, l'énergie est utilisée pour ouvrir les nouveaux degrés de liberté partoniques et la température reste constante. Enfin, lorsque tout le gaz s'est transformé en plasma, la température peut à nouveau augmenter.

Nous allons présenter maintenant les idées "simples" qui ont permis de réaliser les premières approximations de la température (T_c) et de la densité (ρ_c) critiques. Ces approches se fondent sur les principes de base de la thermodynamique et sur une modélisation phénoménologique de QCD non perturbatif: le modèle des sacs de quarks ou "bag model".

C) Evaluation de la température et de la densité critiques avec le "Bag Model"

Ce type de modèles décrit de manière phénoménologique le confinement des quarks dans les hadrons [1, 2, 26, 27]. Schématiquement (voir fig.I.4), les quarks sont placés dans un sac où règne le vide QCD perturbatif: un vide "vraiment vide", c'est-à-dire où le condensat de quarks est nul: en d'autres termes, un vide avec lequel les quarks n'interagissent pas. Ils n'interagissent

qu'entre eux, au premier ordre en α_s et y ont donc des masses faibles (ce sont les quarks "nus" ou de "courant" dont la masse est de quelques MeV pour les saveurs u et d). Ces quarks sont séquestrés dans le sac grâce à une pression extérieure qui représente l'effet du "vrai" vide de QCD, caractérisé par une valeur non nulle du condensat de quarks: $\langle \bar{q}q \rangle \sim (235 \text{ MeV})^3$ [19, 20]. Ainsi, pour un nucléon, c'est l'action de ce vide non perturbatif qui confère aux quarks "constituants" une masse effective d'environ 300 MeV. La pression extérieure exercée par le vide non perturbatif est quantifiée par ce qu'on appelle la constante de sac (B).

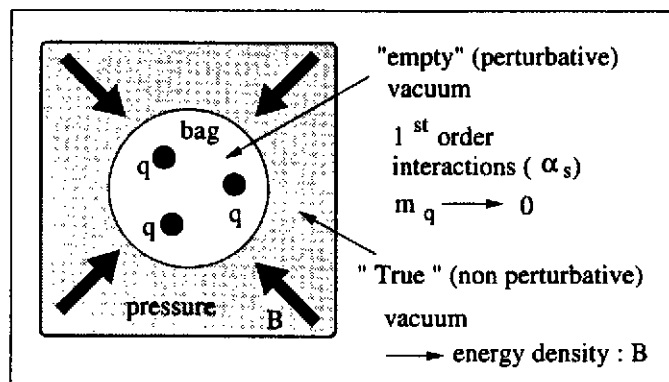


fig.I.4: Illustration du principe des modèles de sacs de quarks.

Partant de cette description, on peut maintenant évaluer la température critique (T_c) à partir de laquelle un système de quarks, d'anti-quarks et de gluons enfermés au départ dans un sac, tel que dessiné sur la fig.I.5, va pouvoir exercer une pression interne (P_i) suffisamment forte pour compenser la pression due à l'étreinte du vide non perturbatif (B) et devenir un plasma stable [1, 11].

Pour que ce plasma soit stable par rapport au gaz de pions équivalent, de pression P_π , il faut d'autre part que $P_{PQG}(P_{PQG} = P_i - B)$ dépasse P_π . La température critique est la température pour laquelle $P_{PQG} = P_\pi$

Pour calculer ces diverses pressions en première approximation, on considère des gaz parfaits et l'on suppose donc que les quarks et les gluons sont libres (sans interaction $\Rightarrow \alpha_s = 0$). Les expressions données sur la fig.I.5 correspondent au cas où le potentiel chimique (μ) est nul.

L'existence d'une température critique est due à la différence entre les nombres (d) de degrés de liberté des deux systèmes que l'on considère. N_B et N_F sont respectivement le nombre de degrés de liberté des bosons (pions et gluons) et celui des fermions (quarks). Dans le cas du gaz de pions, le nombre de degrés de liberté $d = N_B = 3$ (isospin=0, -1, +1) est faible tandis que pour le plasma il est beaucoup plus grand (voir fig.I.5).

Ainsi, à faible température, le gaz de pions domine en raison de la constante de sac ($B^{1/4} \sim 200 \text{ MeV}$) qui réduit P_{PQG} . En revanche lorsque $T > T_c$, P_{PQG} devient plus forte que P_π à cause du nombre plus élevé de degrés de liberté dans le plasma. En d'autres termes, c'est alors le plasma qui est favorisé thermodynamiquement. Avec ce raisonnement simpliste, on obtient $T_c = 150 \text{ MeV}$ à $\mu = 0$.

L'extension de ce type de calculs au cas $\mu \neq 0$ conduit à la courbe de T_c en fonction de μ_c , représentée en pointillés sur le diagramme [1] de la fig.I.5. On constate qu'à $T_c = 0$, le potentiel chimique critique pour la formation d'un plasma est de l'ordre de 400 MeV. On peut également rendre cette approche plus réaliste en considérant que les quarks et les gluons ne sont pas libres à l'intérieur de leur sac mais interagissent effectivement au premier ordre en α_s (avec ici $\alpha_s = 1/2$), ce qui modifie quelque peu les frontières de la transition de phases (courbe en trait plein).

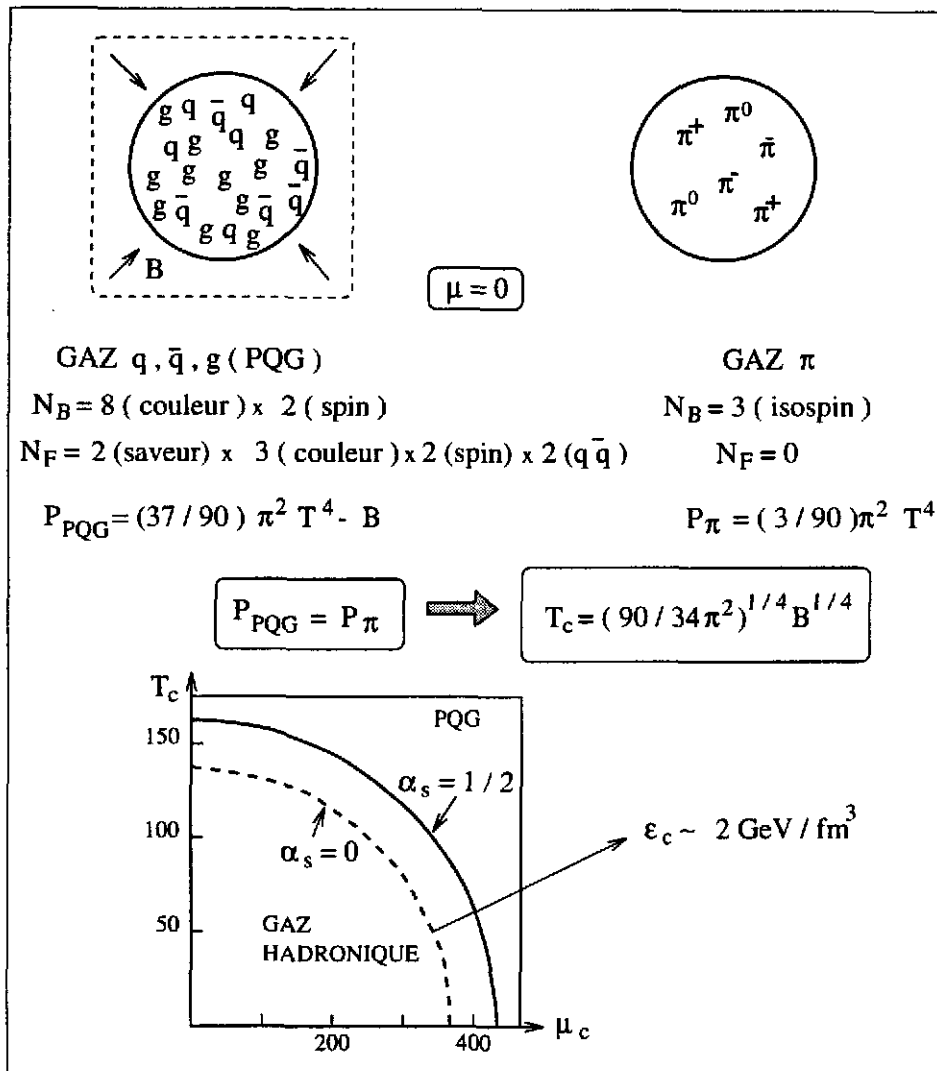


fig.I.5: Calcul approximatif de T_c et μ_c .

La densité d'énergie critique correspondant à ces courbes est de l'ordre de $2 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. Elle est donc très supérieure à la densité d'énergie de la matière nucléaire à densité normale ($\epsilon = 125 \text{ MeV}/\text{fm}^3$) ou à celle du nucléon ($400 \text{ MeV}/\text{fm}^3$).

Les valeurs de T_c , obtenues avec cette approche naïve, sont proches de celles prédites par les calculs QCD sur réseau.

D) QCD sur réseau et la transition chirale

Grâce aux calculs QCD sur réseau [21, 22, 24], on est en mesure de décrire, de façon potentiellement exacte (en se fondant sur l'expression même du Lagrangien de QCD), les états thermodynamiques d'un système de quarks et de gluons en interaction à l'intérieur du domaine non perturbatif de QCD, autour de $T \sim 100\text{-}300 \text{ MeV}$ et $\mu \sim 0$. Concrètement, cette théorie permet de calculer numériquement des valeurs moyennes d'observables en fonction de la température dans l'ensemble grand canonique.

Un exemple de calcul sur réseau, donné sur la fig.I.6, permet d'observer le changement rapide de la densité d'énergie dans un domaine étroit autour de la température critique (ici d'environ 150 MeV). Suivant le nombre et le type de saveurs inclus dans les calculs (ici 2 saveurs u et d) et suivant les masses attribuées au quarks, l'ordre de la transition de phases et la température critique peuvent être différents [28, 29, 30, 31].

La fig.I.6 est intéressante car elle montre qu'autour de la température critique T_c , les interactions non perturbatives sont encore dominantes. Rappelons en effet que pour un gaz idéal (particules de masse nulle et sans interactions entre elles), la densité d'énergie équivaut à trois fois la pression. On constate que cette situation n'est approchée que pour des températures environ deux fois supérieures à T_c . Autour de T_c , la différence entre les courbes ϵ/T^4 et $3P/T^4$ est importante, montrant par conséquent que ce domaine de transition de phases se situe loin du régime perturbatif de QCD.

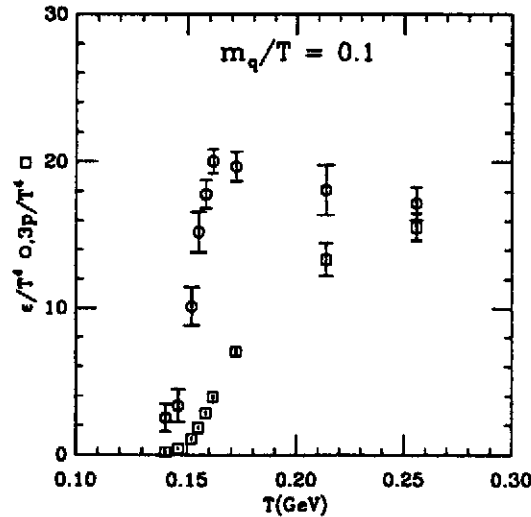


fig.I.6: Calcul QCD sur réseau [31] de la densité d'énergie ϵ/T^4 (cercles) et de la pression $3P/T^4$ (carrés) en fonction de la température.

La transformation qui conduit un système hadronique vers des états de plus en plus denses et/ou chauds, pour aboutir finalement à un plasma de quarks et de gluons, s'accompagne d'une restauration (partielle) de la symétrie chirale. On situe en effet la transition chirale à une température très proche de celle de la transition de déconfinement.

Pour comprendre ce que représente la brisure de symétrie chirale, il faut se pencher sur le Lagrangien de QCD exprimé ici de façon simplifiée:

$$L_{QCD} = \underbrace{i\bar{\psi}\gamma^\mu(\partial_\mu - igA_\mu)\psi}_1 - \underbrace{m\bar{\psi}\psi}_3 - \underbrace{\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu}}_4$$

Le premier terme (1) correspond à l'énergie cinétique du champ d'un quark (ψ). Le deuxième terme (2) est l'expression de l'interaction entre le champ du fermion ψ et les champs de gluons A_μ . Le terme suivant (3) est le terme de masse du quark. Enfin, le dernier terme (4) exprime l'énergie cinétique des champs de gluons et leurs auto-interactions.

Rappelons qu'un quark peut exister dans un état de chiralité droit (spin et moment orientés dans le même sens: $\psi_D = \uparrow\uparrow$) ou gauche (spin et moment opposés: $\psi_G = \uparrow\downarrow$).

On peut montrer que la combinaison des 2 premiers termes du lagrangien (1+2) que l'on note ici $i\bar{\psi}O\psi$ ne couple que des états de chiralité identiques:

$$i\bar{\psi}O\psi = i\bar{\psi}_D O \psi_D + i\bar{\psi}_G O \psi_G$$

En revanche le terme de masse $m\bar{\psi}\psi$ couple des états de chiralité différents:

$$m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_D\psi_G + \bar{\psi}_G\psi_D)$$

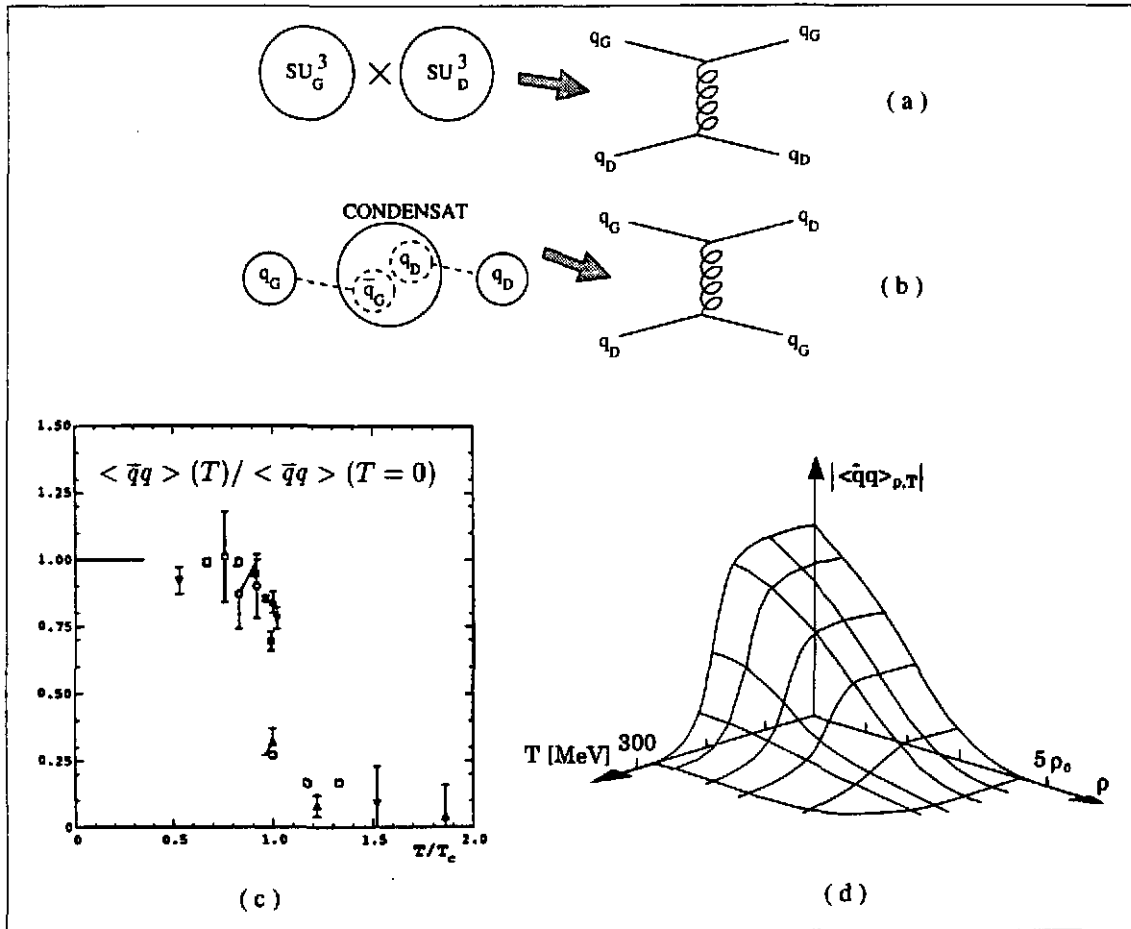


fig.I.7: restauration de la symétrie chirale (voir texte).

Lorsque l'univers à ses débuts ($t < 10^{-5}s$) se trouve sous la forme d'un plasma de quarks et de gluons, caractérisé par une température très élevée ($T \gg 200$ MeV), les quarks u , d , s ont des masses négligeables (quelques MeV pour les quarks u , d et environ 150 MeV pour le quark s). A ce stade, il existe une symétrie chirale (presque parfaite pour les quarks u et d , plus approximative pour le quark s), ce qui signifie qu'il existe deux mondes quasiment distincts de chiralité différente: SU_D^3 et SU_G^3 qui ne peuvent pas (ou difficilement) s'échanger de chiralité car le terme de masse qui permettrait le couplage gauche-droite est faible. Comme illustré sur la fig.I.7(a), un quark gauche (G) peut interagir avec un quark droit (D) mais tous deux conservent leur chiralité initiale.

Puis, au cours de l'évolution de l'univers, lorsque la température diminue et atteint $T_c \sim 200$ MeV, l'apparition du condensat de quarks $\langle q\bar{q} \rangle$ et son augmentation ont pour effet de conférer aux quarks une masse effective de plus en plus grande, qui permet au terme de masse $m\bar{\psi}\psi$ de coupler les états D avec les états G (voir fig.I.7(b)). Il y a alors brisure spontanée de la symétrie chirale. Les calculs QCD sur réseau, illustrés sur la fig.I.7 (c) [34], montrent la brutale augmentation du condensat de quarks ($\langle q\bar{q} \rangle$) autour de T_c [31, 32, 33, 34]. Le couplage G-D peut être schématisé par le dessin de la fig.I.7 (b): un quark gauche (q_G), interagissant avec le vide non perturbatif peut s'annihiler avec l'anti-quark gauche (\bar{q}_G) du condensat $\langle \bar{q}_G q_D \rangle$. Il en ressortira un quark droit (q_D). L'augmentation du condensat de quarks en fonction de la température et de la densité [20] est montré sur la fig.I.7 (d).

2) Collisions d'ions lourds ultra-relativistes

A) Densité d'énergie, stopping et température

Pour parcourir le chemin de l'univers en sens inverse et ainsi recréer des conditions favorables à l'apparition d'un PQG et à la restauration de la symétrie chirale, il faut être en mesure de former des systèmes hadroniques suffisamment denses et chauds. La possibilité de chauffer et de comprimer la matière nucléaire nous est offerte par les collisions d'ions lourds [25, 35, 36, 37, 41]. Dans une collision entre 2 noyaux lourds, le réservoir d'énergie provient de l'énergie cinétique initiale des nucléons incidents. Les valeurs de l'énergie disponible dans le centre de masse par paire de nucléons (\sqrt{s}) sont indiquées dans le tab.I.1 pour les accélérateurs AGS (Alternative Gradient Synchrotron) et SPS (Super Proton Synchrotron) actuellement en service au BNL (USA) et au CERN respectivement. Elles sont données également pour les futures machines en construction: RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) au BNL et LHC (Large Hadron Collider) au CERN.

ACCELERATEUR	AGS	SPS	RHIC	LHC
\sqrt{s} (GeV / n n)	4	17	200	5500
ϵ (GeV / fm ³)	0.8	2.5	5	10
T (MeV)	150	190	230	260

tab.I.1

Cette énergie va être partiellement déposée dans le système par de multiples collisions inélastiques entre les nucléons des deux projectiles et se scinder en une partie compressionnelle (E_c) et une partie thermique (E_{th}), laquelle est utilisée pour produire de nouvelles particules. En raison notamment du très grand nombre de particules créées (de quelques centaines à quelques dizaines de milliers suivant l'énergie de bombardement), le dépôt et la thermalisation de cette énergie sont sensés se faire très rapidement (temps ~ 1 fm/c). Mais nous verrons que la question reste posée, de savoir si l'on atteint réellement un équilibre thermique et chimique et quelle est la signification, au sens strict de la thermodynamique, de la "température" que l'on détermine expérimentalement à partir des spectres des particules émises.

Nous décrivont ici le cas des collisions les plus centrales car ce sont elles qui permettent d'obtenir les densités d'énergie les plus élevées. La densité d'énergie (ϵ) atteinte dans le système est proportionnelle à $\ln \sqrt{s}$ et au numéro atomique $A^{1/3}$ des ions [38]. Les densités d'énergie attendues avec des noyaux de Pb ou d' Au ($A \sim 200$) ainsi que les températures correspondantes sont indiquées dans le tab.I.1 pour les différents accélérateurs évoqués précédemment. La valeur de ϵ obtenue au SPS est proche du seuil de formation du PQG, tel qu'il est prédit par la théorie.

Concernant cette partie du cours (I.2), on pourra se référer plus particulièrement à [35, 38, 39, 40, 50, 51, 120].

Dans une collision d'ions lourds, la compression des baryons, c'est-à-dire l'augmentation de la densité baryonique nette, dépend du degré de "stopping" atteint dans la collision:

les deux noyaux, i.e., les deux nuages de nucléons incidents, se freinent-ils beaucoup, peu ou complètement ?

Ceci peut être déterminé en mesurant la distribution nette de rapidité (y) des baryons après la collision. La rapidité, en formalisme relativiste, est l'équivalent de la vitesse longitudinale (v_l) en cinématique classique et s'écrit:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{1 + \beta_l}{1 - \beta_l} \right] \quad \text{avec } \beta_l = v_l/c \text{ où } c \text{ est la vitesse de la lumière.}$$

Avant la collision ($t \leq 0$), les nucléons ont une rapidité égale à celle des noyaux projectiles (y_p). Après la collision, y va se répartir suivant une distribution qui dépend du degré de stopping. Ceci est illustré sur la fig.I.8 où l'on a pris 3 "photographies" du système au même moment ($t = 5 \text{ fm}/c$ par exemple) mais pour trois scénarios (trois degrés de stopping) complètement différents.

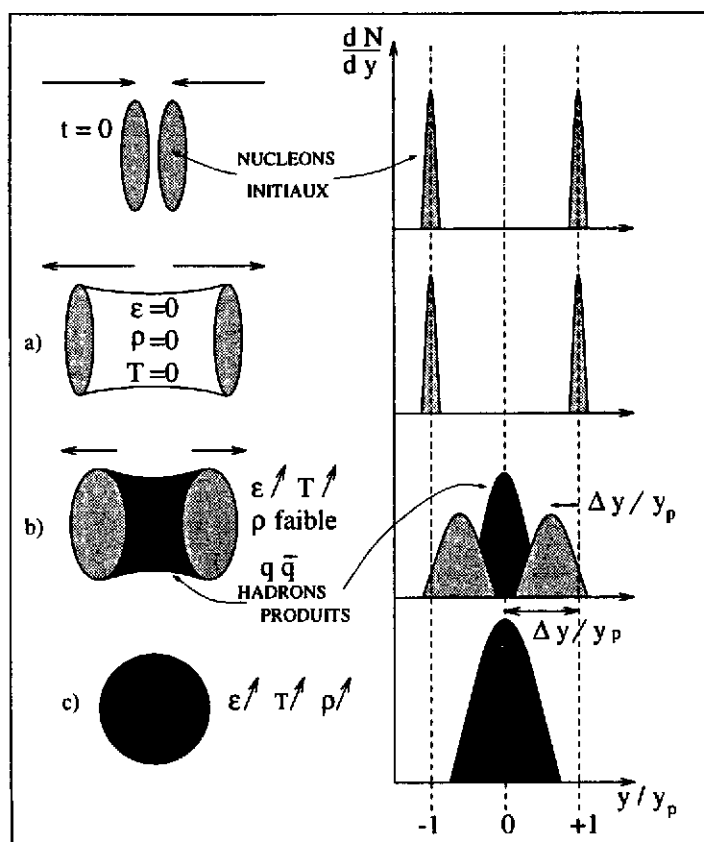


fig.I.8: Illustration de l'effet du degré de "stopping" sur les distributions de rapidité (normalisées à la rapidité des projectiles dans le centre de masse) des particules dans une collision centrale ($b \sim 0$) d'ions lourds.

Le premier cas de figure (a) correspond à une situation fictive où les noyaux seraient totalement "transparents": ils se traversent sans interagir et la rapidité des nucléons reste donc inchangée.

Dans le deuxième scénario (b), les deux nuages de nucléons sont partiellement décélérés: leur distribution de rapidité est décalée par rapport à $y/y_p = 1$ mais $\Delta y/y_p$ reste faible. L'énergie est déposée essentiellement sous forme thermique. La densité d'énergie (ϵ) et la température (T) augmentent, conduisant à la création de nombreuses paires quark-antiquark et par conséquent à la production de mésons (essentiellement) mais aussi de baryons et d'antibaryons dans la région de rapidité centrale: autour de la rapidité (y_{cm}) du centre de masse ($y/y_p = 0$). En revanche, la densité baryonique (ρ_B) reste faible dans cette région car les nucléons n'y sont pas arrêtés et donc pas comprimés.

Dans le dernier exemple de la fig.I.8, les nucléons subissent un "stopping" important ($\Delta y/y_p$ est grand). A la fois ϵ , T et ρ_B sont élevées: les particules produites, plus un nombre de nucléons (que j'appellerai "initiaux") qui correspond au nombre baryonique initial c'est-à-dire au nombre de nucléons initialement présents dans les 2 noyaux, s'accumulent autour de $y \sim 0$.

Notons que le domaine de rapidité centrale ($y \sim 0$) correspond à la région spatiale autour de $z \sim 0$ (z étant la coordonnée suivant l'axe du faisceau). En effet la rapidité peut s'écrire en

fonction de z et du temps (t) dans le repère du laboratoire:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{t+z}{t-z} \right]$$

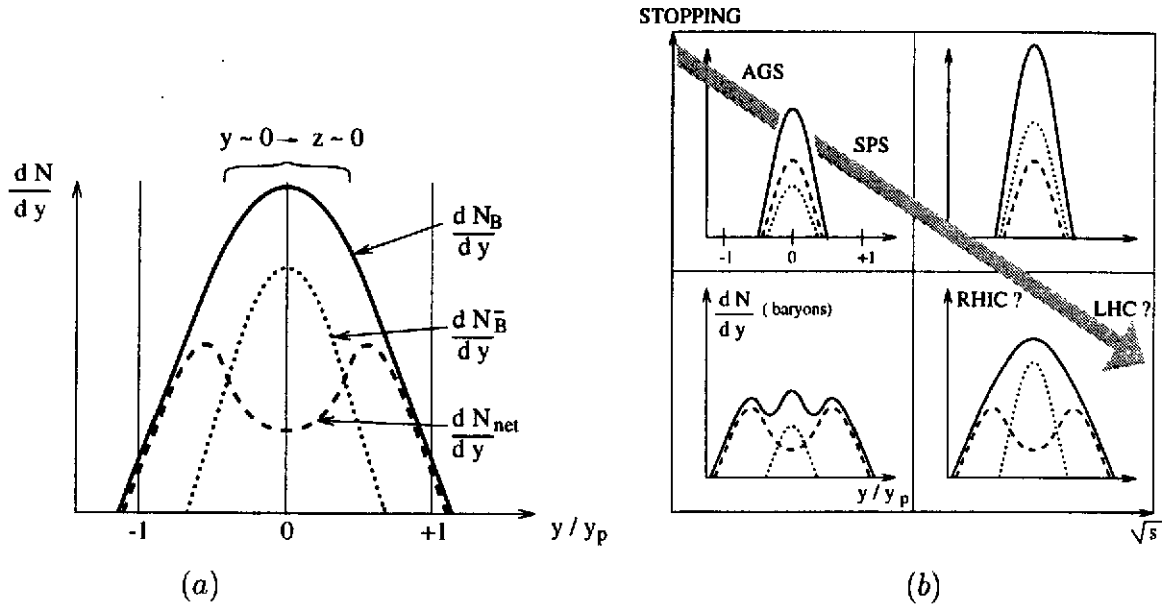


fig.I.9: (a) La distribution de rapidité nette des baryons (courbe en trait discontinu) nous renseigne sur le potentiel chimique baryonique du système (voir texte). (b) Formes schématiques (illustrées par 4 situations possibles) des distributions de rapidité dN_B/dy (trait plein), $dN_{\bar{B}}/dy$ (pointillés) et dN_{net}/dy (trait discontinu) en fonction du degré de stopping et de l'énergie dans le centre de masse (\sqrt{s}). Aux énergies (\sqrt{s}) de l' AGS et du SPS, les expériences ont montré que l'on se situe dans la configuration décrite par le cadre supérieur à gauche (voir texte). En revanche, aux énergies du RHIC et du LHC (les 2 cadres de droite), on pense que c'est plutôt la situation du bas qui sera atteinte. En effet, la quantité de rapidité perdue en moyenne par les nucléons rapportée à la rapidité initiale des noyaux ($\Delta y/y_p$) devrait décroître lorsque y_p augmente.

La distribution de rapidité baryonique nette (baryons – antibaryons) nous renseigne sur la densité baryonique atteinte lors de la collision mais n'est pas mesurable directement. Elle est extrapolée à partir de deux observables qui sont, elles, mesurées directement: la première est la distribution de rapidité de tous les baryons (dN_B/dy), incluant donc nucléons "initiaux" et baryons produits. Elle est représentée par la courbe en trait plein sur la fig.I.9. La deuxième mesure est celle de la distribution de rapidité des anti-baryons ($dN_{\bar{B}}/dy$: courbe en pointillés) créés dans la collision, dont le nombre total est égal au nombre total de baryons produits (conservation du nombre baryonique). La distribution de rapidité baryonique nette (dN_{net}/dy) se calcule donc en faisant la différence entre dN_B/dy et $dN_{\bar{B}}/dy$. On obtient ainsi la courbe en trait discontinu sur la fig.I.9. Elle caractérise la différence entre le nombre de quarks et le nombre d'antiquarks présents dans le système et permet par conséquent de mesurer son potentiel chimique μ_B et sa densité ρ_B .

L'évolution attendue des distributions de rapidité des baryons suivant les accélérateurs est schématisée par la flèche grisée sur la fig.I.9.(b) où le degré de stopping est représenté en ordonnée et \sqrt{s} en abscisse.

Les expériences effectuées au SPS [44, 45, 46, 47] montrent une distribution de rapidité baryonique nette qui révèle un début de creux autour de la rapidité du centre de masse $y_{cm} \sim 3$. Les maxima sont légèrement décalés de y_{cm} (début de transparence) mais en restent néanmoins proches, indiquant qu'à ces énergies le degré de stopping est encore important (voir fig.I.10.(a)). Les potentiels chimiques baryoniques correspondant aux mesures effectuées à l'AGS [43] et

au SPS sont donnés dans le tab.I.2 [48] où figurent également les densités d'énergie et les températures supposées atteintes auprès de ces accélérateurs.

La densité d'énergie ϵ est calculée à partir des distributions de rapidité et d'énergie transverse de tous les hadrons. La température est extraite des distributions de moment ou de masse transverses des divers hadrons. Ces mesures permettent de situer grossièrement les conditions thermodynamiques obtenues lors de ces expériences sur le diagramme de la fig.I.11 [6] et de montrer qu'elles sont proches de la région de transition de phases prédite par QCD.

Mais il faut prendre ces déterminations expérimentales de la température avec beaucoup de prudence, en raison d'effets liés à la dynamique de la collision (mouvement collectif, processus hors équilibre,...) et d'effets de taille finie notamment, qui rendent très délicate la description des spectres expérimentaux en termes de variables thermodynamiques. L'utilisation de concepts thermodynamiques (en particulier celui de température), pour caractériser les systèmes multi-particules créés dans les collisions d'ions lourds, possède une longue histoire et pose de nombreux problèmes. Strictement parlant, le concept de température ne peut être appliqué qu'à des systèmes en équilibre avec un bain thermique. Dans une collision d'ions lourds à haute énergie, c'est l'énergie cinétique contenue dans le mouvement longitudinal (suivant l'axe du faisceau) qui sert de réservoir d'énergie. Ainsi, considérant l'occurrence d'une équilibration thermique, ce n'est, de toutes manières, que dans les degrés de liberté transverses qu'elle a des chances de se produire. Les distributions de moment transverse (p_{\perp}) ou de masse transverse ($m_{\perp} = \sqrt{m^2 + p_{\perp}^2}$) mesurées dans les collisions de noyaux reflètent l'état du système au moment où les interactions entre hadrons cessent ("freeze-out"). Ainsi les "températures" apparentes (T) mesurées, i.e., les pentes inverses de ces spectres, ne peuvent pas être directement reliées à la température de la boule de feu. Il faut d'abord bien comprendre l'effet des interactions dans l'état final et l'influence du mouvement collectif (flow) des particules, provenant de la décompression du système.

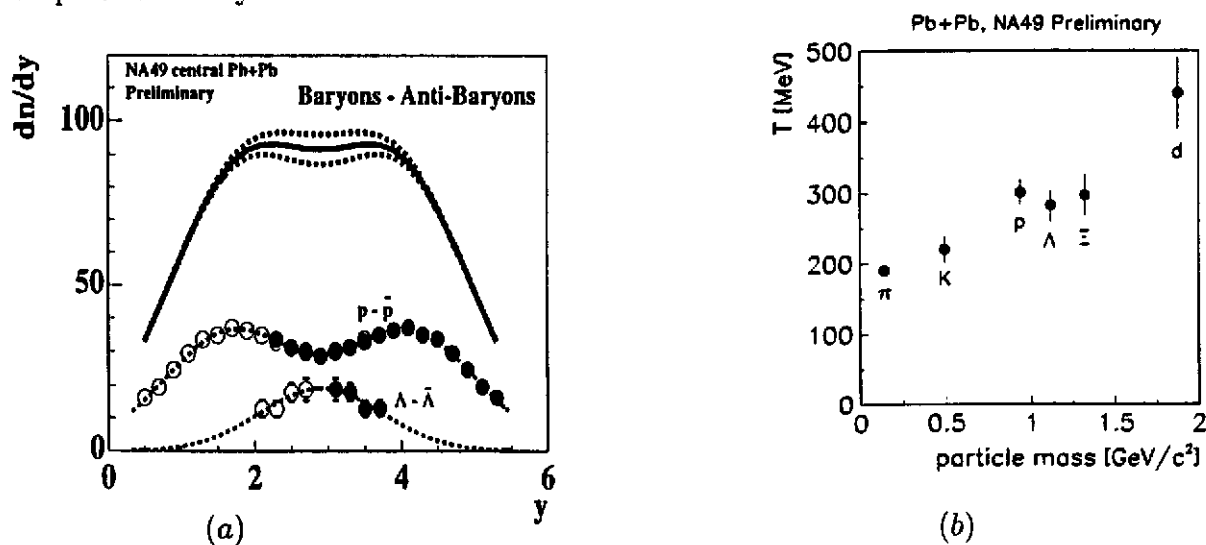
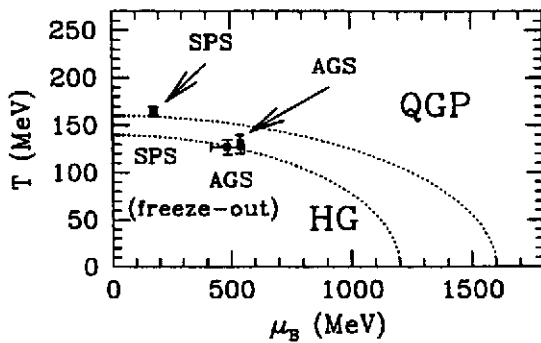


fig.I.10:(a) Distributions de rapidité nette des protons ($p - \bar{p}$) et des Λ ($\Lambda - \bar{\Lambda}$) mesurées au SPS (cercles). Distribution de rapidité nette de tous les baryons (trait plein) en faisant la somme: $2.1(p - \bar{p}) + 1.6(\Lambda - \bar{\Lambda})$, les facteurs 2.1 et 1.6 tenant compte respectivement des neutrons et des hyperons plus lourds. Figure extraite de [46]. (b) "Températures" transverses (T) apparentes (pentes inverses des spectres en masse transverse de divers hadrons) mesurées au SPS dans les collisions Pb+Pb à 158 A GeV. Figure extraite de [58].

En reproduisant les distributions $(1/m_{\perp}) * dN/dm_{\perp}$ par la fonction $C * e^{-m_{\perp}/T}$ (où C est une constante), on peut extraire le paramètre T pour les divers hadrons détectés (voir fig.I.10.(b)). Cette température apparente augmente avec la masse des particules. Ceci est expliqué actuellement par les effets du mouvement collectif qui affectent la pente des spectres différemment suivant la masse des hadrons. En effet, si en première approximation, on considère que la vitesse

de flow (contrairement à la vitesse "thermique") est indépendante de la masse de la particule (m), l'énergie cinétique correspondant à ce mouvement collectif, en revanche, augmente avec la masse. En utilisant une formule empirique et en évaluant la vitesse d'expansion collective transverse β_{\perp}^{flow} des particules, on peut déterminer la température "vraie" (T^{fo}) des hadrons au freeze-out: $T^{fo} = T - m < \beta_{\perp}^{flow} >^2$. Mais cette détermination est ambiguë car elle dépend de la manière dont on modélise le flow (profils de vitesse, de densité...). Les valeurs de $< \beta_{\perp}^{flow} >$ évaluées au SPS se situent entre 0.2 c et 0.5 c et la température T^{fo} autour de 160 MeV (voir tab.I.2). Notons que cette température de freeze-out est inférieure à celle de la boule de feu initiale.

Une revue récente des résultats obtenus dans les collisions Pb+Pb à 158 A GeV par la collaboration NA49 se trouve dans les articles [46, 47, 58].



ACCELERATEUR	AGS	SPS
dN/dy (hadrons) $\rightarrow \epsilon$ ($\frac{\text{GeV}}{\text{fm}^3}$)	1	2.5
dN_{net}/dy (baryons) $\rightarrow \mu_B$ (MeV)	500	200
$dN/dp_t \rightarrow T^{fo}$ (MeV)	130	160

tab.I.2

fig.I.11: Températures (T^{fo}) et potentiels chimiques baryoniques (μ_B) mesurés dans les collisions d'ions lourds à l'AGS et au SPS.

L'évolution attendue avec les accélérateurs RHIC et LHC est ponctuée de points d'interrogation sur la figure I.9.(b). On prédit une diminution du stopping et donc du potentiel chimique: les nucléons incidents possèdent une énergie trop élevée pour pouvoir la déposer complètement, s'arrêter et s'amasser dans la région centrale. Ils conservent donc des rapidités élevées mais sont néanmoins suffisamment ralentis par de multiples collisions pour engendrer une production massive de nouvelles particules. On prévoit donc une forte augmentation de la température: conditions qui nous rapprocheraient des caractéristiques de l'univers primordial et permettraient de dépasser largement le domaine ambigu de coexistence de phases. On s'attend à une production de particules beaucoup plus importante qu'au SPS (au LHC, environ un ordre de grandeur de plus : voir partie IV): plusieurs milliers de particules par unité de rapidité dans le domaine situé autour de la rapidité du centre de masse, témoignant d'une densité d'énergie et d'une température pouvant atteindre $10 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ et 260 MeV respectivement.

B) Evolution du PQG: le scénario de Bjorken

Pour schématiser l'évolution du PQG (fig.I.12), on se limite généralement à considérer son expansion longitudinale (suivant l'axe z des noyaux incidents) en fonction du temps (t) dans le laboratoire.

Les noyaux, qui ont une vitesse (v) initiale proche de la vitesse de la lumière (c), entrent en contact au temps $t = 0$. Suivant ce modèle et diverses spéculations théoriques [35, 38, 50], les valeurs de temps propre (τ) correspondant (très approximativement) aux différentes phases de la réaction (à l'échelle d'énergie du SPS) sont représentées par les hyperboles de la fig.I.12.

Le temps τ est le temps exprimé dans le repère propre des composants du système formé en expansion ($\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$).

Ainsi d'après ces prédictions, le PQG se formerait durant une période de pré-équilibre d'environ 1 fm/c, conduisant à un système thermalisé (en équilibre thermique) de très petite dimension

(quelques fm^3). On pense que le temps d'équilibration chimique des quarks légers (u, d) pourrait être du même ordre ou un peu plus long (~ 1 à $3 \text{ fm}/c$) et que la durée totale de cette phase PQG ne devrait pas excéder 5 à 7 fm/c .

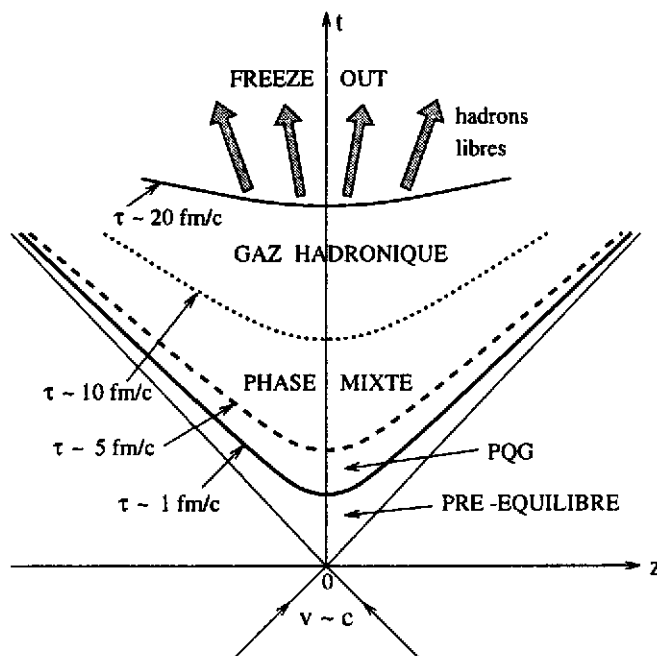


fig.I.12: Scénario d'évolution avec le temps d'un PQG formé dans une collision d'ions lourds.

L'étape suivante de ce scénario consiste en un refroidissement (diminution de la température proportionnelle à $\tau^{1/3}$) du plasma qui va subir une forte expansion hydrodynamique associée à une évaporation de particules à partir de sa surface, avant de se transformer progressivement en gaz hadronique lorsque la température atteint le seuil critique (T_c). Après cette période de coexistence de phases, lorsque $\tau \sim 10-20 \text{ fm}/c$, le système se trouve sous la forme d'un gaz hadronique qui se détend et se refroidit lui même fortement, pouvant atteindre un volume de 10^5 fm^3 , avant de se disloquer en hadrons libres : c'est le "freeze out" (à partir de $\tau \sim 20 \text{ fm}/c$) qui est défini comme le moment où la composition chimique du système se fige c'est-à-dire que les hadrons cessent d'interagir entre eux et entament leur trajectoire jusqu'aux détecteurs.

3) Les signatures expérimentales du PQG

Rechercher expérimentalement une manifestation du PQG lors d'une collision d'ions lourds consiste généralement à mesurer une observable dont la valeur est sensée, d'après les arguments théoriques, varier de façon significative suivant que l'évolution du système formé est caractérisée par une phase de plasma ou qu'elle a suivi un scénario purement hadronique. D'un point de vue théorique et "idéaliste", c'est une observable dont le comportement doit changer plus ou moins "brusquement" lorsque la densité d'énergie (ϵ) dépasse la densité critique et dont la valeur doit donc être différente de part et d'autre de ce seuil de transition de phase.

La démarche expérimentale, consiste donc à comparer la valeur que prend cette observable dans une collision proton-noyau où l'on est convaincu d'être sous le seuil ϵ_c avec sa valeur dans une collision noyau-noyau pour laquelle on espère avoir dépassé cette densité critique. Cela consiste souvent à interpréter les données des collisions noyau-noyau en comparant le comportement qu'on y observe avec celui que l'on y attend dans le cas d'un scénario hadronique, établi en extrapolant au cas noyau-noyau les mesures effectuées dans les collisions p-p, p-noyaux. Si des

différences significatives sont constatées et, si de surcroît, ces variations sont inexplicables par les modèles mettant en jeu des processus purement hadroniques, elles peuvent alors constituer une preuve de la formation d'un PQG.

On peut dire grossièrement qu'il existe deux types de modèles hadroniques: les modèles statistiques d'une part qui traitent le système formé comme un gaz hadronique en équilibre thermique et chimique et d'autre part les modèles dynamiques microscopiques qui décrivent la réaction entre les deux noyaux comme une cascade de collisions nucléon-nucléon où les phénomènes hors équilibre sont pris en compte. Aux énergies de bombardement du SPS, ces approches dynamiques se fondent pour la plupart sur un traitement phénoménologique des interactions non perturbatives entre les quarks des nucléons en collision [52, 53, 54]: elles modélisent souvent la formation de nouvelles particules (baryons et mésons) par la création et la cassure de cordes entre ces quarks (voir partie II.I).

Les problèmes liés à cette démarche sont de deux natures:

a) les conclusions que l'on peut tirer de ces études sont fortement dépendantes des modèles utilisés. Les phénomènes qui se produisent dans les collisions p+noyau ne sont pas suffisamment bien maîtrisés pour constituer une référence hadronique totalement sûre.

b) le choix des observables est particulièrement délicat. Il est en effet très difficile de signer le PQG car il s'agit d'un état transitoire de très faible durée de vie et de dimensions extrêmement réduites dont les signatures peuvent être totalement noyées dans le bruit de fond issu de la phase hadronique ultérieure, de durée et de volume beaucoup plus importants (voir fig.I.12).

En outre, certaines signatures et en particulier les signatures cinématiques (distribution du moment transverse moyen $\langle p_{\perp} \rangle$ en fonction de la densité de rapidité dN/dy par exemple) peuvent être gravement affectées et même détruites par les interactions hadroniques dans l'état final. En effet, la température et la densité caractérisant la phase de gaz hadronique sont encore très élevées, impliquant de multiples interactions entre hadrons tant que le "freeze out" n'a pas eu lieu, c'est-à-dire tant que l'on n'est pas descendu au-dessous du seuil de portée de l'interaction forte. Le "freeze out" se produit lorsque le libre parcours moyen des hadrons devient supérieur à la taille du système.

Ainsi, les signatures les plus robustes a priori sont fondées sur:

- les signaux leptoniques car les leptons n'interagissent pas par interaction forte avec les composants du gaz hadronique.
- les signaux liés aux nombres quantiques tels que l'étrangeté, qui sont en principe peu affectés par les interactions finales entre les hadrons.

Nous allons maintenant décrire très sommairement les principales signatures du PQG et faire un bref survol des résultats expérimentaux. Cette revue ne saurait donc être considérée comme exhaustive (pour un tour d'horizon plus complet et plus détaillé, voir [5, 6, 58]).

Avant de rechercher des signaux spécifiques du PQG, il faut caractériser le plus précisément possible les propriétés générales des systèmes que l'on forme dans les collisions d'ions lourds, c'est-à-dire recueillir des informations sur les conditions initiales de la boule de feu, son évolution spatio-temporelle, ses caractéristiques thermodynamiques, ..., au moyen d'observables globales.

A) Les observables globales

a) Conditions géométriques initiales:

Le paramètre d'impact (b) de la collision peut être déterminé en mesurant diverses quantités

directement corrélées à la centralité de la réaction:

- La multiplicité ou l'énergie transverse totale des produits de la réaction qui augmentent avec la violence de la collision (i.e., lorsque b diminue).

- L'énergie et le nombre des particules "spectatrices" qui augmentent avec b : dans un modèle géométrique simple du type "participant-spectateur", on considère que les nucléons qui sont dans la zone de recouvrement des deux noyaux participent à la collision tandis que les autres n'interagissent pas et gardent intacte leur énergie cinétique longitudinale initiale.

Ces mesures permettent d'opérer une classification des collisions suivant leur degré de centralité, l'objectif étant d'observer l'évolution des signaux spécifiques en fonction de la densité d'énergie qui dépend du paramètre d'impact (elle augmente lorsque b diminue).

b) Evolution spatio-temporelle:

Etudier les effets de la dynamique de la collision est primordial pour interpréter correctement les signaux émanant de la boule de feu. Il faut notamment évaluer les effets de mouvement collectif (flow) [55]. Des informations sur la taille et la durée de vie du système peuvent être extraites au moyen des techniques de corrélation (interférométrie HBT) des hadrons émis [56, 57, 49].

c) Caractéristiques thermodynamiques:

La mesure des distributions de rapidité et de masse transverse des hadrons (p, K, π, \dots) ainsi que la mesure des rapports ($p/K, K/\pi, \dots$) permettent une description (bien que délicate) du système en termes de S/A (entropie par baryon), de densité d'énergie, de température et de potentiel chimique (voir partie I.2.A).

La démarche expérimentale vise à corrélérer les observables globales avec les signaux spécifiques du PQG. L'idéal serait de pouvoir mesurer toutes les observables globales événement par événement. Au SPS, les multiplicités de particules sont encore trop faibles pour réaliser cette étude événement par événement dans de bonnes conditions statistiques: les analyses s'y font sur la base de classes d'événements. En revanche, nous verrons que les collisionneurs RHIC et LHC offriront cette possibilité.

Les signatures prédites pour le PQG peuvent être grossièrement rangées en 3 catégories: les sondes qui se fondent sur la détection des dileptons et des photons, les signaux mesurés à partir des hadrons ("signatures hadroniques") et les phénomènes "exotiques" (strangelets,...). Ces derniers seront traités en détail dans la partie III de ce cours.

B) Leptons et photons

Une synthèse schématique des diverses signatures attendues est réalisée sur la fig.I.13, centrée autour de la distribution en masse invariante des dileptons. Sur ce dessin idéalement "propre", on peut voir sortir du bruit de fond les différentes résonances qui se désexcitent en paires de leptons e^+e^- et $\mu^+\mu^-$.

a) Restauration de la symétrie chirale:

La disparition progressive du condensat de quarks dans un milieu dense et chaud devrait se traduire par une diminution de la masse des mésons vecteurs ρ, ω, ϕ et/ou une augmentation de la largeur de ces résonances. On espère donc voir expérimentalement dans les collisions noyau-noyau un surplus de dileptons e^+e^- dans la région de masse en dessous de 700 MeV par rapport à ce que l'on mesure dans les collisions p -noyau.

Les mesures effectuées jusqu'à présent au SPS par l'expérience NA45 CERES, pour les collisions S+Au [59] et plus récemment pour Pb+Au [60] révèlent effectivement un tel excès: sur la fig.I.14, les données sont comparées à la production de e^+e^- attendue dans les processus de désintégration des $\pi^0, \eta, \eta', \rho, \omega, \phi$ qui décrivent correctement les collisions p+Pb.

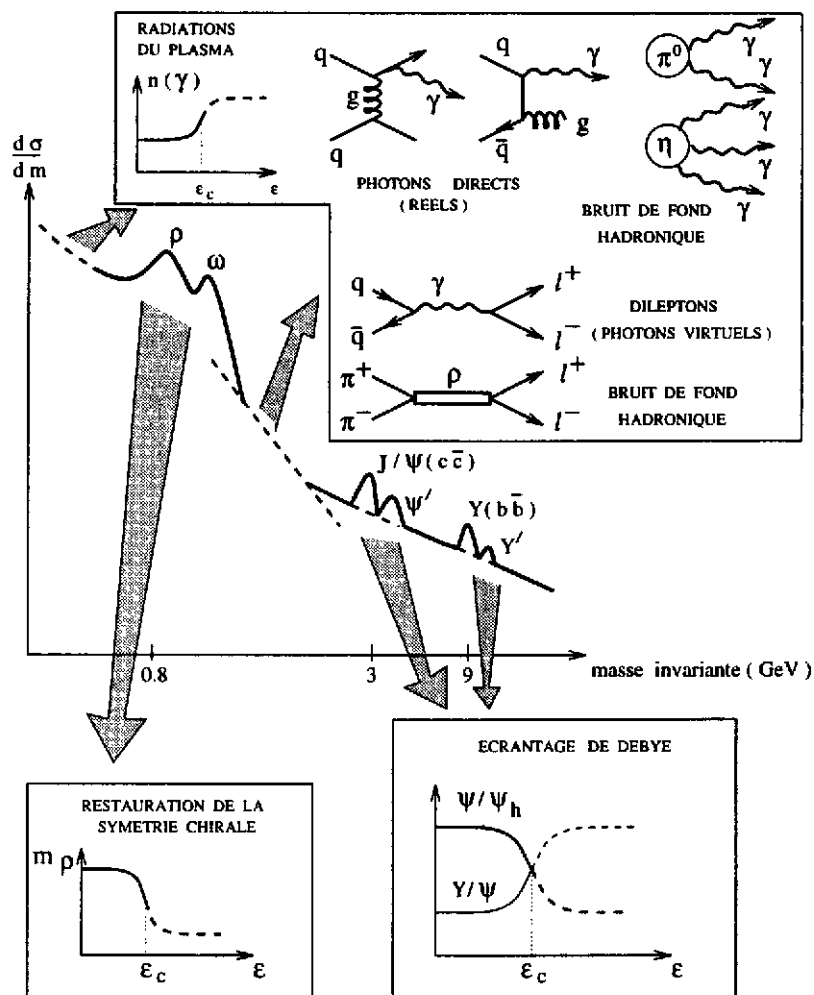


fig.I.13: spectre de masse invariante des dileptons.

Cet excès peut être expliqué par la formation d'un PQG mais il reste également compatible avec un scénario hadronique, lorsqu'on considère, en plus de l'annihilation $\pi^+\pi^- \rightarrow l^+l^-$, deux processus plus complexes. L'un suppose pour le méson ρ une masse dépendant du milieu [61,62], l'autre explique l'augmentation de la largeur du ρ par une modification du pion et une diffusion du ρ dans le milieu [63].

b) Radiations du plasma:

On pense que la phase plasma ($\epsilon > \epsilon_c$) devrait engendrer une production accrue de photons (γ). Les calculs théoriques montrent en effet que la création de photons réels (ou directs), par annihilation ou interaction de quarks dans le PQG, ainsi que la production de photons virtuels (par annihilation $q\bar{q}$) devrait excéder la production de photons envisagée dans un gaz de hadrons [6]. Mais la mise en évidence de tels excès est extrêmement difficile en raison de l'ampleur du bruit de fond hadronique émanant principalement de la désexcitation des mésons π^0 et η et de l'annihilation $\pi^+\pi^-$ (voir fig.I.13) A l'heure actuelle, en ce qui concerne la mesure des photons directs par les expériences WA80 [64], CERES [59] et celle des dileptons par les collaborations HELIOS et NA38 [65, 66], les excès (peu significatifs) enregistrés dans les collisions S+Au (par rapport à p-noyau) restent explicables par des processus hadroniques. En

revanche, les données de WA98 et de CERES, relatives aux collisions centrales Pb+Pb(Au), [67, 68], montrent un excès beaucoup plus net de photons directs et de dileptons par rapport au bruit de fond hadronique.

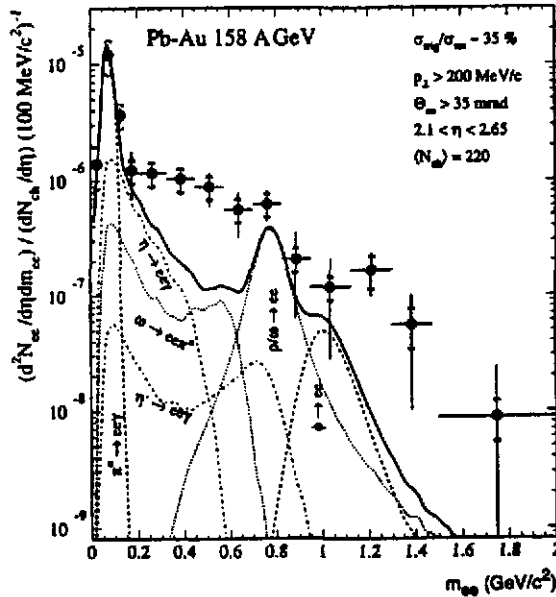


fig.I.14: Spectre de masse invariante des di-électrons dans les collisions Pb-Au, normalisé à la densité de particules chargées et comparé (voir texte) au bruit de fond hadronique (p+Pb).

c) Ecrantage de Debye

A cause de l'effet d'écrantage de la force de couleur dans un plasma, les états liés de quarks charmés $c\bar{c}$ (charmonium) donnant lieu aux résonances de la famille du ψ (J/ψ et ψ') devraient disparaître [69, 70] dès que la température dépasse la température critique. En revanche, les états de quarks beaux $b\bar{b}$ (Υ et Υ') peuvent rester liés bien au delà de T_c . Si l'on forme un PQG, on devrait observer expérimentalement, une suppression des charmonia par rapport à leur taux de production dans un processus hadronique (ψ_h). Cette problématique, les résultats expérimentaux très prometteurs de NA50 (suppression "anormale" du J/ψ) et leur interprétation [71, 72, 73, 74, 75] qui semble révéler l'empreinte du PQG, sont décrits en détail par M. Gonin dans son cours (Joliot Curie 98).

C) Les signatures hadroniques

Concernant les signatures hadroniques, dont quelques unes sont répertoriées plus bas, celles qui se fondent sur la production d'étrangeté sont probablement les plus prometteuses et seront traitées en détail dans la partie II.

- Les éventuelles fluctuations d'entropie ou de densité d'énergie sur l'ensemble du domaine de rapidité couvert lors des collisions doivent être mesurées car elles pourraient témoigner de phénomènes critiques associés à la transition de phase hadrons/PQG.
- De même, on pense que les phénomènes critiques associés à la transition chirale pourraient se manifester par des "condensats de chiralité désorientés" [76] que l'on espère déceler par la mesure des rapports $\pi^0/(\pi^+ + \pi^-)$.
- Le temps d'expansion du système, mesurable par les méthodes d'interférométrie (HBT), est selon certains calculs, sensible au scénario d'évolution du système: il serait plus élevé si l'on passe par une période de coexistence de phases.
- Les mesures des jets et du charme ouvert seront traitées dans la partie IV.

II : PRODUCTION DE BARYONS ET D'ANTI-BARYONS (MULTI-)ÉTRANGES

A) Les idées de départ:

Ce sont J. Rafelski et B. Müller qui, les premiers, ont suggéré (au début des années 80) que la création de paires quark-antiquark étranges ($s\bar{s}$) et la formation subséquente de baryons et d'anti-baryons étranges devait être plus abondante dans un PQG que dans un milieu hadronique [1, 77-81]. Comparons les deux situations:

1) Selon eux, dans un PQG, le temps d'équilibration chimique de l'étrangeté grâce à la fusion de gluons et l'annihilation de quarks légers $q\bar{q}$ ($q = u, d$) devrait être rapide: de l'ordre de 5 à 6 fm/c, ce qui correspond à peu près à la durée de vie estimée du plasma. La concentration de $s\bar{s}$ ($N_{s\bar{s}}$) a donc le temps, avant l'hadronisation du PQG, d'atteindre sa concentration à l'équilibre, i.e., sa concentration maximale. A l'équilibre chimique, $N_{s\bar{s}}$ est proportionnelle à $e^{-m_s/T}$ où m_s est la masse du quark s et T la température.

Dans ce milieu déconfiné, où l'on prédit une restauration (partielle) de la symétrie chirale, m_s devrait fortement diminuer, passant de la valeur effective (~ 500 MeV) qu'elle a pour les quarks constituants dans les hadrons à une valeur bien moindre (~ 150 MeV), favorisant ainsi d'un point de vue thermodynamique la production de paires $s\bar{s}$.

A cela s'ajoute un argument supplémentaire: dans des conditions de forte densité baryonique, le niveau de Fermi (E_F), en dessous duquel tous les états des quarks légers q sont déjà occupés et donc bloqués (principe de Pauli), est élevé. Si $E_F > 2m_s$, il devient plus favorable de créer une paire $s\bar{s}$ qu'une paire $q\bar{q}$.

2) Dans un Gaz Hadronique (GH), l'équilibration chimique de l'étrangeté devrait être beaucoup plus lente, en tous cas dépasser largement la durée de vie du système ($\tau_{GH}^{vie} \sim 30$ fm/c). La concentration en hypérons n'a donc pas le temps de saturer à sa valeur à l'équilibre. Cette tendance est d'autant plus marquée que la masse de l'hypéron est élevée. Nous verrons en effet que les hypérons "légers" tels que le Λ (uds), de masse $m_\Lambda = 1115$ MeV, peuvent être produits en assez grand nombre dans un milieu hadronique du fait de leurs seuils de formation raisonnables et donc s'approcher de leur concentration maximale avant le temps τ_{GH}^{vie} . En revanche, les hypérons plus lourds: le Ξ (qss) de masse 1315 MeV et le Ω (sss) de masse 1672 MeV ainsi que les anti-baryons associés $\bar{\Xi}$ et $\bar{\Omega}$ sont très défavorisés. Leur production directe (i.e., en une seule réaction du type $\pi + \pi \rightarrow \Omega + \bar{\Omega}$) nécessite une énergie très élevée (seuil ~ 3 GeV), tandis que leur production indirecte (3 ou 4 réactions successives) nécessite un temps moyen d'environ 100 fm/c ($\gg \tau_{GH}^{vie}$).

Ces (anti-)baryons multi-étranges constituent donc à priori une sonde particulièrement intéressante pour distinguer entre les scénarios GH et PQG. Encore faut-il que cette signature éventuelle du plasma ne soit pas trop affectée par les interactions dans l'état final qui succède au PQG. Durant cette phase hadronique, l'étrangeté ne peut être détruite que par les annihilations $s\bar{s} \rightarrow q\bar{q}$ qui se produisent dans des réactions du type $\Lambda + K^+ \rightarrow n + \pi^+$. Mais, vu la faible concentration des particules étranges par rapport à la multitude de hadrons non étranges, la probabilité de ces annihilations est (selon les calculs de P. Koch et al. [78]) très faible. Ces mêmes calculs montrent que la température dans l'état final n'est plus suffisante pour engendrer une production significative de baryons étranges lourds. La production de $s\bar{s}$ constitue donc un témoin assez "robuste" des premiers instants de la boule de feu.

Les (anti-)baryons étranges se désintègrent par interaction faible ($s \rightarrow q$) et sont détectés expérimentalement par leurs produits de désintégration (p, π, K). Il est possible de les identifier ainsi car leur temps de vie ($\sim 10^{-10} s$) et leur distance de vol (quelques centimètres en moyenne) sont suffisamment grands, devant la durée de vie de la boule de feu ($\sim 10^{-22} s$) et sa taille au freeze-out, pour pouvoir distinguer entre leurs vertex secondaires de désintégration et le vertex primaire de la collision.

B) Equilibration chimique de $s\bar{s}$ dans un PQG

D'après P. Koch, B. Müller et J. Rafelski [1, 78, 79] les principaux mécanismes de production de $s\bar{s}$ dans un plasma (fig.II.1) sont les suivants (à l'ordre le plus bas de QCD):

(1) annihilation $q\bar{q}$

(2) fusion (conversion) de deux gluons: ce dernier processus est largement dominant car la densité des gluons est beaucoup plus élevée que celle des quarks en raison de la dégénérescence (en 8 couleurs) et de la masse nulle des gluons.

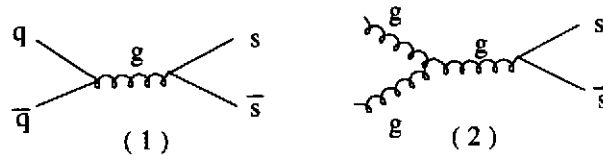


fig.II.1: mécanismes de production des paires $s\bar{s}$.

Partant d'un PQG où les q, \bar{q} et gluons sont à l'équilibre thermique et chimique ($gg \leftrightarrow q\bar{q}$), situation que l'on pense atteindre au bout d'environ 1-2 fm/c (voir fig.II.2), on peut calculer, à partir des sections efficaces des réactions (1) et (2), le temps d'équilibration chimique (τ^{eq}) de $s\bar{s}$. C'est le temps où la production d'étrangeté sature, c'est-à-dire le temps où les paires $s\bar{s}$ ($N_{s\bar{s}}$) atteignent leur concentration maximale ($N_{s\bar{s}}^{eq}$).

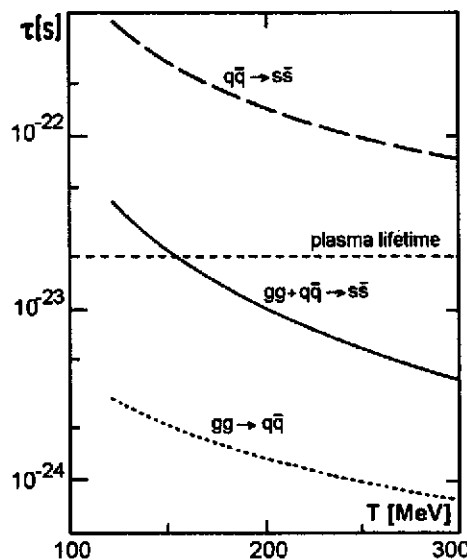


fig.II.2: Temps d'équilibration chimique (τ) en fonction de la température (T). La droite horizontale (en pointillés) correspond à la durée de vie estimée du PQG (6 fm/c).

La variation de τ^{eq} en fonction de la température du plasma est montrée sur la fig.II.2 [78]. Si l'on se place autour de $T=150-160$ MeV, ce qui est proche de la température critique attendue pour la formation d'un plasma et qui correspond aussi aux températures mesurées dans les collisions d'ions lourds au SPS, on voit que les mécanismes $gg \leftrightarrow s\bar{s}$ et $q\bar{q} \leftrightarrow s\bar{s}$ conduisent à un temps d'équilibration d'environ 6 fm/c. La fusion de gluons est déterminante: elle permet de gagner un facteur 10 par rapport au temps d'équilibration (~ 50 fm/c) que l'on aurait si l'on ne considérait que le processus $q\bar{q} \leftrightarrow s\bar{s}$. Ce temps de 6 fm/c est proche du temps de vie du PQG. La concentration en $s\bar{s}$ ($N_{s\bar{s}}$) a donc le temps de se rapprocher fortement de la concentration à l'équilibre. Sur la fig.II.3 [78] qui montre l'évolution de $N_{s\bar{s}}$ en fonction du temps pour différentes températures, on voit en effet que, lorsque $t = 6$ fm/c, $N_{s\bar{s}} \sim 0.75N_{s\bar{s}}^{eq}$ à $T = 160$ MeV et atteint $0.9N_{s\bar{s}}^{eq}$ pour $T = 200$ MeV.

La formation d' (anti-)hypérons par recombinaison de quarks u , d et s lors de l'hadronisation du PQG sera facilitée par ces conditions de forte concentration en paires $s\bar{s}$.

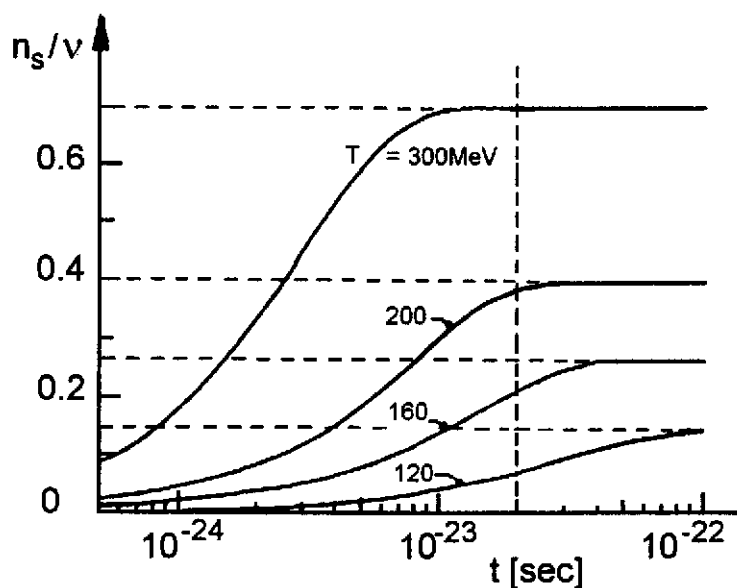


fig.II.3: Concentration en quarks étranges (n_s), normalisée à la concentration totale en quarks (ν) en fonction du temps (t) pour différentes températures. Les droites horizontales (en pointillés) indiquent les concentrations maximales à l'équilibre chimique. La droite verticale (en pointillés) correspond à $t=6$ fm/c.

C) Formation des (anti-)baryons (multi-)étranges dans un gaz hadronique:

Suivant la même logique que celle utilisée pour décrire la production de paires $s\bar{s}$ dans un plasma, J. Rafelski et al. [77, 78, 79] ont évalué la production d'étrangeté dans un gaz hadronique. En considérant un système hadronique à l'équilibre thermique ($T \sim 150$ MeV) ne contenant que des hadrons non étranges ($p, \bar{p}, n, \pi, \dots$) en équilibre chimique, i.e., en partant d'une concentration d'hypérons $N_Y^{t=0} = 0$, on peut calculer l'évolution de cette concentration avec le temps (dN_Y/dt) jusqu'au freeze-out du système. Cette équation cinétique est déduite de toutes les réactions de production, d'échange ou de destruction de l'étrangeté. Les sections efficaces de ces réactions sont extrapolées (tabulées) à partir de mesures expérimentales et moyennées thermiquement (i.e., les hadrons qui interagissent ont des vitesses qui suivent une distribution fixée par la température).

Voici quelques exemples de réactions de production de particules étranges:



On constate que si une seule réaction (impliquant un pion et un nucléon (N) et relativement peu coûteuse en énergie : ~ 500 MeV) suffit à créer un Λ , les conditions de production d'un Ξ ($\bar{\Xi}$) ou d'un Ω ($\bar{\Omega}$) sont beaucoup plus défavorisées.

Pour former un Ω ou un $\bar{\Omega}$ par exemple, il faut une séquence de 3 réactions successives, qui dure environ 100 fm/c en moyenne, ce qui est très supérieur au temps de freeze-out. De plus le processus de production du $\bar{\Omega}$ nécessite au départ un anti-nucléon \bar{N} , or dans un environnement où (comme au SPS) la densité baryonique est élevée, le nombre d'anti-nucléons est beaucoup plus faible que le nombre de nucléons. De plus, la section efficace de la réaction $p + \bar{p} \longrightarrow 5\pi$ est environ 100 fois plus élevée que la réaction $\pi + \bar{p} \longrightarrow \bar{K} + \bar{\Lambda}$.

On peut également fabriquer une paire $\Omega\bar{\Omega}$ directement ($\pi + \pi \longrightarrow \Omega + \bar{\Omega}$) mais cette réaction est défavorisée car elle nécessite plus de 3 GeV d'énergie dans le centre de masse.

A tout ceci s'ajoute le fait que les réactions d'échange de l'étrangeté ont des sections efficaces beaucoup plus grandes que les réactions de production répertoriées plus haut.

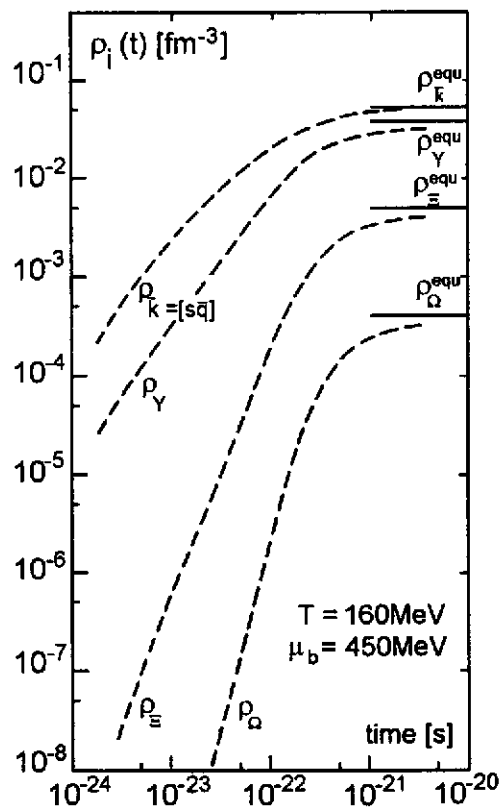


fig.II.4: Evolution de la concentration (ρ) des kaons et des hypérons dans un gaz hadronique en fonction du temps (courbes en pointillés). Les concentrations à l'équilibre (ρ^{eq}) sont données par les traits pleins.

Pour toutes ces raisons, l'équilibre chimique de l'étrangeté est loin d'être atteint durant la vie du GH, en tous cas en ce qui concerne les baryons et les anti-baryons lourds Ξ ($\bar{\Xi}$) et Ω ($\bar{\Omega}$). Ceci est illustré par la fig.II.4 [78] qui montre l'évolution de la concentration des hypérons avec le temps. Si l'on considère un temps de freeze-out de 10^{-22} s (30 fm/c), on constate que les

hypérons légers ($Y = \Lambda, \Sigma$) sont assez proches (à la moitié) de leur concentration maximale. En revanche pour le Ξ on observe un déficit de plus d'un facteur 10. L'écart par rapport à la valeur à l'équilibre est encore plus grand pour le Ω : supérieur à un facteur 100. Ainsi, dans un gaz hadronique, l'écart entre les divers hypérons augmente avec leurs masses [78, 79, 80]. Il est à noter que la production des anti-baryons multi-étranges est encore plus défavorisée que celle des baryons: pour le $\bar{\Xi}$ et le $\bar{\Omega}$, on se situe au moment du freeze-out respectivement à 1/100 et à 1/1000 de leur concentration à l'équilibre [78].

D) Comparaison qualitative entre la production d'hypérons à partir d'un PQG et d'un GH au freeze-out:

Les différences de temps d'équilibration chimique, suivant que l'on passe par un plasma ou que l'on reste dans un scénario hadronique, suggère les 2 tendances suivantes, au niveau des rapports de concentrations des hypérons Λ, Ξ et Ω :

(1) Les écarts entre les différents types d'hypérons produits à partir d'un PQG, où l'on est proche de l'équilibration chimique de $s\bar{s}$, varient peu avec la masse des hypérons.

$$\text{On a } \Omega/\Xi]_{PQG} \sim \Xi/Y]_{PQG}$$

En revanche, dans un GH, l'écart entre Ω et Ξ est plus grand que l'écart entre Ξ et Λ :

$$\Omega/\Xi]_{GH} < \Xi/Y]_{GH}$$

(2) Les écarts entre baryons étranges sont plus marqués dans le GH que dans le scénario PQG:

$$\Xi/Y]_{PQG} > \Xi/Y]_{GH}$$

$$\Omega/\Xi]_{PQG} > \Omega/\Xi]_{GH}$$

En combinant les observations (1) et (2), on peut déduire une hiérarchie supplémentaire:

$$\frac{\Omega/\Xi]_{PQG}}{\Omega/\Xi]_{GH}} > \frac{\Xi/Y]_{PQG}}{\Xi/Y]_{GH}} > 1$$

L'ensemble de ces tendances s'applique aussi bien aux hypérons qu'aux anti-hypérons.

Au vu de ces tendances, nous comprenons que la mesure expérimentale des rapports $\Xi/Y, \Omega/\Xi$ et $\bar{\Xi}/\bar{Y}, \bar{\Omega}/\bar{\Xi}$ devrait nous apporter de sérieuses indications sur le scénario qui s'est produit lors de la collision.

E) La démarche expérimentale:

Cette démarche consiste, pour une énergie de bombardement donnée (typiquement 160-200 GeV/nucl. au SPS), à comparer les rapports d'hypérons produits dans un système hadronique p+p ou proton-noyau, i.e., où l'on est sûr que la densité d'énergie (ϵ) n'a pas dépassé le seuil critique (ϵ_c) de formation d'un PQG, avec ces mêmes rapports issus d'une collision noyau-noyau où l'on espère avoir dépassé ϵ_c , c'est-à-dire avoir formé un PQG. Ce sont les collisions des noyaux les plus lourds (tels que Pb+Pb), à très faible paramètre d'impact, qui offrent le

maximum de chances de former un plasma, puisque la densité d'énergie augmente avec la masse des noyaux et la centralité de la collision.

Les principales expériences (sur cible fixe au SPS), qui mesurent les hyperons, sont les suivantes: NA35 [82], NA36 [83], WA85 [84, 85], WA94 [86], WA97 [87-91] et NA49. Les principaux systèmes étudiés sont: p+p, p+W, S+S, S+W, S+Pb à 200 A GeV ainsi que p+p, p+Pb, p+Au et Pb+Pb à 160 A GeV.

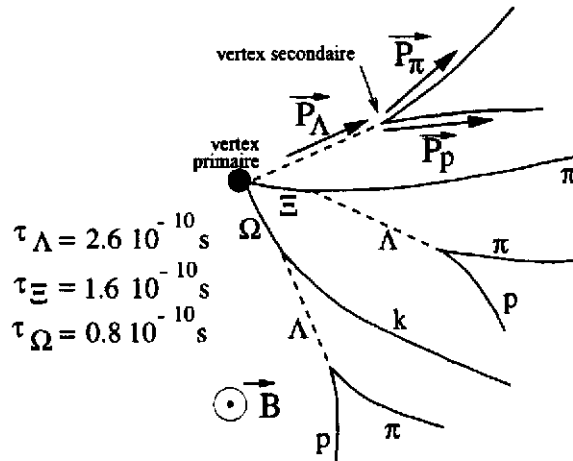


fig.II.5: Chaînes de désexcitation des hyperons dans un champ magnétique \vec{B} .

Les hyperons sont identifiés grâce à leurs produits de désintégration (p, π, K), dont les trajectoires ne pointent donc pas au vertex principal de la collision. Les chaînes de désintégration du Λ , du Ξ et du Ω sont représentées sur la fig.II.5 de même que leurs durées de vie. Leurs distances de vol correspondent à quelques centimètres dans le centre de masse et à quelques dizaines de centimètres dans le laboratoire. Prenons le cas du Λ (voir fig.II.5): les trajectoires du p et du π , courbées par le champ magnétique \vec{B} , sont reconstruites par un système de tracking (chambre à étincelles dans NA35, TPC dans NA36 et NA49, chambres à fils dans WA85-WA94, détecteurs au silicium à pixels et micropistes dans WA97). Ayant ainsi déterminé le rayon de courbure ρ de ces traces, on déduit le p/Z (p : moment, Z : charge) des produits de désintégration, grâce à la relation $B\rho = p/Z$. En faisant des hypothèses sur l'identité (π, K ou p) de ces produits de désintégration ou en les identifiant (dans NA49) par la mesure de leur perte d'énergie (combinée à l'information sur leur impulsion), on remonte à l'impulsion et à la masse du baryon émetteur. La mesure du Ξ ou du Ω nécessite une étape de plus: il faut d'abord reconstruire le Λ et l'associer avec un pion (ou un kaon) pour reconnaître l'émetteur initial.

Les expériences WA85 et WA94 [84, 85, 86] ont obtenu des résultats très prometteurs en comparant la production d'hyperons dans les collisions p+W et dans les collisions S+W et S+S à 200 GeV/nucl. Ils ont notamment montré que les rapports suivants étaient supérieurs à 1.

$$\frac{\Xi/\Lambda]_{S+W}}{\Xi/\Lambda]_{p+W}} > 1 \quad \frac{\Xi/\Lambda]_{S+W}}{\Xi/\Lambda]_{p+W}} > 1$$

Cette tendance est compatible, d'après les arguments théoriques développés précédemment, avec la formation d'un PQG dans les collisions S+W (S+S). Mais ces rapports sont explicables également par des modèles hadroniques. Une étude plus complète, incluant notamment la mesure des $\Omega, \bar{\Omega}$ était nécessaire pour contraindre davantage les modélisations hadroniques.

Je ne décrirai en détail que les résultats de WA97 car il s'agit d'une expérience qui permet, depuis 1996, de mesurer dans les conditions optimales, i.e., dans les collisions de "vrais"

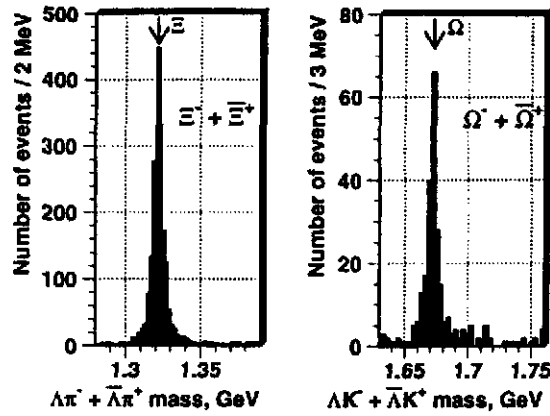


fig.II.6: Distributions de masse invariante des Ξ (Ξ) et des Ω (Ω).

ions lourds (Pb+Pb à 160 A GeV), toute la panoplie $\Lambda, \bar{\Lambda}, \Xi, \bar{\Xi}$ et $\Omega, \bar{\Omega}$. En effet, les autres expériences sont limitées soit aux noyaux légers soit à un appareillage moins optimisé pour mesurer de manière satisfaisante les $\Omega, \bar{\Omega}$. Les collisions Pb+Pb permettent d'avoir une statistique suffisante en ce qui concerne ces baryons multi-étranges. Mais en contre partie, l'augmentation de la multiplicité des particules chargées a nécessité dans WA97 le développement d'outils de tracking et d'identification plus performants (de très bonne granularité) basés sur des détecteurs au silicium. La qualité que l'on obtient pour les spectres en masse invariante est visible sur la fig.II.6.

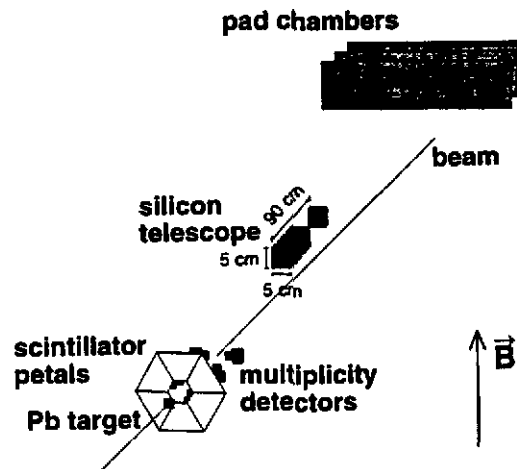


fig.II.7: Schéma du set-up de l'expérience WA97.

Une vue schématique du set-up de WA97 est donnée sur la fig.II.7. Les hadrons issus de la désintégration des (anti-) hypérons, que l'on peut reconstruire dans une zone de confiance allant jusqu'à 30 cm de la cible pour les Λ ($\bar{\Lambda}$) et jusqu'à 20 cm pour les Ξ ($\bar{\Xi}$) et les Ω ($\bar{\Omega}$), traversent successivement 7 plans de détecteurs Si à pixels de dimension $75 \times 500 \mu\text{m}$, 10 plans de détecteurs Si à micropistes espacées de $50 \mu\text{m}$ et une série de chambres à fils. Leurs trajectoires sont courbées par un champ magnétique de 1.8 Tesla.

Le spectromètre, légèrement relevé (de quelques degrés), couvre la zone cinématique autour de la rapidité du centre de masse ($y_{c.m.} = 2.9$) et un domaine de moments transverses moyens (entre 0.6 et 2.7 GeV/c).

F) Les résultats de WA97

Les principaux résultats de WA97 sont exposés en [87-91]. La fig.II.8 [88] montre l'évolution du nombre relatif (i.e., par rapport à p+Pb) des (anti-)hypérons Λ ($\bar{\Lambda}$), Ξ ($\bar{\Xi}$), Ω ($\bar{\Omega}$) produits par événement lorsqu'on passe du système p+Pb au système Pb+Pb puis à des collisions Pb+Pb de plus en plus centrales.

Ces abondances sont en fait représentées en fonction du nombre moyen de collisions inélastiques binaires nucléon-nucléon ($\langle N_{collisions} \rangle$). Ce nombre varie d'une valeur d'environ 3-4 pour une collision p+Pb à des valeurs dépassant plusieurs centaines pour les collisions Pb+Pb à paramètre d'impact intermédiaire et atteint des valeurs de l'ordre de 1000 dans les événements les plus centraux ($b \rightarrow 0$). Evidemment, le fait que le nombre d'hypérons par événement augmente avec $\langle N_{collisions} \rangle$ est trivial (plus on a de collisions, plus on produit de particules). Mais l'intérêt de cette figure réside dans le fait que les nombres d'hypérons sont normalisés à $\langle N_{collisions} \rangle$. Ce qui signifie que si la multiplicité d'hypérons était simplement proportionnelle à $\langle N_{collisions} \rangle$, en d'autres termes si l'on pouvait décrire les multiplicités que l'on obtient dans Pb+Pb (à $b \sim 0$) par un simple facteur d'échelle (i.e., 200 fois celles que l'on trouve dans p+Pb), la quantité "Hyperons/event/ $\langle N_{collisions} \rangle$ " (fig.II.8) resterait constante lorsque $\langle N_{collisions} \rangle$ augmente. Or la fig.II.8 montre que le nombre d'hypérons croît plus vite que $\langle N_{collisions} \rangle$.

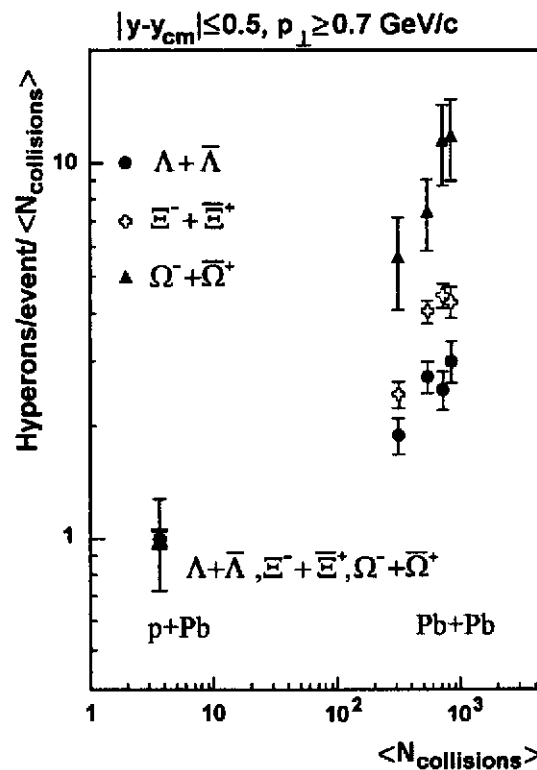


fig.II.8: Nombre d'hypérons par événement, rapporté au nombre mesuré dans le système p+Pb et au nombre moyen de collisions inélastiques binaires $\langle N_{collisions} \rangle$, en fonction de $\langle N_{collisions} \rangle$.

De plus, on observe une hiérarchie intrigante: l'augmentation du nombre d'hypérons, lorsqu'on passe de p+Pb à Pb+Pb, est plus forte pour le Ω que pour le Ξ qui lui même croît plus vite

que le Λ . Les rapports les plus récemment publiés [89] par WA97 sont les suivants:

$$\frac{\Omega]_{Pb+Pb}}{\Omega]_{p+Pb}} \sim 770 \quad \frac{\Xi]_{Pb+Pb}}{\Xi]_{p+Pb}} \sim 240 \quad \frac{\Lambda]_{Pb+Pb}}{\Lambda]_{p+Pb}} \sim 130$$

On en déduit le rapport:

$$\frac{(\Omega + \bar{\Omega})/(\Xi + \bar{\Xi})]_{Pb+Pb}}{(\Omega + \bar{\Omega})/(\Xi + \bar{\Xi})]_{p+Pb}} \sim 3$$

En tenant compte des barres d'erreur, ce résultat doit être nuancé: la collaboration WA97 annonce, avec un degré de confiance de 95%, que ce rapport est au moins supérieur à 2 et donc supérieur au rapport:

$$\frac{(\Xi + \bar{\Xi})/(\Lambda + \bar{\Lambda})]_{Pb+Pb}}{(\Xi + \bar{\Xi})/(\Lambda + \bar{\Lambda})]_{p+Pb}} \sim 1.5-2$$

La comparaison de ce résultat à la hiérarchie issue des prédictions théoriques exposées dans la section D, montre que le comportement du système formé dans les collisions Pb+Pb est compatible avec ce que l'on attend pour un plasma.

Cette empreinte du PQG est consolidée par la fig.II.9 qui décrit l'état le plus récent (avec une meilleure statistique que celle de la fig.II.8) des données de WA97 [89, 90], en ce qui concerne les nombres de $\bar{\Lambda}$, $\bar{\Xi}$ et $\Omega + \bar{\Omega}$ et en offre une analyse particulièrement intéressante:

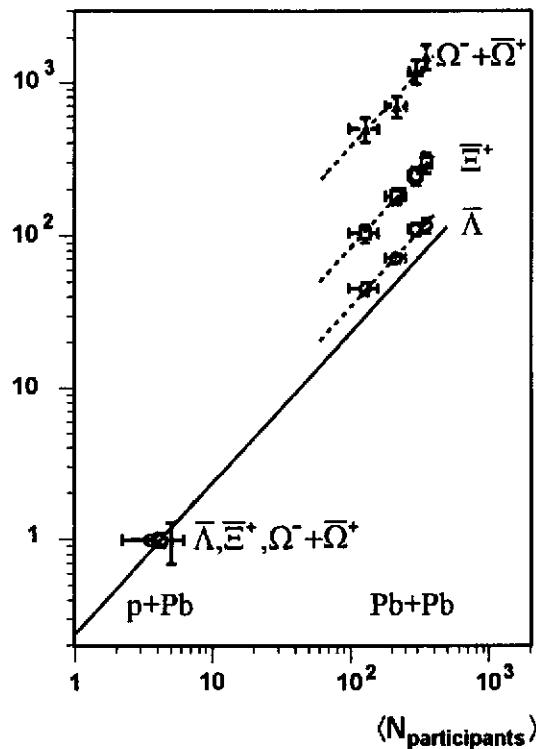


fig.II.9: Nombre d'hypérons par événement Y (rapporté à la mesure dans p+Pb: $Y]_{p+Pb}=1$) en fonction du nombre de nucléons participants ($\langle N_{participants} \rangle$).

Ces nombres relatifs (rapportés à p+Pb) sont exprimés ici en fonction de $\langle N_{participants} \rangle$ qui représente le nombre moyen de nucléons participants dans la collision et constitue donc une mesure de la centralité de la réaction. Les méthodes utilisées pour déterminer $\langle N_{participants} \rangle$ sont décrites en [90, 91]. Entre les collisions Pb+Pb semi-centrales (à paramètre d'impact intermédiaire) et celles à très faible b (~ 0), $\langle N_{participants} \rangle$ varie de 100 à ~ 400 .

Entre p+Pb et Pb+Pb, les nombres (Y) des divers types de particules $\bar{\Lambda}$, Ξ et $\Omega + \bar{\Omega}$ augmentent plus vite que $\langle N_{participants} \rangle$. Tous se situent au dessus de la droite (en trait plein) qui correspondrait à une évolution linéaire de Y en fonction de $\langle N_{participants} \rangle$. On retrouve la même hiérarchie que celle visible sur la fig.II.8: l'éloignement par rapport au comportement linéaire s'accroît avec la masse de la particule et est maximum pour le Ω (qui suit une loi en $\langle N_{participants} \rangle^{1.72}$ entre p+Pb et Pb+Pb).

On peut quantifier l'augmentation de l'étrangeté par le rapport:

$$E = \frac{Y / \langle N_{participants} \rangle]_{Pb+Pb}}{Y / \langle N_{participants} \rangle]_{p+Pb}}$$

Ce rapport E est représenté sur la fig.II.10 en fonction du nombre de quarks étranges s , pour les diverses particules mesurées dans WA97 (hadrons h^- , K_s^0 , Λ , Ξ , ...).

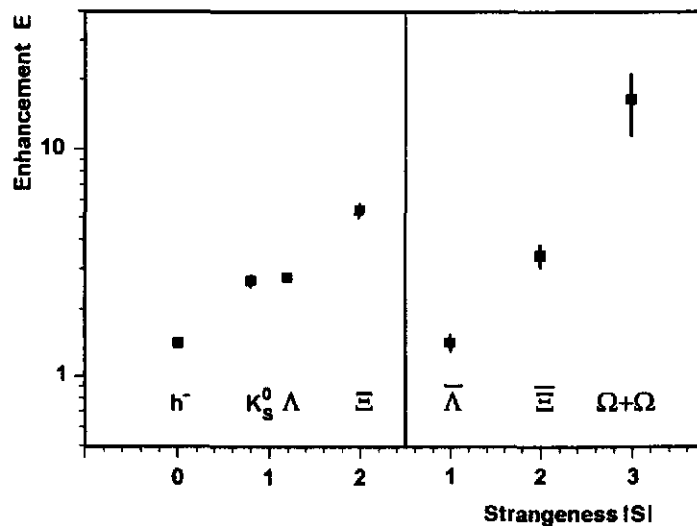


fig.II.10: Augmentation de l'étrangeté (E) en fonction du nombre de (anti-) quarks étranges $|s|$.

A partir des collisions Pb+Pb, i.e., $\langle N_{participants} \rangle$ supérieur à 100, la progression des Y peut être reproduite par une croissance linéaire avec $\langle N_{participants} \rangle$ (droites en pointillés sur la fig.II.9) pour les 3 types de particules considérées. Cela signifie que E atteint son maximum autour de $\langle N_{participants} \rangle = 100$ (ou avant ?) et demeure ensuite constant (E est saturé). Aucune des droites (en pointillés) ne passe par le point correspondant à p+Pb ($Y=1$). La question se pose donc de savoir si seule l'évolution linéaire, représentée sur la fig.II.9 est capable de décrire correctement la variation de Y au dessus de $\langle N_{participants} \rangle = 100$. Cela semble être le cas au moins pour les Ω et $\bar{\Omega}$: l'ensemble des points (Y) est plus difficilement reproductible si l'on considère pour le fit une seule et même courbe physique, allant sans discontinuité de p+Pb à Pb+Pb ($\langle N_{participants} \rangle = 400$). Un changement de comportement "brutal" (i.e., avec discontinuité) de la production d'hypérons semble donc s'opérer quelque part entre p+Pb et Pb+Pb. Ceci témoignerait d'une transition de phase.

Pour pouvoir répondre sans ambiguïté à cette question, il faut mesurer des valeurs de Y correspondant à des cas intermédiaires entre p+Pb et $\langle N_{participants} \rangle = 100$ et étudier l'évolution de

ces tendances avec l'énergie dans le centre de masse. Ceci fait partie des objectifs de l'expérience NA57 à venir.

Parallèlement à cette analyse, une autre étude s'imposait pour conforter ces résultats qualitatifs, consistant à réaliser une comparaison quantitative plus détaillée entre les valeurs expérimentales de tous les rapports d'hypérons et les prédictions émanant de modèles phénoménologiques : d'une part les modèles statistiques de plasma et d'autre part les modèles hadroniques aussi bien statistiques (gaz hadronique à l'équilibre) que dynamiques microscopiques.

G) Modèles de plasma et de gaz hadronique

Cet exposé ne saurait être exhaustif: nous allons nous intéresser ici aux prédictions d'un modèle de plasma développé par J. Letessier, J. Rafelski et A. Tounsi [92, 93, 94].

Schématiquement, le scénario que sous-tend ce modèle est le suivant:

Partant d'une collision entre deux noyaux à un paramètre d'impact donné, le calcul de l'énergie par baryons ($E/A \sim E_{c.m}/A_{part.}$ où $E_{c.m}$ est l'énergie totale dans le centre de masse et $A_{part.}$ le nombre de nucléons participants) et la paramétrisation de la fraction d'énergie déposée et de la fraction de baryons stoppés définissent la compression et la température initiale du système: un gaz de quarks et de gluons en interaction dont l'évolution des caractéristiques thermodynamiques (en particulier la diminution de température) sera gouvernée par une expansion hydrodynamique (augmentation de volume) combinée à une désexcitation par émission de particules et à l'équilibration chimique progressive des quarks et des gluons.

Le degré d'équilibration chimique d'un type de quarks donné i ($i = u, d, s$) est paramétrisé par le facteur γ_i ($\gamma_i = n_i/n_i^{eq}$ où n_i est la concentration des quarks i et n_i^{eq} leur concentration maximale à l'équilibre).

La fonction de partition du système permet de calculer ses grandeurs thermodynamiques à chaque stade de son évolution, en particulier la concentration de quarks d'un type i approximée par :

$$n_i = \gamma_i \lambda_i e^{-E_i/T}$$

Dans cette expression, λ_i représente la fugacité du quark de type i :

$$\lambda_i = e^{\mu_i/T}$$

où μ_i est le potentiel chimique de l'espèce i .

Les quarks et anti-quarks légers $q(u, d)$ ont des fugacités inverses:

$$\lambda_q = 1/\lambda_{\bar{q}} > 1, \text{ lorsque } n_q > n_{\bar{q}}.$$

En revanche, comme $n_s = n_{\bar{s}}$, le potentiel chimique μ_s doit en principe être égal à 0 ($\lambda_s = 1$) dans le cas d'un plasma de quarks et de gluons. Ceci n'est pas le cas pour un gaz hadronique. Ce paramètre peut donc être très utile pour distinguer entre les deux scénarios. En effet dans un gaz hadronique, les quarks s et antiquarks \bar{s} en nombre égal sont liés aux u , \bar{u} , d et \bar{d} à l'intérieur des (anti-)baryons. Par conséquent, dans un milieu où la densité baryonique nette est élevée, μ_s doit être nettement supérieur à 0 pour corriger l'assymétrie introduite dans l'espace de phases par l'excès de baryons par rapport aux anti-baryons.

Les diverses étapes considérées dans ce modèle sont:

1.) Equilibre thermique pour $t < 1 \text{ fm}/c$:

L'équilibre chimique des saveurs légères (q, \bar{q}) n'est pas encore atteint ($\gamma_q \sim 0.2$) et la production de $s\bar{s}$ commence à peine ($\gamma_s \sim 0.03$).

2.) Equilibre chimique de q, \bar{q} à $t \sim 1$ fm/c:

La production de $s\bar{s}$ augmente mais $\gamma_s < 1$ (~ 0.15).

3.) Freeze-out du système à $t \geq 5$ fm/c:

L'équilibre chimique de $s\bar{s}$ est presque atteint ($\gamma_s \rightarrow 1$). On considère une fragmentation "brutale" (soudaine) du plasma en hadrons à une température T_f . A partir du nombre de quarks i (n_i) on peut ainsi calculer le nombre (N_j) de baryons étranges d'un type donné j : $N_j(E_j)$ est proportionnel à $\prod_{i \in j} n_i(E_i)$.

En intégrant ces nombres sur le même domaine de rapidité et de moment transverse que celui couvert expérimentalement, on peut confronter l'expérience aux prédictions du modèle grâce à un fit multi-paramétrique.

Le but est de reproduire les rapports d'hypérons expérimentaux Ω/Ξ , Ξ/Λ , ..., ainsi que la "température" extraite de leur distribution en masse transverse et corrigée des effets de flow transverse, en variant les paramètres du modèle, en particulier λ_q , λ_s et γ_s , tout en s'assurant que les valeurs de ces paramètres restent cohérentes, c'est-à-dire compatibles avec celles qu'on attend dans un plasma.

parameters					DATA WA97	MODEL	
T (MeV)	λ_q	λ_s	γ_s	X^2	Ξ/Λ	0.14 ± 0.02	0.136
150 → 270	1.5	1.14	0.6 - 0.9	~ 1	$\bar{\Xi}/\bar{\Lambda}$	0.26 ± 0.05	0.232
					Ω/Ξ	0.19 ± 0.04	0.185
					$\bar{\Omega}/\bar{\Xi}$	0.30 ± 0.09	0.320
					$\bar{\Lambda}/\Lambda$	0.155 ± 0.04	0.153
					$\bar{\Xi}/\Xi$	0.27 ± 0.05	0.261
					$\bar{\Omega}/\Omega$	0.42 ± 0.12	0.451

tableau.II.1: Valeurs expérimentales de rapports d'hypérons mesurés dans WA97 (DATA) comparées aux valeurs théoriques (MODEL) extraites d'un modèle de plasma [93].

Le jeu de paramètres [93] qui permet de reproduire de manière satisfaisante les données de WA97 (voir tab.II.1.) conduit aux commentaires suivants:

La valeur du paramètre $\lambda_s = 1.14$ correspond à un potentiel μ_s certes assez élevé (environ 20 MeV) mais qui peut être compatible avec un PQG dans lequel des différences de nombres quantiques (tel que l'isospin) apparaîtraient entre les quarks et les anti-quarks étranges [94].

Le degré d'équilibration chimique de l'étrangeté, quantifié par γ_s , variant entre 0.6 et 0.9, est important et donc également cohérent avec le scénario PQG.

La fugacité λ_q est égale à 1.53, ce qui correspond à un potentiel chimique baryonique:

$$\mu_B = T \ln(\lambda_q^3) \sim 200 \text{ MeV.}$$

Des études conduites notamment par P. B. Munzinger, J. Letessier, ... [48, 93] montrent que les données de WA85 et de WA97 peuvent également être reproduites par un modèle de gaz hadronique avec le jeu de paramètres suivant: $T = 160$ MeV, $\mu_B \sim 180 - 200$ MeV,

$\lambda_s = 1.1$, $\langle \beta_{\perp}^{low} \rangle$ (vitesse de flow transverse) $\sim 0.4 c$ et $\gamma_s = 1$. Ces modèles, pour décrire correctement les rapports d'hypérons, doivent donc faire l'hypothèse d'un équilibre chimique absolu de l'étrangeté (i.e., $\gamma_s = 1$), or ceci ne paraît pas cohérent avec ce qu'on attend dans un gaz hadronique (voir section C). Cela prouve, soit que l'on se trompe sur les mécanismes d'évolution et d'équilibration de l'étrangeté dans un GH et dans un système hadronique en général, soit que le scénario PQG est le mieux adapté pour décrire de manière cohérente les données expérimentales.

Ainsi, d'après J. Letessier et al., bien que le scénario PQG ait leur préférence, les seules conclusions que l'on peut faire à ce stade sont que l'état final du système s'apparente à une source en équilibre thermique et chimique, en expansion collective transverse et caractérisée par une température ($\sim 150-160$ MeV) et un potentiel chimique baryonique (~ 200 MeV) proches de la limite théorique de la transition de phases GH/PQG.

Pour espérer, au moyen de ces approches, trancher définitivement entre les deux scénarios, il faudrait être en mesure de dépasser clairement cette limite ambiguë où l'interprétation des données en terme de PQG reste soumise à la concurrence des modélisations hadroniques. Cette perspective nous est offerte par les projets d'expériences au RHIC et au LHC (voir partie IV).

Mais mise à part ces ambiguïtés, cette étude rencontre d'autres difficultés qui sont liées à l'essence même des hypothèses que l'on fait dans ces approches statistiques. Je vais donner quelques exemples de ces problèmes dans les sections (H) et (I).

H) Modélisation de la transition de phases:

L'hypothèse de hadronisation "subite" du PQG, telle qu'elle est faite dans le modèle de plasma que nous venons de voir, peut, d'après C. Spieles et al. [96] avoir des conséquences significatives sur la production de l'étrangeté et en particulier sur les rapports antihypérons/hypérons. Selon eux, la dynamique de la transition (coexistence des phases GH/PQG) doit être prise explicitement en compte. Leur modélisation exposée en détail en [96] consiste grossièrement à considérer un volume de plasma (décrit par une équation de type "Bag model") entouré par une couche de gaz hadronique (mélange de gaz de Fermi et de Bose) avec laquelle il est en équilibre (conditions de Gibbs). Au cours du temps le plasma se refroidit et alimente la phase hadronique, elle même soumise à une évaporation de particules. La couche de GH est essentiellement alimentée en mésons car les baryons y sont très défavorisés en raison de leur masse $m_B \gg T \sim 160$ MeV (le nombre de baryons dans le GH est proportionnel à $e^{-m_B/T}$).

Si l'on considère un PQG où le potentiel chimique μ_q est élevé ($n_q > n_{\bar{q}}$) au départ, cette hadronisation progressive en mésons (autant de quarks que d'anti-quarks s'échappent du plasma tandis que son volume diminue) entraîne une augmentation de la densité baryonique nette (ρ_B) de la phase PQG.

Parallèlement à cela s'effectue un processus de distillation (séparation) des quarks s et des anti-quarks \bar{s} . Au départ $n_s = n_{\bar{s}}$. Mais comme $n_u > n_{\bar{u}}$, l'émission de $K^+(u\bar{s})$ du plasma vers le GH sera plus abondante que l'émission de $K^-(s\bar{u})$. Le PQG va donc progressivement s'enrichir en étrangeté nette ($n_s - n_{\bar{s}}$ augmente) car les \bar{s} passent dans la phase hadronique.

Si la constante de sac $B^{1/4}$ est faible (< 160 MeV), la hadronisation est suffisamment lente pour permettre une forte augmentation de la densité de quarks nette et de l'étrangeté nette: l'émission dominante de K^+ a pour effet de diminuer la production d'anti-hypérons qui ne peuvent être créés qu'au début de la coexistence de phases, lorsque le nombre de \bar{s} est encore suffisant dans le plasma. En revanche, dans ce contexte, la production d'hypérons pourra se faire beaucoup plus longtemps et sera favorisée. Ces phénomènes peuvent donc fortement

affecter les rapports anti-hypérons/hypérons.

En revanche si $B^{1/4}$ est élevée (> 200 MeV), la transition de phases est trop rapide ($\sim 5-10$ fm/c) pour que ces phénomènes puissent avoir une influence significative.

I) Production d'étrangeté par des processus hors-équilibre:

Jusqu'ici, nous n'avons considéré la formation d' (anti-)baryons (multi-)étranges que dans des conditions d'équilibre thermique. Or il est probable qu'elle fasse en partie appel à des processus hors-équilibre. En effet une production substantielle de baryons lourds pourrait se faire dans les tous premiers instants de la collision ($t < 1$ fm/c) grâce à des collisions très énergiques entre nucléons incidents.

Dans un système hadronique à l'équilibre, nous avons vu (section C) que la masse élevée des Ξ (Ξ) et Ω (Ω) constituait un handicap car les moments des hadrons à l'équilibre sont trop faibles en moyenne pour produire aisément ces hypérons lourds lors des réactions dans le GH. En revanche, en début de collision, avant équilibration du système, les réactions entre les nucléons incidents, qui possèdent encore des moments longitudinaux relatifs très grands, sont suffisamment violentes pour déposer l'énergie nécessaire à la formation de particules très massives.

La production des Λ (Λ), Ξ (Ξ) et des Ω (Ω) pourrait donc, dans des proportions que l'on ignore, provenir de deux contributions distinctes: production à l'équilibre et processus hors-équilibre.

La description de ces processus hors-équilibre nécessite une modélisation phénoménologique des aspects dynamiques microscopiques des collisions d'ions lourds. Il s'agit de modéliser, en partant de deux paquets de nucléons qui entrent en contact au temps $t=0$, les multiples interactions hors-équilibre que vont subir ces nucléons ainsi que la production de nouvelles particules, elles mêmes sujettes à de nombreuses ré-interactions, jusqu'au moment où ces hadrons deviennent libres. Les modèles de ce type sont nombreux, à titre d'exemple on peut se référer à [11(c), 97, 98, 99, 51, 52, 53].

Il faut donc décrire à la fois la propagation de ces hadrons et la façon dont ils réagissent entre eux: on considère généralement qu'une collision se produit entre 2 hadrons si leur distance est inférieure à $(\sigma/\pi)^{1/2}$ où σ est leur section efficace de réaction.

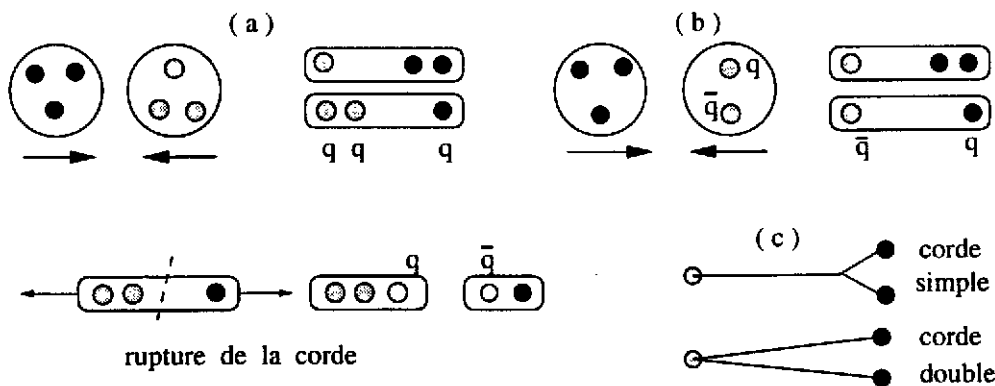


fig.II.11: Illustration du principe des modèles de cordes.

Les modèles les mieux adaptés aux énergies du SPS sont ceux (tels VENUS, FRITIOF,...) qui utilisent le formalisme des "cordes" [51, 52, 53] pour décrire, de manière phénoménologique, les interactions non perturbatives qui s'établissent entre les partons des hadrons en collision.

La procédure est illustrée sur la fig.II.11 dans le cas d'une réaction entre 2 baryons (a): deux cordes (objets orientés longitudinalement) se créent entre les partons des deux baryons. Dans

ce cas, chaque corde tend un champ de couleur attractif entre le quark de l'un des baryons et un diquark de l'autre baryon. Dans le cas d'une collision baryon-méson (b), on a une corde quark-diquark plus une corde quark-antiquark.

Les cordes ainsi formées contiennent une énergie d'excitation, provenant du moment transféré entre les hadrons, qui va entraîner leur rupture et la matérialisation d'une paire $q\bar{q}$, conduisant, comme dessiné sur la fig.II.11, à la formation de nouveaux hadrons.

La première génération de ce type de modèles permettait de décrire correctement les caractéristiques générales des collisions d'ions lourds au SPS, en particulier les multiplicités élevées de particules chargées (> 1000) mesurées expérimentalement. Mais certains aspects plus détaillés, tels que les distributions de rapidités des divers hadrons, étaient plus difficilement reproduits. En particulier, la production d'étrangeté était sous-estimée d'un facteur 2 à 3.

Des améliorations successives furent donc apportées à ces modèles. J. Aichelin et K. Werner [53], notamment, montrèrent qu'un traitement correct de l'échange de couleurs entre les partons conduisait à introduire des cordes multiples. La fig.II.11(c) illustre l'aspect d'une corde double. Par rapport à une corde simple, la cassure (en deux points) de cette corde double multiplie par deux la probabilité de former un hadron étrange et permet de créer plus facilement des baryons multi-étranges tels que le Ξ .

Parmi d'autres nouveautés, on peut citer l'introduction du concept d'agglomérats de quarks [54] qui se fonde sur l'idée suivante: lorsque la densité de hadrons est très grande, l'hypothèse d'une séquence de collisions binaires perd sa justification. Un hadron peut être au même moment entouré par plusieurs hadrons qui répondent au critère de distance ($d < (\sigma/\pi)^{1/2}$). On considère alors que tous ces hadrons perdent leur individualité et forment un "cluster" de partons caractérisé par une énergie d'excitation et un temps de vie (~ 1 fm/c) au bout duquel il se fragmente en nouveaux hadrons.

L'ensemble de ces "raffinements" a permis de décrire correctement les productions d'hypérons mesurées dans p+W, S+S, S+W au SPS mais les dernières données de WA97 (Pb+Pb) sont difficilement reproductibles, à l'heure actuelle, par ces modèles.

Il paraît clair que la matière formée au SPS dans les collisions d'ions lourds ne peut plus être décrite par une superposition de processus hadroniques élémentaires. Si l'on veut rester dans un scénario hadronique, il faut des modèles de plus en plus élaborés qui s'écartent d'ailleurs parfois de ce que l'on pourrait qualifier de concepts "purement" hadroniques (en effet, les agglomérats de quarks ne font-ils pas penser à des bulles de plasma?)

Ainsi, paradoxalement, cette "course à l'armement" donne d'un côté l'impression que l'on peut (toujours?) tout décrire avec un scénario hadronique, pourvu d'y mettre le prix en développements nouveaux mais d'un autre côté elle montre que les modèles hadroniques sont proches de leurs limites. Limites qui s'apparentent probablement aux limites de la transition de phases Gaz Hadronique / PQG ?

III : MATIERE ETRANGE EXOTIQUE

1) Les Strangelets

A) Les idées de base:

Jusqu'ici, nous avons inventorié les signatures du PQG qui se fondent sur la mesure des leptons et des hadrons (en particulier les (anti-)baryons étranges) produits dans une collision d'ions lourds.

Nous allons maintenant nous intéresser à une signature un peu plus exotique du plasma (et plus hypothétique également) qui repose sur la possible existence et stabilité d'une nouvelle forme de matière: la matière de quarks étrange ("strangelets") [100-108].

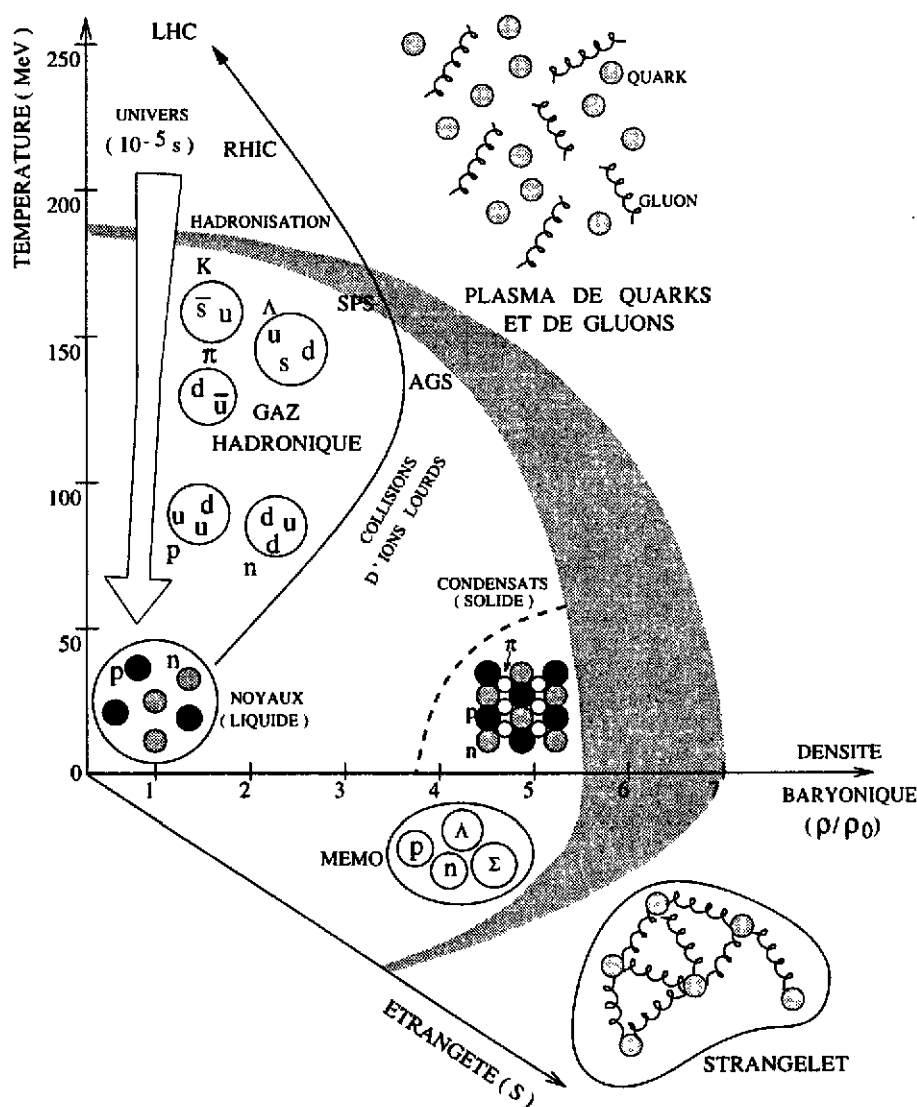


fig.III.1: Diagramme de phases spéculatif de la matière nucléaire. Les strangelets se situent dans le plan densité-étrangeté à $T=0$.

L'apparition de ce type de matière est liée à une évolution exotique du plasma décrite par le scénario de E. Witten [101]. Comme l'illustre la fig.III.1, au lieu de suivre partout (de manière

homogène) le chemin conduisant à la structure en hadrons, i.e., des sacs de 2 ou 3 quarks (baryons et mésons), l'univers primordial, en se refroidissant, aurait pu connaître localement une évolution différente conduisant à la survie de résidus de plasma froids et de haute densité, composés d'un grand nombre (> 3) de quarks u , d et s : les strangelets.

C'est A. Bodmer qui a suggéré pour la première fois, en 1971 [102], que ces objets pourraient être plus stables que la matière de nucléons et donc constituer le "vrai" état fondamental de la matière.

Confrontés à cette séduisante hypothèse, des physiciens tels que E. Fahri et R. L. Jaffe [103] effectuèrent (vers 1980) les premières études de stabilité de ces objets en calculant leur énergie par baryon (E/A) au moyen de modèles de sacs de quarks dérivés du "MIT Bag Model". Ils montrèrent que les strangelets avaient des chances d'être stables sur un large domaine de masses, allant de celles des noyaux les plus légers (i.e., quelques quarks) jusqu'à celles des étoiles à neutrons ($\sim 10^{57}$ quarks représentant des masses de l'ordre de 10^{20} g), à condition qu'ils se composent de quarks u (de charge fractionnaire $+2/3$), d ($-1/3$) et s ($-1/3$) en quantités approximativement égales. En effet, en raison de leur faible charge ($Z \sim 0$), la taille de ces objets peut alors dépasser très largement celle des noyaux les plus massifs, car contrairement au cas de ces noyaux, il n'y a pas de limitation due à la répulsion et la fission coulombiennes.

A cette époque, J. D. Bjorken et L. D. McLerran [104] ainsi que S. A. Chin et A. K. Kerman [105] firent également valoir un certain nombre d'arguments, confortant la possible existence de strangelets, sinon absolument stables, au moins métastables (i.e., de moyenne ou longue durée de vie). Ils montrèrent en effet que les strangelets pouvaient avoir des temps de désexcitation supérieurs au temps caractéristique de l'interaction faible, en indiquant, qu'en raison du principe d'exclusion de Pauli, la désintégration du quark s en quark u ou d pouvait être ralentie ou même interdite s'il n'y avait pas de niveau d'énergie disponible pour accueillir ces quarks, ce qui est très probable lorsque la densité de l'objet est élevée.

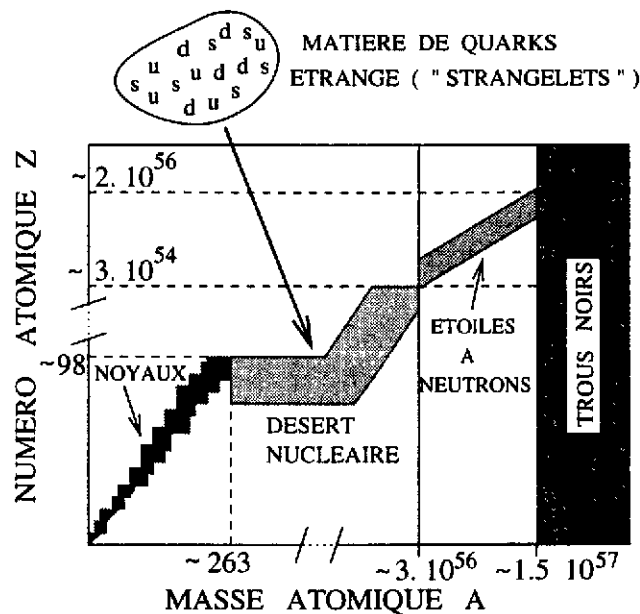


fig.III.2: Représentation de divers états de la matière nucléaire dans le plan : numéro atomique (Z) versus masse atomique (A).

Ainsi, les conclusions de ces premières études suggéraient que la matière de quarks étrange pouvait combler le "désert nucléaire" (représenté sur la fig.III.2 dans le plan Z versus A) existant entre les noyaux les plus lourds et les étoiles à neutrons et même constituer un candidat intéressant pour élucider le problème de la masse manquante de l'univers.

En astrophysique, il existe aussi des hypothèses suivant lesquelles le coeur des résidus de supernovae, assimilé à une étoile à neutrons, pourrait être constitué de matière de quarks étrange.

Toutes ces spéculations ne peuvent être invalidées par les principes connus de physique. Actuellement, on pense néanmoins que les strangelets, s'ils existent, ont plus de chance d'être métastables que stables. En tous cas, la découverte de tels objets serait d'une importance capitale au niveau cosmologique. Mis à part le fait qu'elle constituerait une preuve "vivante" de l'existence du PQG, la découverte de ces strangelets possède un intérêt majeur en soi puisqu'elle mettrait en lumière une forme de matière inconnue jusqu'alors.

B) Etude de la stabilité et des modes de désintégration des strangelets

Les modèles utilisés pour effectuer cette étude sont du type "Bag model" (voir partie I.1.C): ils permettent de reproduire avec succès l'énergie E des baryons connus : $E = BV + \sum_i E_i$ (V est le volume du sac et E_i l'énergie individuelle des 3 quarks i qui forment l'objet), en jouant sur des paramètres tels que la constante de sac (B).

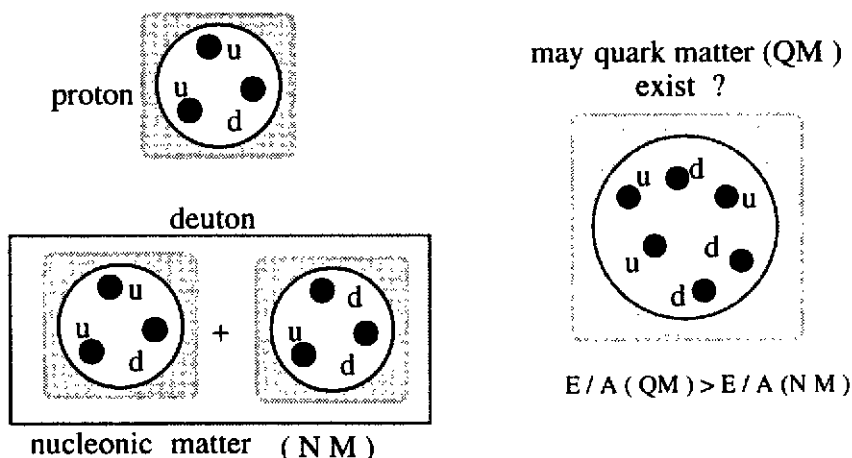


fig.III.3: Matière de nucléons (NM) et matière de quarks u et d (QM) dans le "Bag Model".

La matière de nucléons (MN), i.e., les noyaux, peut être vue comme une association de plusieurs sacs maintenus ensemble par une énergie de liaison. Comme le montre la fig.III.3, le deuton se compose d'un sac (uud) et d'un sac (udd). Cette description peut être étendue à des sacs contenant plus que 3 quarks. La première question qui se pose alors est de savoir si la matière de quarks (MQ), c'est à dire des états multi-quarks (plus que 3 quarks dans un même sac) ne contenant que les saveurs u et d , peut exister.

A titre d'exemple, les calculs montrent que l'objet multi-quarks ($uuuddd$) représenté sur la fig.III.3 possède une énergie par baryon (i.e., par ensemble de 3 quarks) E/A supérieure à celle de son analogue nucléonique, le deuton. Cet objet n'existe donc pas. De manière plus générale, quel que soit son nombre baryonique A , la matière de quarks u et d (MQ) est toujours instable par rapport à la matière nucléonique (MN).

La question suivante consiste à se demander ce qui se passe si l'on considère un degré de liberté supplémentaire: en l'occurrence le quark étrange (s). Comme illustré sur la fig.III.4, l'introduction de s permet d'abaisser le niveau de Fermi (μ_F) de l'objet. Ce gain dépend notamment de la masse du quark s et de la valeur de la constante de sac (B) mais l'énergie par baryon (E/A) de la matière de quarks étrange (MQE), i.e., des strangelets, sera toujours plus faible que celle de la MQ.

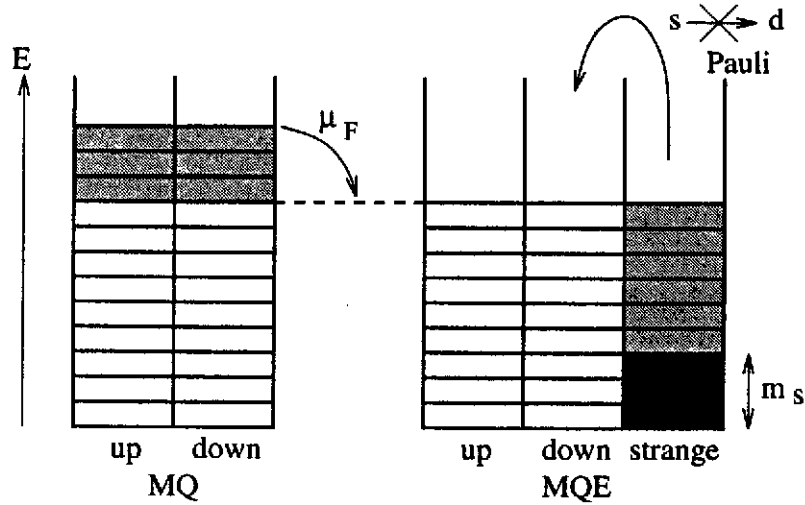


fig.III.4: Comparaison entre les niveaux d'énergie d'un sac de matière MQ et ceux d'un sac MQE.

Le tout est maintenant de savoir si $E/A]_{MQE}$ peut être inférieure à $E/A]_{MN}$. Cela dépend notamment de la valeur de B et de la masse (ou du nombre baryonique A) des strangelets. La variation de E/A est donnée sur la fig.III.5 [108] en fonction de A pour 2 valeurs de $B^{1/4}$ et pour des strangelets ayant une fraction d'étrangeté $f_s = 0.7$.

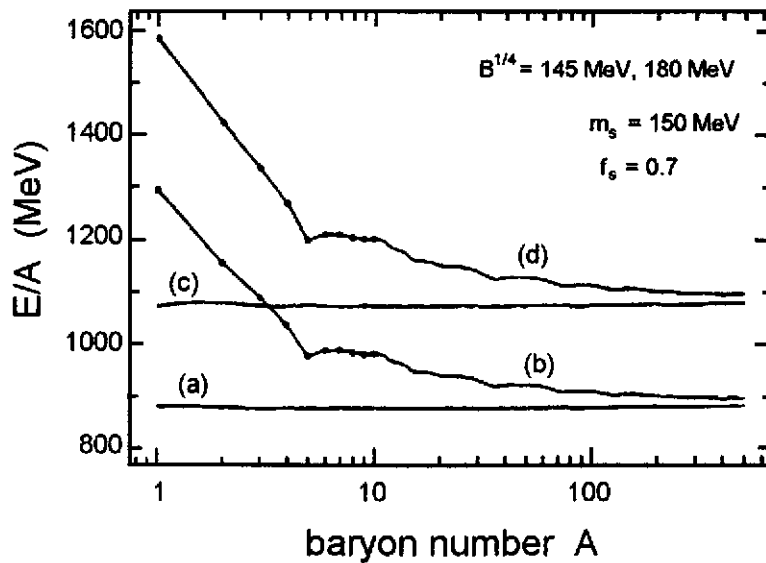


fig.III.5: Energie par baryon (E/A) des strangelets en fonction de leur nombre baryonique (A). Les droites se rapportent à la matière MQE infinie pour $B^{1/4} = 145$ MeV (a) et 180 MeV (c). Les courbes (b) et (d) décrivent la MQE de taille finie pour $B^{1/4} = 145$ MeV et 180 MeV respectivement.

La fraction d'étrangeté est définie par:

$$f_s = \frac{n_s}{n_u/3 + n_d/3 + n_s/3} = \frac{n_s}{A}$$

Pour une constante de sac faible ($B^{1/4} = 145$ MeV) la MQE infinie (fig.III.5(a)), c'est-à-dire idéalement sans effet de surface et sans effet coulombien, possède une E/A inférieure à celle de la matière de nucléons (~ 930 MeV). En revanche, si l'on considère un strangelet de taille finie, il faut ajouter (comme dans le modèle nucléaire de la goutte liquide) les termes d'énergie

de surface et de Coulomb. Dans ce cas (b), ce n'est que pour des masses suffisamment grandes ($A > 20$) que les strangelets deviennent plus stables que la matière de nucléons. Les minima présents sur les courbes de la fig.III.5 sont dus à des effets de couches.

Si $B^{1/4}$ est plus élevée (180 MeV), ce qui traduit des forces de confinement plus grandes, $E/A]_{MQE}$ ne descend pas en dessous de celle des nucléons même dans le cas d'un volume infini (c). Dans ce cas, les strangelets se désexcitent en nucléons. Mais ils peuvent également se désexciter en hypérons. La matière hypéronique (MH) constitue en effet le troisième protagoniste dans cette problématique. Les hypérons sont instables par rapport aux nucléons (désintégration faible du quark s) mais, en fonction de la valeur de $B^{1/4}$, ils peuvent être soit plus stables soit moins stables que les strangelets.

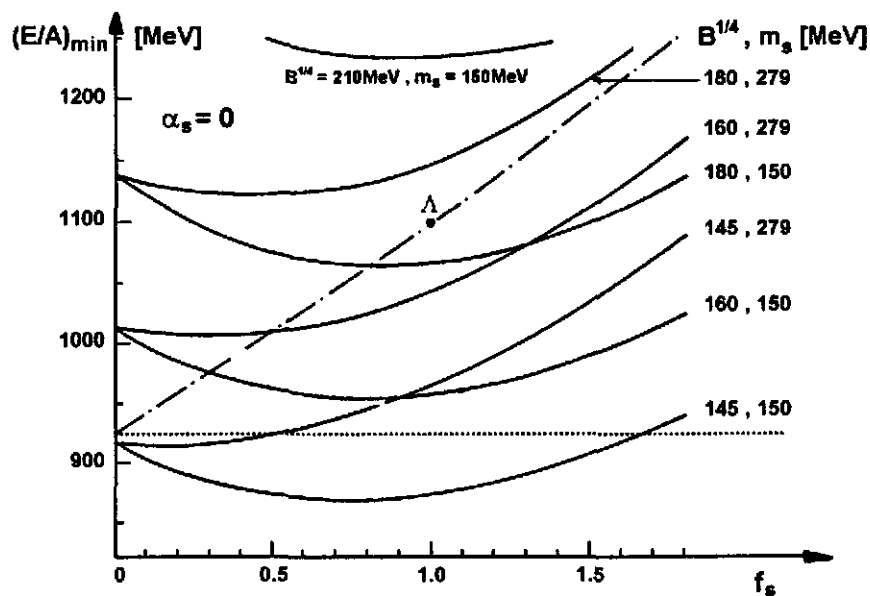
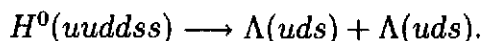


fig.III.6: Energie par baryon (E/A) en fonction de la fraction d'étrangeté (f_s), dans le cas de la matière infinie, avec $n_u = n_d$ et pour différentes valeurs de la constante de sac et de la masse du quark étrange.

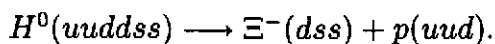
Les différents cas de figure [105-108] sont illustrés sur la fig.III.6 [108] où l'énergie par baryon des strangelets est représentée en fonction de f_s pour diverses valeurs de $B^{1/4}$ et de m_s et comparée à celle des nucléons (ligne droite en pointillés à ~ 930 MeV) et des hypérons (courbe en trait discontinu, reliant les masses des Λ , Ξ et Ω).

1^{er} cas :

Si $E/A]_{MQE} > E/A]_{MH}$, les strangelets sont instables. Ils se désintègrent en hypérons (+nucléons +mésons) par interaction forte. Leur durée de vie correspond donc à l'échelle de temps de l'interaction forte ($< 10^{-20}s$). A titre d'exemple, on peut considérer le cas du plus petit strangelet appelé H-Dibaryon ou H^0 . Si sa masse est supérieure à deux fois la masse d'un Λ ($m_{H^0} > 2m_\Lambda$), il se "casse" en 2 Λ :



Un autre mode de désintégration possible est:

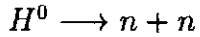
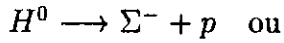


Si l'on se place autour de $f_s \sim 1$, cette région d'instabilité correspond à des valeurs de $B^{1/4}$ élevées (> 180 MeV).

2^{ème} cas :

Si $E/A]_{MH} > E/A]_{MQE} > E/A]_{MN}$, les strangelets sont dits "métastables" car ils sont plus stables que les hypérons. Ils ne peuvent donc pas se désintégrer par interaction forte en hypérons et possèdent des durées de vie au moins égales à celle du Λ , du Ξ ou du Ω (i.e., $\sim 10^{-10}s$). En revanche ils sont moins stables que les nucléons et peuvent se désexciter par interaction faible hadronique ($s \rightarrow d$ avec émission d'un nucléon et/ou d'un pion). Ces modes de désintégration sont décrits en détail par Chin et Kerman [105]. Si l'on reprend l'exemple du H^0 , avec dans ce cas $m_{H^0} < 2m_\Lambda$, il peut émettre un proton et un pion ($H^0 \rightarrow \Lambda + p + \pi^-$). Il reste alors un Λ qui lui aussi est instable par rapport à l'interaction faible (par exemple: $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$).

On peut avoir également les réactions suivantes:



Ces modes de décroissance possibles du H^0 et les durées de vie correspondantes ont été étudiés notamment par J. F. Donoghue et al. [109] et R. L. Jaffe [116].

Ce domaine de métastabilité correspond à des valeurs de $B^{1/4}$ situées entre 150 et 200 MeV (pour $f_s \sim 1$).

3^{ème} cas :

Pour des constantes de sac faibles ($B^{1/4} < 150$ MeV), l'énergie par baryon des strangelets ($E/A]_{MQE}$) peut devenir plus faible que la masse du nucléon. Dans cette situation, leurs seuls modes de décroissance possibles sont: l'interaction faible leptonique du type $s \leftrightarrow u e^- \bar{\nu}$ ou l'émission d'un photon $us \leftrightarrow ud\gamma$. Ces désintégrations sont très défavorisées par rapport aux désintégrations faibles hadroniques et conduisent donc à de longues durées de vie ($> 10^{-4}s$) pour ces strangelets [105]. Elles pourraient même être complètement interdites (s'il n'y a pas d'état d'énergie disponible pour accueillir les quarks u et d), dans quel cas les strangelets seraient absolument stables.

C) Mécanisme de formation des strangelets dans un PQG:

L'idée (ambitieuse) selon laquelle des strangelets pouvaient être éventuellement créés lors d'une collision d'ions lourds et constituer ainsi une signature "inambiguë" du PQG, fut proposée par C. Greiner, H. Stöcker et al. [107, 108, 110, 111].

Elle se fonde sur le scénario décrit précédemment (dans la partie II.H). En effet, d'après eux, dans un plasma où le potentiel chimique (μ_q) des quarks légers (u, d) est élevé au départ, la distillation de l'étrangeté, c'est-à-dire l'augmentation de la fraction d'étrangeté nette ($f_s = n_s - n_{\bar{s}}/A$) en raison de l'émission dominante de K^+ , combinée à l'augmentation de la densité baryonique nette du plasma lors de la transition de phases peuvent être suffisamment fortes pour engendrer des résidus froids de haute densité et à forte teneur en quarks s . La formation de tels strangelets est illustrée sur la fig.III.7(a).

La fig.III.7(b) montre l'évolution (calculée par C. Greiner et al. [107]) du nombre baryonique net A_B^{QGP} , de la fraction d'étrangeté nette f_s^{QGP} et de la température en fonction du temps pour deux valeurs limites de $B^{1/4}$ et des valeurs initiales de l'entropie par baryon S/A et de f_s égales à 25 et 0.25 respectivement. Pour $B^{1/4} = 235$ MeV, le plasma est totalement hadronisé ($A_B^{QGP} = 0$) en très peu de temps (12 fm/c), alors que la température est encore à sa valeur maximale (~ 160 MeV). En revanche, pour $B^{1/4} = 145$ MeV, il subsiste un strangelet, i.e., un résidu de plasma presque froid ($T = 20$ MeV) caractérisé par $f_s = 1.5$ et $A_B = 20$.

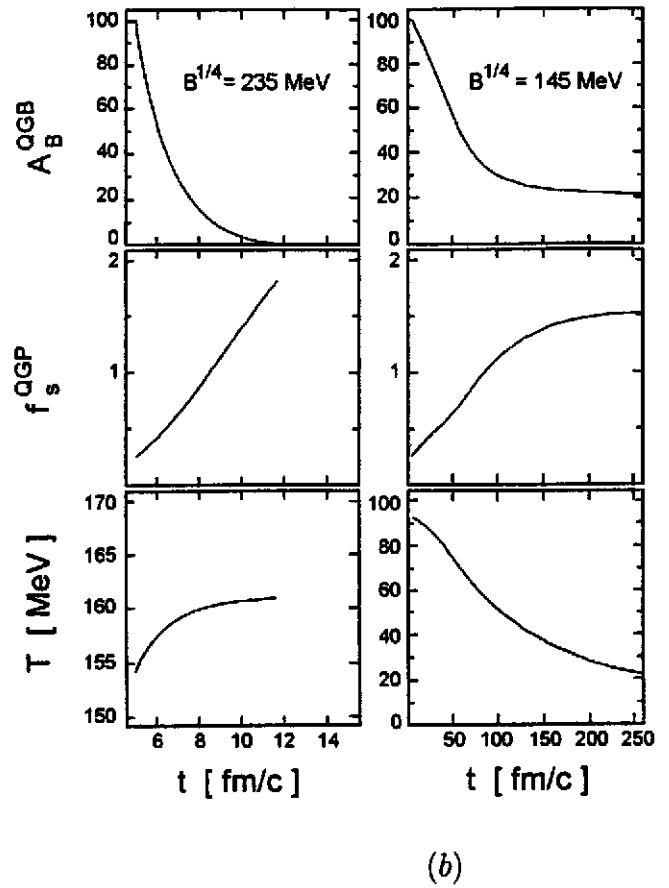
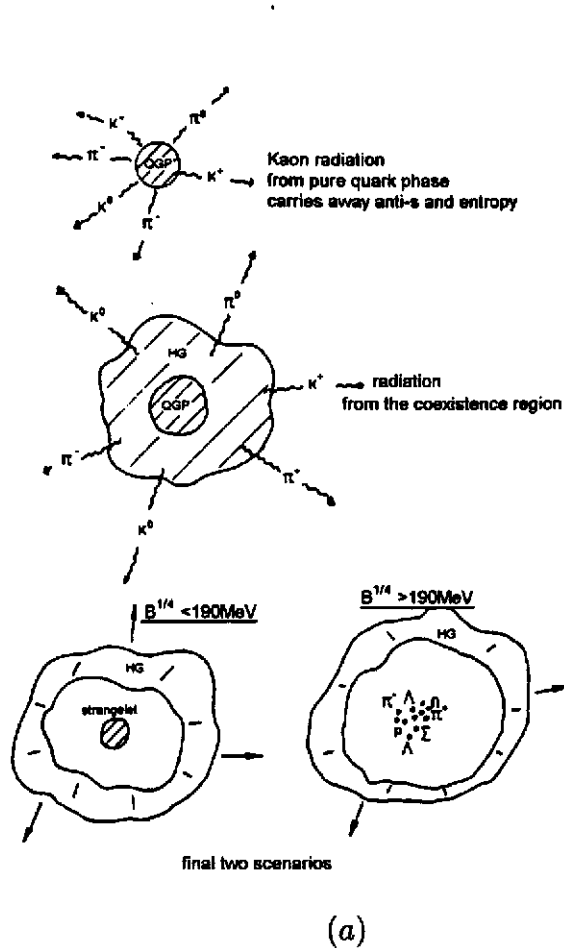


fig.III.7: a) Mécanisme de distillation de $s\bar{s}$ dans un PQG où $\mu_q > 0$. b) Evolution du nombre baryonique net A_B^{QGP} , de la fraction d'étrangeté nette f_s^{QGP} et de la température en fonction du temps pour $B^{1/4} = 235$ MeV et $B^{1/4} = 145$ MeV.

La fig.III.6 indique que, pour une constante de sac donnée, E/A est minimale pour des valeurs de f_s proches de 1. Un strangelet produit initialement dans la région d'instabilité ($E/A]_{MQE} > E/A]_{MH}$) avec un faible f_s peut se "stabiliser" progressivement en augmentant son f_s (par émission de nucléons). Le domaine de f_s situé autour de 1 (entre 0.5 et 1.5) correspond à de faibles rapports charge sur masse ($Z/A \sim (1 - f_s)/2$): $-0.25 < Z/A < +0.25$, qui devraient permettre de distinguer expérimentalement les strangelets de toutes les particules hadroniques. En effet, le noyau qui se rapproche le plus de ces limites est l' He^8 ($Z = 2$ et $A = 8$).

2) Les MEMOs (Metastable Exotic Multi-hypernuclear Objects)

Les MEMOs sont également des objets hypothétiques mais moins "exotiques" que les strangelets car ils conservent une structure en hadrons: il s'agit d'agglomérats de nucléons et de baryons (multi)-étranges. Leur formation (voir fig.III.8) ne nécessite pas le passage par une phase de plasma. Selon les prédictions théoriques actuelles [107], ils pourraient être produits lors de collisions d'ions lourds par des mécanismes de coalescence entre plusieurs baryons.

Dans le diagramme de phases simplifié, représenté sur la fig.III.8(b), ils se situent donc, contrairement aux strangelets, dans la phase de quarks confinés, à des densités un peu moindres que celles des strangelets mais 4 à 5 fois plus élevées que la densité de la matière nucléaire dans son état fondamental. Ce sont des objets conceptuellement proches des hypernoyaux (un

hypernoyau est un noyau dans lequel un ou deux nucléons sont remplacés par des Λ). Ce qui différencie un MEMO d'un hypernoyau, c'est sa densité et surtout son contenu en étrangeté. Les hypernoyaux connus ($He_{\Lambda\Lambda}^6$ découvert en 1966, $Be_{\Lambda\Lambda}^{10}$ en 1963, $B_{\Lambda\Lambda}^{13}$ en 1991) contiennent au maximum 2 Λ (i.e., 2 quarks s), tandis que les MEMOs sont constitués d'un plus grand nombre d'hypérons, incluant des Λ , des Σ et surtout des Ξ .

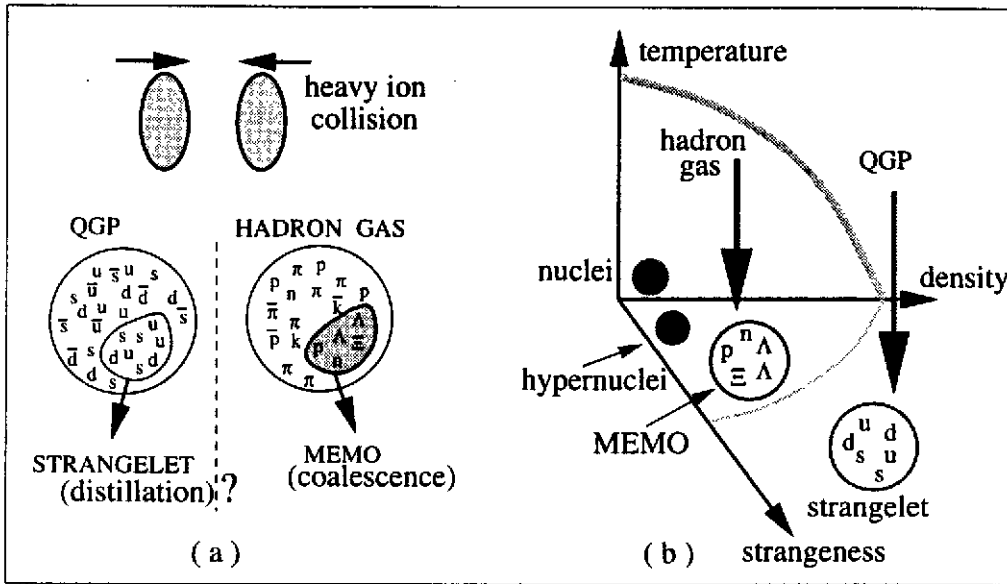


fig.III.8: a) Formation de MEMOs par coalescence de nucléons et d'hypérons dans un système hadronique.
b) Strangelets, MEMOs et hypernoyaux dans le diagramme de phases de la matière nucléaire.

Comme dans le cas des strangelets, les premières spéculations théoriques suggéraient que les MEMOs pourraient constituer une "vallée de stabilité" (voir fig.III.9) beaucoup plus étendue (vers les grandes masses) que celles des noyaux car l'inclusion d'hypérons Ξ^- permet d'alléger la charge de ces objets et de les prémunir ainsi contre la fission coulombienne.

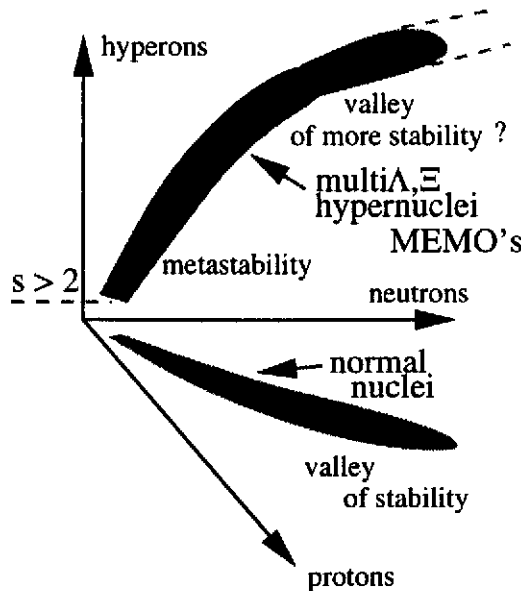


fig.III.9: Vallée de (méta-)stabilité des MEMOs dans le diagramme : nombre de protons, nombre de neutrons, nombre d'hypérons.

L'introduction du degré de liberté hypéronique permet d'abaisser le niveau de Fermi du MEMO par rapport à celui du noyau mais les calculs montrent que ce gain ne suffit pas à compenser

La difficulté majeure réside dans le fait que les strangelets/MEMOs ne constituent pas un type spécifique de particules, avec une masse bien définie. Ils représentent une nouvelle forme de matière qui peut prendre n'importe quelle masse. Dans ces conditions, dans quelle direction chercher?

Nous avons vu précédemment qu'une des clefs de cette problématique pouvait se trouver dans leur Z/A inhabituellement faible ($-0.25 < Z/A < +0.25$). Pour mesurer avec précision cette quantité et sortir l'éventuel signal strangelet du bruit de fond avec une bonne sensibilité, il faut des spectromètres magnétiques de longueur importante (de quelques dizaines à quelques centaines de mètres).

Pour parcourir ces distances, les strangelets/MEMOs doivent posséder des durées de vie élevées ($\gamma\tau > 10^{-8}$ à 10^{-6} s suivant la longueur du spectromètre). Ce sont donc les strangelets stables (ou de longue durée de vie) et de masse élevée (pouvant atteindre plusieurs dizaines de GeV/c^2) qui ont fait l'objet des premières investigations grâce aux expériences E878, E864,...[112, 113] à L'AGS (Au+ Au à 11 A GeV) et NA52 [114] au SPS (Pb+Pb à 160 A GeV).

Les spectromètres construits pour ce faire, se composent d'une série d'aimants qui focalisent, grâce au champ magnétique \vec{B} , les trajectoires des particules suivant un rayon de courbure donné (ρ) et d'une succession de détecteurs de temps de vol (ou de Cerenkov) qui effectuent plusieurs mesures de la vitesse (v) des particules le long de leur trajectoire. Ces mesures redondantes permettent d'obtenir une bonne précision sur le rapport charge (Z) / masse (m) déterminé grâce à la relation $B\rho = mv/Z$.

Avec des sensibilités variant, selon Z et A , entre 10^{-3} et 10^{-8} strangelet/événement, les expériences effectuées à l'AGS n'ont donné aucun résultat positif.

En revanche, NA52 (spectromètre de longueur 524 m) semble avoir mis en évidence un "candidat strangelet" de masse ~ 7.4 GeV et de $Z = -1$ [114]. Ces données sont encore en cours d'analyse et de vérification (ce résultat requiert de toutes façons davantage de statistique).

L'autre manière de rechercher les strangelets/MEMOs est de mettre en évidence leur chaîne de désexcitation dans le cas où ils seraient métastables avec de courtes durées de vie (i.e., approximativement $\gamma\tau \sim 10^{-9}$ à 10^{-10} s). Les expériences E810-E896 [115, 112] sont dédiées à la recherche du H^0 ($uuddss$), par la reconstruction de sa décroissance dans le canal $H^0 \rightarrow \Sigma^- p$ (prévu par Jaffe et al. [116]). Ces collaborations affirment avoir détecté une trentaine de "candidats H^0 " jusqu'à présent.

Dans le futur, ces expériences exploratoires se poursuivront dans STAR et ALICE. La géométrie "ouverte" (grande acceptance) et la résolution en énergie offertes par ces détecteurs (voir partie IV) permettra simultanément l'étude des 3 cas possibles (strangelets stables, métastables et instables), avec en contrepartie pour chaque situation une sensibilité moindre que celle obtenue dans les expériences que nous venons d'évoquer, celles-ci étant dédiées spécifiquement à l'une de ces 3 situations. Les sensibilités que l'on est en mesure d'atteindre avec les détecteurs STAR et ALICE ont été évaluées en [117, 118]. Aux énergies du RHIC et du LHC, les faibles densités baryoniques prévues dans la zone de rapidité ($-1 < y < +1$) couverte par la partie centrale de ces détecteurs sont à priori défavorables au mécanisme de distillation de l'étrangeté et donc à la formation de strangelets. Mais une étude récente [119] montre que les fluctuations du potentiel chimique baryonique autour de sa valeur moyenne (~ 0) pourraient être suffisamment importantes pour permettre à ce mécanisme d'avoir lieu localement, créant ainsi des zones de plasma susceptibles de produire les uns des strangelets et les autres des anti-strangelets.

IV: LES EXPERIENCES DU FUTUR

1) Bilan des expériences au SPS

Les résultats des expériences les plus récentes effectuées au SPS, en particulier avec les collisions Pb+Pb à 160 A GeV, amènent aux constats suivants:

Les mesures de la densité d'énergie atteinte dans les collisions centrales de noyaux lourds conduisent à des valeurs de l'ordre de 2 à 3 GeV/fm³, ce qui paraît comparable à la densité critique prévue par les calculs QCD sur réseaux. Mais ces valeurs expérimentales sont entachées d'une large incertitude car elles dépendent des hypothèses que l'on fait pour déterminer le volume du système. D'autre part, les calculs sur réseau s'appliquent à un domaine de potentiel chimique baryonique autour de 0. Ceci ne correspond pas aux conditions atteintes expérimentalement ($\mu_B \sim 200$ MeV) au SPS. Le lien entre les calculs et les quantités mesurées est donc très difficile. De manière générale, il faut toujours garder à l'esprit que la comparaison entre le cas de la matière nucléaire statique (à l'équilibre thermodynamique) telle qu'on la décrit en théorie et les observables déterminées à partir des distributions expérimentales des particules issues de la collision est une tâche rendue extrêmement ardue par la complexité des systèmes formés, caractérisés par des effets dynamiques hors équilibre tout au long de leur histoire. Notre interprétation des données se fait souvent sur la base de prédictions émanant de modèles statistiques. La question reste posée de savoir si les situations d'équilibre thermique et chimique qu'ils décrivent sont des situations que l'on peut raisonnablement espérer approcher dans les collisions d'ions lourds.

Néanmoins, l'examen de certains signaux spécifiques du PQG paraissent actuellement très prometteurs, en tous cas troublants. On a vu que la production d'hypérons lourds (WA97) semble compatible avec ce qu'on attend dans un PQG à l'équilibre chimique. Les mesures de NA50 indiquent une diminution brutale (discontinue) de la production de J/Ψ lorsqu'on passe des collisions p+p, p+Pb, S+W, ... aux collisions Pb+Pb. Ces indications semblent former l'empreinte du PQG et en tous cas elles témoignent d'une matière "anormalement" différente.

Mais les interprétations en terme de PQG se prêtent encore à la concurrence des modélisations hadroniques. Les raisons de cette ambiguïté sont diverses. Aux énergies du SPS, on se situe dans le régime fortement non perturbatif de QCD. Les approches phénoménologiques utilisées pour décrire les collisions sont donc à la fois très complexes et peu contraintes car on est probablement dans un domaine de transition où le système peut être grossièrement décrit (vu notamment la faiblesse des effets mesurés, comparée à leurs barres d'erreurs et aux incertitudes des prédictions théoriques) à la fois en termes de hadrons et en termes de partons. Ou les deux à la fois, si l'on considère que les effets dynamiques de la collision peuvent engendrer, dans ce domaine d'énergie, un système extrêmement complexe où l'on ne distingue plus vraiment les hadrons des partons (i.e., un mélange de hadrons qui "fondent" en partons et de partons qui se recombinent en hadrons à chaque instant). L'opposition des scénarios PQG versus système hadronique devient presque alors une question de sémantique. La matière formée est déjà si dense et si chaude que les propriétés des hadrons (masse, résonances, sections efficaces de réaction, ...) peuvent probablement changer en raison des effets de milieu. A partir de quand peut-on appeler cette matière plasma ? Le changement brusque d'état prévu par QCD sur le diagramme statique température versus densité d'énergie peut-il se retrouver de manière nette dans l'évolution d'une observable expérimentale, sujette à de multiples influences durant la vie de la boule de feu ? Si l'on raisonne simplement en termes de thermodynamique, on peut dire que les conditions que l'on atteint au SPS sont probablement trop proches des limites de la transition de phases pour que cela soit le cas, i.e., que l'on puisse voir un signal inambigu du plasma. En effet, même si un PQG est formé, ses signaux sortiront difficilement du bruit de

fond hadronique si sa taille est trop petite par rapport à l'environnement hadronique (on peut imaginer des bulles de PQG noyées dans une mer de hadrons) ou si sa durée de vie est trop faible (la température initiale n'étant pas assez élevée, le système ne reste pas longtemps au dessus de la température critique T_c).

A tout ceci s'ajoutent d'autres difficultés: à l'énergie du SPS, on ne s'attend pas à ce que le PQG constitue la norme. En d'autres termes, ce n'est probablement pas dans tous les événements centraux mais plutôt dans un nombre restreint de ces événements qu'il peut être éventuellement créé. Or il est difficile de réaliser les analyses événement par événement dans de bonnes conditions statistiques. Le tri des événements vraiment intéressants reste donc trop grossier. D'autre part, les divers signaux émanant de la boule de feu sont traités indépendamment par différentes expériences et ne peuvent donc pas être corrélés de manière optimale.

Le futur immédiat de ces recherches consiste à poursuivre l'analyse des données du SPS et à améliorer leur qualité (meilleure statistique et meilleur contrôle des erreurs systématiques pour réduire les incertitudes, ...) afin de contraindre davantage les divers modèles sur le marché et faire ainsi mieux ressortir (ou effacer) l'empreinte du PQG. On est encore actuellement confronté au fait que la physique des collisions p+p et p+noyau n'est pas assez bien comprise (pas assez de mesures) pour pouvoir, sur la base de cette référence, interpréter sans ambiguïté les phénomènes que l'on observe dans les collisions noyau-noyau.

Le futur à long terme (après 2000) se fonde sur les possibilités qu'offrent les collisionneurs RHIC et LHC dont on espère qu'il permettront de "découvrir définitivement" le PQG, d'étudier ses propriétés et de mettre en évidence de nouveaux phénomènes de physique.

2) Les collisionneurs RHIC et LHC

L'énergie disponible dans le centre de masse par paire de nucléons lors des collisions sera de 200 GeV au RHIC (i.e., environ 10 fois plus élevée qu'au SPS) et de 5.5 TeV au LHC (i.e., un facteur 300 par rapport au SPS). De ce fait, les conditions thermodynamiques seront beaucoup plus favorables à la formation et à la mise en évidence du PQG. Les valeurs de la densité d'énergie et de la durée de vie du système que l'on pense atteindre au RHIC seront environ 2 fois supérieures à celles obtenues au SPS. Et le LHC devrait permettre de gagner au minimum un facteur 2 supplémentaire par rapport au RHIC. Quant au volume du système, ce sont des différences de l'ordre d'un facteur 10 (voir même 20) que l'on prévoit entre le SPS et le LHC. Ces valeurs ainsi que les incertitudes auxquelles elles sont sujettes sont résumées en [38, 120]. Ces conditions devraient permettre au système de dépasser clairement le domaine ambigu de transition de phases et de rester plus longtemps dans la phase plasma, facilitant ainsi sa mise en évidence.

Les faibles valeurs du potentiel chimique baryonique que l'on attend au RHIC et surtout au LHC dans la région de rapidité centrale (autour de $y_{c.m}$) devraient nous rapprocher des conditions de l'univers primordial. Et surtout, elles se situent dans le domaine où l'on est capable aujourd'hui de faire des calculs QCD sur réseau. Précisons que le domaine de rapidités atteint au LHC dans le centre de masse s'étendra de $y = -9$ à $y = +9$ (limites correspondant à la rapidité des projectiles). Au SPS et au RHIC, les limites sont $y = \pm 3$ et $y = \pm 5.5$ respectivement. Au LHC, le domaine de rapidités centrales où l'on prévoit une densité baryonique nette proche de 0 (en moyenne) s'étend approximativement entre $y = -3$ et $y = +3$ [38].

A l'échelle d'énergie du RHIC, on pense déjà atteindre un domaine où la dynamique des interactions durant les tous premiers instants de la collision (~ 1 à 2 fm/c) ne sera plus dominée par les processus hadroniques "mous" (i.e., QCD non perturbatif). Une description approximative des interactions pourra donc se faire en ne considérant que les processus durs (QCD pertur-

batif) entre les partons (modèles de cascades de partons [121, 122, 123, 124]). En fait la tâche des modèles ne sera sans doute pas aussi simple. Les premières collisions seront probablement assez énergiques pour que la proportion de processus mous soit négligeable mais au fur et à mesure que l'énergie se dissipera, l'aspect non perturbatif devra être pris en compte.

En plus des signatures du plasma que l'on recherche au SPS, le saut en énergie réalisé avec le RHIC et le LHC devrait offrir la possibilité d'étudier de nouveaux signaux [130, 133]:

Les partons, sortants des collisions "dures" entre les quarks et les gluons des nucléons incidents, sont sensibles à la nature du milieu qu'ils traversent. Le passage à travers un milieu hadronique devrait provoquer un élargissement de la distribution angulaire et une perte d'énergie importante de ces partons. Au contraire, un PQG est supposé presque transparent à ces partons. Expérimentalement, ces effets pourront être étudiés par la mesure des gerbes de hadrons (jets) issues de ces partons [125, 130, 138].

En plus de la mesure des J/Ψ et Ψ' , il sera possible de mesurer aussi les résonances plus lourdes Υ et Υ' .

De même, la production de charme ouvert pourra être étudiée par la reconstruction des mésons charmés, notamment dans le canal $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$. En raison de leur masse élevée (~ 1.5 GeV), les quarks charmés devraient presque tous être créés lors des toutes premières collisions par des processus (durs) hors équilibre très énergiques ou durant la phase de thermalisation (pré-équilibre) par ré-interactions de partons. La probabilité d'annihilation des quarks c et \bar{c} durant les phases ultérieures de la collision étant très faible, la quasi totalité de ces quarks se retrouve dans l'état final, essentiellement dans les hadrons charmés (charme ouvert). Le taux de production de charme ouvert constitue donc une sonde particulièrement intéressante de la dynamique des collisions d'ions lourds à très haute énergie et des conditions thermodynamiques prévalant durant les premiers instants de la boule de feu. Il est notamment sensible à la densité d'énergie initiale et à la durée de la phase de pré-équilibre [126, 127]. A l'énergie du LHC, le charme pourrait même être créé dans la phase de plasma à l'équilibre (production "thermique") si la température s'avérait suffisamment élevée [128].

Concernant les signatures qui se fondent sur la production d'étrangeté, la mesure des (anti-)hypérons sera cruciale. Les conditions thermodynamiques ($T > 200$ MeV et $\mu_B \rightarrow 0$) prévues au RHIC et au LHC impliquent une multiplicité d'anti-baryons quasi égale à celle des baryons. Si on forme un PQG où la température est très supérieure non seulement à la masse des quarks u et d mais aussi à celle du quark s , on s'attend à ce que le taux de formation des (anti-)baryons (multi-)étranges soit comparable à celui des (anti-)nucléons.

Les très fortes multiplicités de pions, de kaons et de protons par événement, attendues dans les collisions Au+Au au RHIC et Pb+Pb au LHC, permettront de réaliser des analyses événement par événement dans de bonnes conditions statistiques. Suivant les modèles dynamiques (cordes ou cascades de partons ou combinaison des deux) utilisés (VENUS, HIJING, SFM [129], DPNJET-II [122], ... voir [130, p.156]), les multiplicités de particules chargées par unité de rapidité (dN_{ch}/dy) prévues au LHC dans la région de rapidités centrales ($-1 \leq y \leq +1$) sont comprises entre 2000 et 8000 par événement. Au RHIC, elles se situeront entre 1000 et 2000 (au SPS elles sont inférieures à 700). La résolution statistique que l'on obtient sur une observable mesurée dans un seul événement est inversement proportionnelle à \sqrt{N} où N est le nombre de particules de l'événement utilisées pour l'analyse. La stratégie consistera, d'une part, à mesurer événement par événement les caractéristiques générales des collisions (décrites dans la partie I.3.A) et, si possible, de les corrélérer avec les signaux spécifiques du PQG. Et d'autre part, elle consistera à mesurer les fluctuations non statistiques de certaines de ces observables globales d'une collision à l'autre, fluctuations qui pourraient nous renseigner sur l'occurrence d'un PQG. En effet, un certain nombre d'études quantitatives montrent que des instabilités du PQG dues

à des effets collectifs de couleur [131] pourraient se traduire, aux énergies du RHIC et du LHC, par de fortes anisotropies dans la répartition spatiale de l'énergie et des multiplicités de particules et par des fluctuations de température [132]. Ces fluctuations dynamiques, difficilement identifiables si l'on travaille sur des classes d'événements car la superposition d'événements crée un effet de moyenne, peuvent en revanche être mis en évidence si l'on mesure événement par événement les distributions de masse transverse, d'énergie, de rapidité et d'angle azimutal. De même, les mesures d'asymétries d'isospin pour les pions, résultant de la formation de domaines de champs de pions cohérents (i.e., les condensats de chiralité désorientés CCD) lors de la transition chirale, pourront, elles aussi, se faire événement par événement. Un résumé des possibilités qu'offrent les analyses événement par événement est donné en [130, p.193].

Au RHIC, où les premières prises de données sont programmées pour fin 1999, l'étude des divers signaux se répartira entre 4 expériences [133-140] et peut se résumer brièvement comme suit:

- a) PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) [134] dont le programme sera surtout consacré à la mesure des dileptons (étude des résonances J/Ψ , Υ , ρ , ω et ϕ) et des photons.
- b) PHOBOS [135] pour la mesure des particules chargées (corrélations, recherche de CCD,...) et des photons.
- c) BRAHMS (Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometers) [136] destiné essentiellement à la mesure des distributions de hadrons (dN/dy , dN/dp_{\perp} ,...) sur un large domaine de rapidité (étude du "stopping",...)
- d) STAR (Solenoidal Tracker At RHIC) [137, 138] dédié aux signatures hadroniques et à la mesure d'observables globales.

Au LHC, une seule expérience regroupera tous ces thèmes. Il s'agit de l'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [130, 139] qui débutera aux environs de 2005.

3) Les expériences ALICE et STAR

A) Le détecteur ALICE:

Une vue générale du détecteur ALICE tel qu'il est actuellement envisagé est donnée sur la fig.IV.1. Sa longueur et son diamètre sont d'environ 20 m et 15 m respectivement.

La partie centrale, dans l'entrefer de l'aimant L3, se compose de tonneaux successifs de détecteurs, placés concentriquement autour de l'axe du faisceau, fournissant une couverture et une symétrie azimutale complètes ($\Delta\phi = 2\pi$). L'acceptance en angle polaire est de 90° (entre 45° et 135°) et correspond à un domaine de pseudo-rapidité entre $\eta = -0.9$ et $\eta = +0.9$. Rappelons que cette région de rapidités centrales devrait correspondre à la zone de température maximale et de potentiel chimique baryonique minimum.

Le rôle de cette partie centrale est de mesurer toutes les observables hadroniques (variables globales ou signatures spécifiques), de rechercher les signaux exotiques (strangelets, MEMO,...) et de détecter les signaux électromagnétiques (e^+e^- et photons).

Pour ce faire, on veut être en mesure de reconstruire (tracking) les trajectoires des dizaines de milliers de particules émises à chaque collision et de les identifier avec une efficacité convenable. Le détecteur est conçu pour pouvoir traiter les multiplicités maximales que l'on prévoit, c'est à dire $dN_{ch}/dy \sim 8000$, ce qui représente plus de 12000 particules chargées dans l'acceptance. Les trajectoires de ces particules chargées sont courbées dans le plan azimutal par un champ magnétique (produit par l'aimant L3) de 0.2 T/sla, parallèle à l'axe du faisceau.

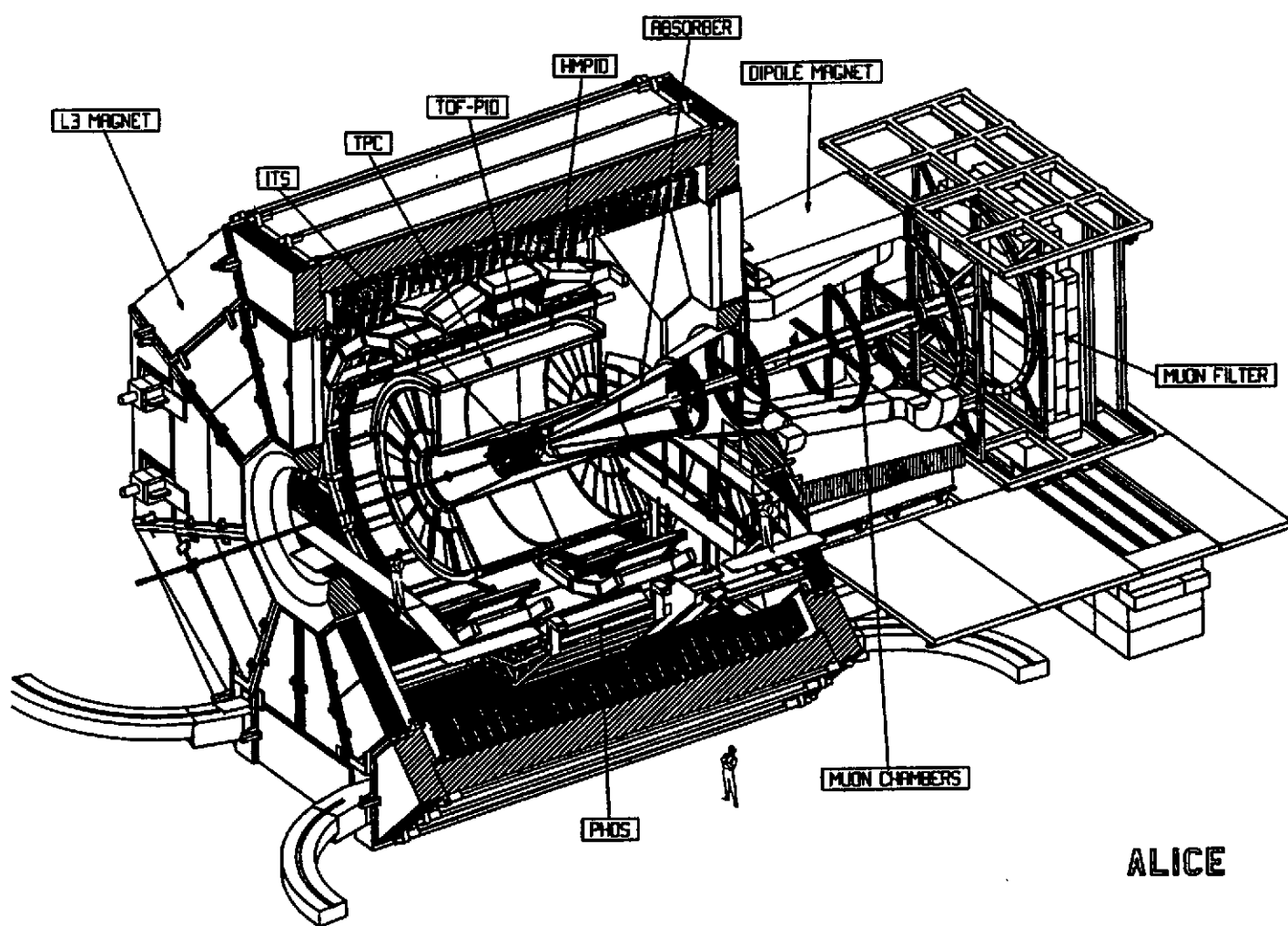


fig.IV.1: Schéma à 3 dimensions du détecteur ALICE actuellement en construction.

En partant du vertex primaire (voir fig.IV.1), le système de tracking et d'identification des particules chargées (séparation des π , K, p, e) se compose de l'ensemble ITS (Inner Tracking System) + TPC (Time Projection Chamber) + PID (Particle Identification Detector).

L' ITS est constitué de 6 couches de détecteurs au silicium. Il constitue le seul outil de reconstruction des particules de faible impulsion qui ne vont pas jusqu'à la TPC. Il joue aussi un rôle crucial dans la mesure des K_s^0 , des hypérons (Λ , Ξ , Ω) et des mésons charmés D^0 car il permet d'obtenir les résolutions spatiales nécessaires pour localiser les vertex secondaires de désintégration de ces particules. La TPC est l'outil principal de tracking et d'identification. La combinaison ITS + TPC, par la mesure de l'impulsion et de la perte d'énergie (dE/dx) des particules, permet de reconstruire et d'identifier les particules de moment transverse moyen ($0.2 < p_{\perp} < 2 \text{ GeV}/c$) qui représentent plus de 90% de toutes les particules émises. Le PID apporte une précision supplémentaire à cette mesure en déterminant le temps de vol (i.e., la vitesse) des particules. A partir de ces informations, on peut déterminer les multiplicités et les distributions (dN/dm_{\perp} , dN/dy ,...) de tous les hadrons et mettre en évidence les résonances ρ , ω et ϕ en reconstruisant le spectre de masse invariante des di-électrons. La mesure des photons s'effectuera avec un calorimètre électromagnétique: PHOS (Photon Spectrometer).

Pour la détection des jets, se traduisant par l'émission de particules de moment transverse élevé ($> 5 \text{ GeV}/c$), on utilisera le HMPID (High Momentum Particule Identification Detector) constitué d'un détecteur à effet Cerenkov: le RICH (Ring Imaging Cerenkov).

La mesure de la structure en rapidité des événements sur un large domaine (jusqu' à $|\eta| = 4$) et des quantités thermodynamiques associées (μ , ϵ) se fera grâce à des détecteurs de multiplicité placés à proximité de la région d'interaction.

L'évaluation du paramètre d'impact des collisions par la mesure de l'énergie des spectateurs se fera grâce à des calorimètres placés dans le tunnel du LHC à 92 m du point d'interaction.

La partie avant d'ALICE est constitué par un spectromètre à muons, destiné à détecter les dimuons provenant de la désintégration des J/Ψ , Υ , ... Il couvre le domaine de rapidité entre $\eta = 2.5$ et $\eta = 4$ et se compose d'un absorbeur frontal, d'un aimant dipolaire, d'un filtre à muons, de 5 chambres de tracking et de 2 chambres à trigger.

Nous ne donnons ici qu'une vue très schématique des divers éléments de détection d'ALICE. Le lecteur intéressé par les détails du projet pourra se référer au Technical Proposal d'ALICE [130] et à l'addendum du TP [141] pour la partie dimuons.

Néanmoins, afin de donner une idée de la complexité des techniques mises en oeuvre dans ce projet, j'ai choisi de considérer maintenant avec un peu plus de détails le cas de l'ITS, en raison du nombre impressionnant de cellules élémentaires de lecture et de voies d'électronique qu'il comprend : environ 17 000 000 de canaux. Cette granularité exceptionnelle est nécessaire pour obtenir une précision spatiale de quelques dizaines de microns sur les points de passage des particules et reconstruire leurs traces avec le minimum d'ambiguïtés. Etant données les très fortes densités de particules, il faudra être capable de séparer 2 traces voisines ("two-track resolution" dans le tab.IV.1) de quelques centaines de microns. Les caractéristiques de granularité et de résolution en position sont données dans le tab.IV.1

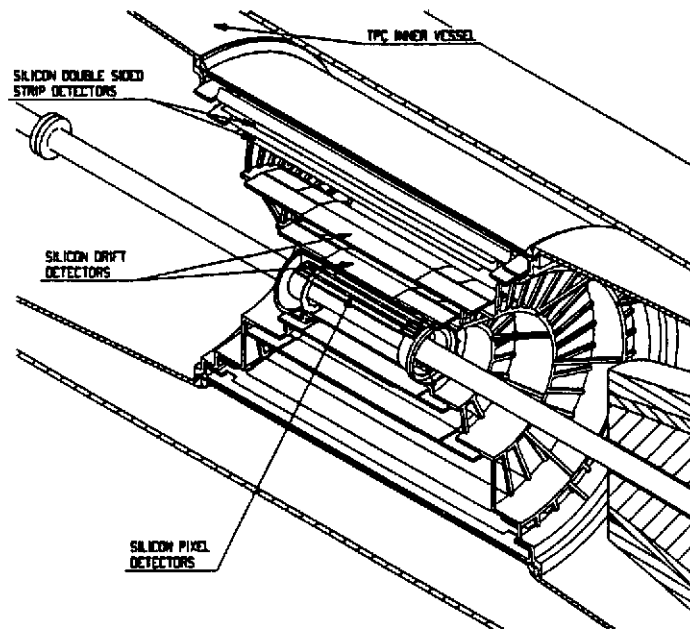


fig.IV.2: Vue en 3 dimensions du tracker interne (ITS) d'ALICE.

Type	Spatial precision (μm)		Two-track resolution (μm)		Cell size (μm)	Module size (mm)	Channels per module	Electr. channels total (k)
	r ϕ	z	r ϕ	z				
Pixel	15	90	100	600	50 x 300	13.3 x 81	65536	14420
Drift	20	30	200	420	-	70 x 87	2 x 384	192
Si Strip	30	860	200	7000	95 x 41000	75 x 42	2 x 768	2620

tab.IV.1: Tableau récapitulatif des caractéristiques (dimensions, nombre et résolution spatiale) des divers éléments de l'ITS.

La vue en perspective de la fig.IV.2 montre les 6 couches de détecteurs au silicium de l' ITS. Cet ensemble représente une surface totale de détection de 6.6 m^2 . Les 2 premières couches situées à 3.9 et 7.6 cm du vertex de la collision se composent de détecteurs Si à pixels. C'est à ces faibles distances de la zone d'interaction que la densité des particules émises est la plus grande (~ 10 particules / cm^2). Ceci nécessite d'avoir plus de 14 000 000 de cellules élémentaires de détection (pixels de $50 \times 300 \mu\text{m}$) qui fournissent une résolution spatiale de $15 \mu\text{m}$ dans le plan perpendiculaire au faisceau ($r\phi$) et une précision de $90 \mu\text{m}$ suivant l'axe du faisceau. Les couches 3 et 4 (situées à 14 et 24 cm du faisceau) se composent de détecteurs Si à dérive. Les deux dernières couches (40 et 45 cm) sont constituées de détecteurs Si double-face à micropistes: elles représentent un ensemble d'environ 1700 modules de taille $7.5 \times 4.2 \text{ cm}$, chacun de ces modules contenant 2×768 micropistes espacées de $95 \mu\text{m}$ (voir tab.IV.1).

En plus de l'information sur la position des impacts des particules, les détecteurs à dérive et à micropistes permettront de mesurer la perte d'énergie des particules avec une résolution de l'ordre de 10%.

Au delà de l'ITS, c'est la TPC, détecteur gazeux de grandes dimensions (rayon intérieur = 1 m, rayon extérieur = 2.5 m) qui prend le relais pour le tracking et l'identification des particules. Grâce à ces 500 000 cellules de lecture, elle permet d'obtenir une résolution spatiale de quelques centaines de microns et une résolution sur la perte d'énergie de 7%.

a) Reconstruction des traces et principe d'identification des particules

Le principe de mesure utilisé avec l'ensemble ITS + TPC + PID est représenté naïvement sur la fig.IV.3: chaque particule issue de la collision traverse les 6 couches de L'ITS puis laisse dans la TPC environ 70 à 100 informations successives sur sa position et sa perte d'énergie (dE/dx) tout au long de sa trajectoire. Enfin, elle parvient au PID qui donne son temps de vol (TOF) avec une précision de quelques centaines de picosecondes.

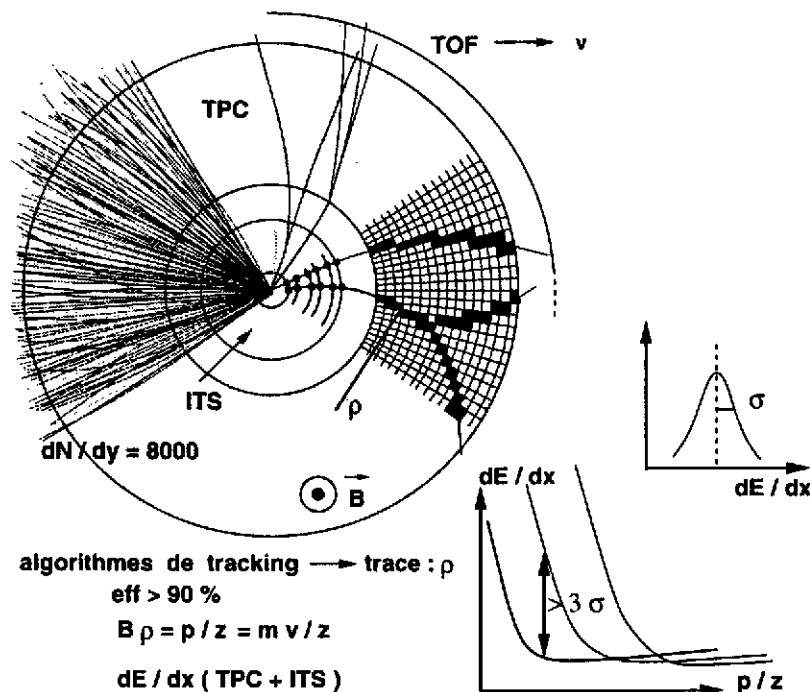


fig.IV.3: Principe d'identification des particules et de détermination de leur impulsion.

Les algorithmes de tracking reconstruisent chaque trace et donnent son rayon de courbure (ρ). La relation $B\rho = p/z = mv/z$ (où B est le champ magnétique et v la vitesse déduite du TOF) permet pour un z donné de déterminer la masse (m) et le moment p des particules. L'identification des particules se fait sur le diagramme à 3 dimensions dE/dx versus p versus

m , dont une simulation est représentée sur la fig.IV.4(a). En fonction de leur charge (ici $Z = 1$) et de leur masse, les particules (π , K, p, e) se placent sur des courbes distinctes avec une dispersion donnée par les résolutions (σ) en énergie et en temps. Une bonne séparation entre ces particules (avec un degré de confiance de 99%) implique que les nuages de points soient espacés en moyenne de 3 déviations standards σ . La fig.IV.4(b) montre que les séparations π/K , K/p et e/π sont correctes en dessous de $p = 2$ GeV/c, 3.5 GeV/c et 6 GeV/c respectivement.

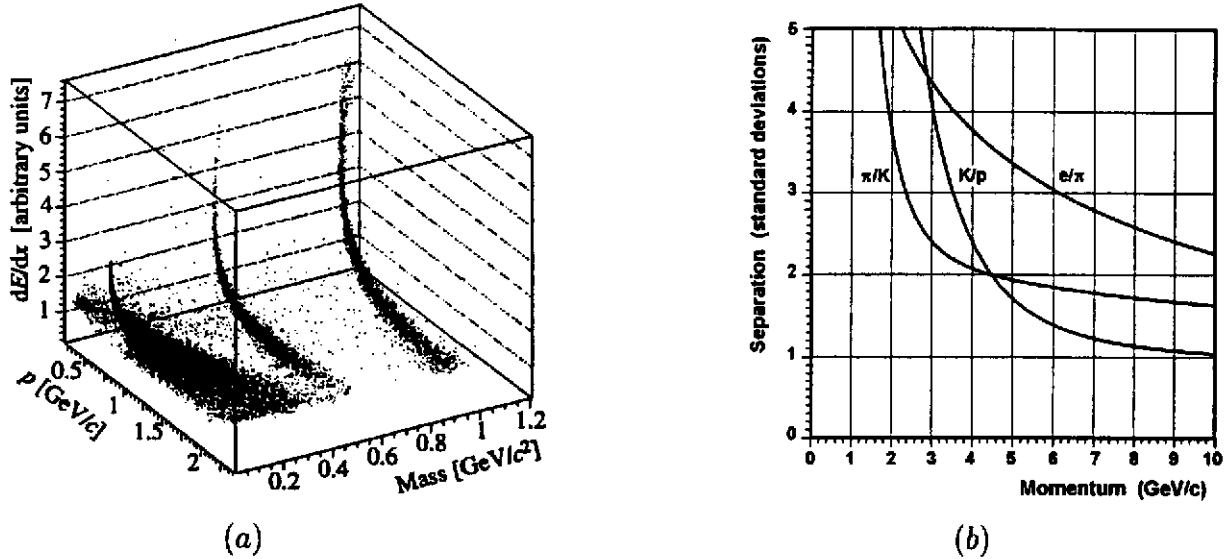


fig.IV.4: a) Identification des particules sur le diagramme à 3 dimensions représentant une simulation de la perte d'énergie différentielle (dE/dx) en fonction de l'impulsion (p) et de la masse des particules. De gauche à droite, on distingue les électrons, les pions, les kaons et les protons. b) Séparation (nombre de déviations standards σ) des e, π , K, p en fonction de leur impulsion.

b) Performances simulées des détecteurs centraux

L'acceptance de la partie centrale d'ALICE résulte d'un compromis entre coût et efficacité. L'intervalle en pseudo-rapacité $\Delta\eta \sim 2$ est assez grand pour mesurer avec une statistique suffisante (plusieurs milliers de pions et plusieurs centaines de kaons et de protons) les distributions de particules chargées (voir fig.IV.5) événement par événement. Il permet aussi d'avoir un taux de reconstruction d'hypérons qui soit raisonnable.

Le tracking est le gros défi de l'expérience, étant donné le nombre et la densité de traces. Avec les résolutions spatiales envisagées, la séparation entre 2 traces voisines dans la TPC peut se faire si leur distance est de 1 mm ou plus. Les simulations donnent des valeurs d'efficacité de reconstruction entre 90% et 95%. Les résolutions angulaires sont de l'ordre de 1 à 5 mrad.

Pour distinguer correctement les particules (π , p, K) provenant des vertex secondaires de désintégration des Λ , Ξ , Ω et D^0 de celles émises à partir du vertex principal, l'incertitude que l'on tolère sur la distance (que l'on appelle aussi paramètre d'impact) entre le vertex principal et l'extrapolation des traces des produits de désintégration, se situe entre 100 et 400 μm (suivant le moment transverse).

La résolution relative ($\Delta p_{\perp}/p_{\perp}$) en moment transverse se situe entre 1% et 2% pour plus de 90% des particules émises (à savoir celles de moment moyen entre 0.2 et 2 GeV/c). Les distributions de moment transverse des π , K et p obtenues en simulant un seul événement Pb+Pb à 6 TeV sont montrées sur la fig.IV.5. A faible p_{\perp} (domaine important notamment pour l'étude des effets collectifs tels que les fluctuations d'isospin et pour la mesure des rayons de source) et à haut p_{\perp} (jets) la résolution est également suffisante ($\sim 3\%$). Pour l'identification des mésons vecteurs ρ , ω et ϕ , on veut une résolution en masse à peu près équivalente à la largeur de ces résonances pour maximiser le rapport signal sur bruit.

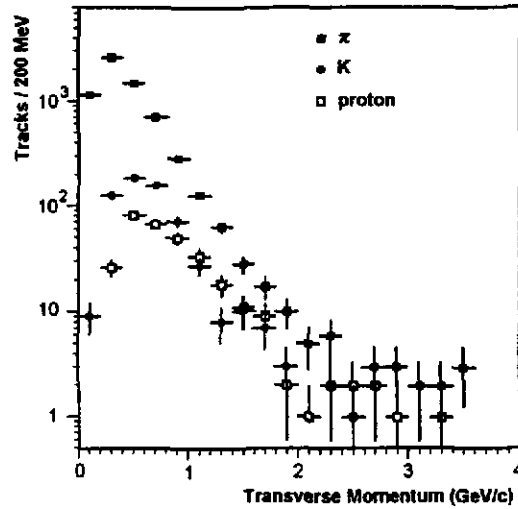


fig.IV.5 : Distributions de moment transverse des π , K, p (après tracking et identification des particules dans ALICE) dans 1 seul événement central Pb+Pb simulé avec le générateur SHAKER ([130,p.155]) en considérant $dN_{ch}/dy = 8000$.

B) Le détecteur STAR

La philosophie de détection, le type de détecteurs utilisés et leur agencement dans STAR sont les mêmes que dans la partie centrale d'ALICE si ce n'est qu'ils n'incluent pas la mesure des photons. Au niveau de ses dimensions, le détecteur STAR, représenté en coupe longitudinale sur la fig.IV.6, apparaît comme le "petit frère" d'ALICE. Les conditions de détection seront moins contraignantes dans STAR que dans ALICE. Les multiplicités de particules attendues au RHIC (2 à 5 fois plus petites qu'au LHC) ne nécessitent pas une granularité et une résolution spatiale aussi élevées que dans ALICE.

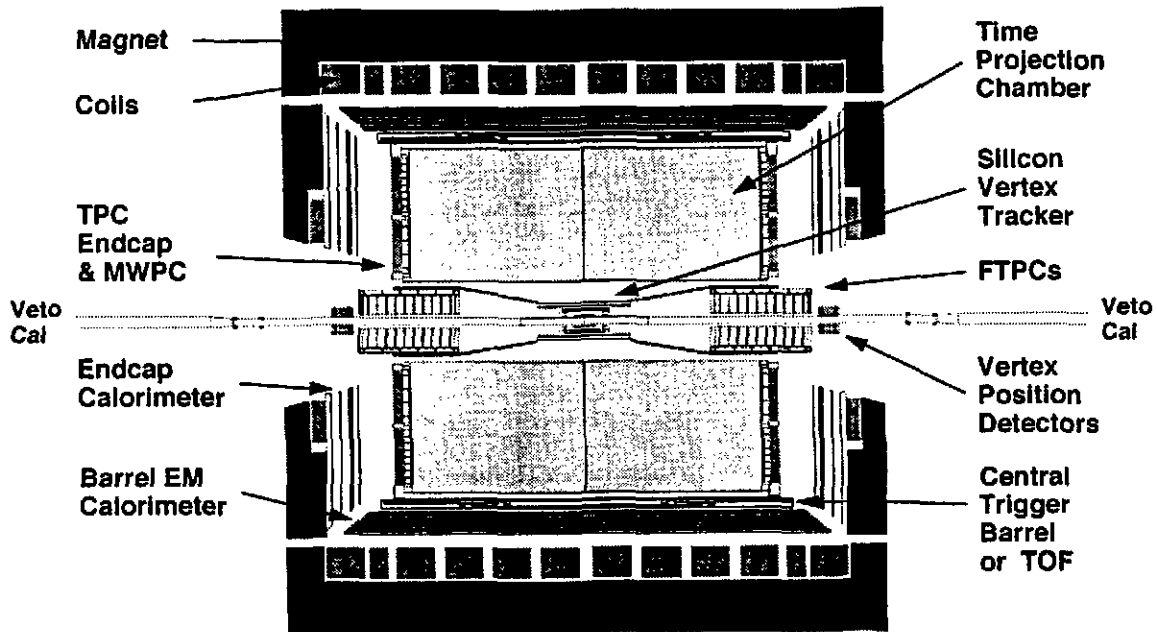


fig.IV.6: Schéma en coupe longitudinale du détecteur STAR. Sa construction s'achèvera durant l'année 2000.

L'ensemble instrumental, situé dans l'entrefer d'un aimant solénoïdal (de 5 m de diamètre et de 7 m de longueur) fournissant un champ de 0.5 Tesla, couvre la région de rapidité centrale. Le tracking et l'identification des particules se fait au moyen des éléments suivants:

a) Le SVT (Silicon Vertex Tracker) constitué de 3 couches cylindriques de détecteurs au silicium à dérive et d'un tonneau de détecteurs Si à micropistes. Sa longueur et son diamètre sont 2 fois plus petits que ceux de l'ITS.

b) Une TPC comparable (un facteur d'environ 4/5) à celle d'ALICE.

c) Un détecteur de temps de vol.

Un calorimètre électromagnétique permettra de mesurer les jets. Les mesures de dN/dy dans le domaine $2.5 < |\eta| < 4.5$ se feront grâce à une petite chambre à projection temporelle (FTPCs) située à l'avant du détecteur (devant le SVT).

CONCLUSION

L'étude de la matière nucléaire dense et chaude et la recherche du plasma de quarks et de gluons aux énergies relativistes possèdent une longue histoire, jalonnée de nombreuses étapes et rebondissements. Au début des années 80, on se demandait si la recherche du PQG était réalisable expérimentalement avec des collisions d'ions lourds. La question préalable était de savoir si ces collisions permettaient de former des systèmes suffisamment grands (i.e., de volume très supérieur au fm^3 et contenant un nombre élevé de particules) et de durée de vie suffisamment longue (supérieure au temps de relaxation) pour que l'on puisse les caractériser d'un point de vue macroscopique et thermodynamique. La question cruciale était alors de savoir si l'on serait capable d'atteindre dans ces systèmes les densités d'énergie prédites pour la transition de phases hadrons/partons déconfinés.

Les premières générations d'expériences, notamment celles effectuées de 1986 à 1993 au SPS en utilisant des projectiles "légers" (O, S) à 200 A GeV, permirent d'apporter de nombreux éléments de réponse à ces questions et d'envisager avec optimisme la poursuite de ces recherches.

Durant les 3 dernières années, les collisions de noyaux lourds (Pb+Pb à 160 A GeV) permirent, comme on l'a vu tout au long de cet exposé, de franchir une étape supplémentaire en montrant pour la première fois des comportements qui semblent échapper à nos connaissances et à nos modélisations de la matière hadronique. Ce n'est pas encore la preuve irréfutable de la formation d'un PQG mais c'est une porte de plus en plus largement ouverte sur la matière partonique.

On espère une mise en évidence claire du PQG, sinon au RHIC, au moins au LHC. Mais la complexité de cette physique n'exclut pas que l'on se retrouve auprès de ces collisionneurs dans la même situation ambiguë que celle que nous vivons actuellement avec les résultats du SPS. Si c'est le cas, ces ambiguïtés seront sans doute de nature différente car elles proviendront à la fois de difficultés expérimentales nouvelles et de phénomènes physiques nouveaux, résultant du saut en énergie réalisé entre le SPS et le LHC. Plus fondamentalement, on peut aussi concevoir que les propriétés d'un milieu hadronique très chaud et celles d'un PQG soient trop proches, du moins dans les conditions de formation par collision d'ions lourds, pour que l'on puisse les différencier clairement au moyen des signatures actuellement proposées.

On peut donc se poser de multiples questions sur l'issue de la recherche du PQG mais jusqu'à preuve du contraire les collisions d'ions lourds restent le seul outil et le seul espoir raisonnable de le créer et de l'étudier en laboratoire. Que cet état de la matière ait existé durant les premières microsecondes après le Big Bang, on en est convaincu. Rappelons donc que le but de cette

recherche n'est pas tant de conforter cette quasi-certitude que d'étudier de manière systématique le comportement d'ensembles multi-particules soumis à l'interaction forte, à l'échelle d'énergie et de température où QCD prévoit une modification fondamentale de leur structure (transition de phases) et de leurs propriétés dynamiques. Rappelons aussi que cette physique combinée à la physique des particules (collisions pp , e^+e^-) permet d'étudier les changements qui s'opèrent lorsqu'on passe de l'échelle de l'interaction élémentaire nucléon-nucléon ou parton-parton à l'échelle de systèmes macroscopiques à grand nombre de particules et de température non nulle. Le passage du SPS au RHIC puis au LHC permettra d'étudier les transformations qui se produisent dans les processus (à l'équilibre et hors équilibre) caractérisant la matière nucléaire lorsqu'on s'éloigne progressivement du régime non perturbatif de QCD. L'objectif est d'apporter un maximum d'informations expérimentales afin de valider, de dépasser ou même d'infirmer l'état actuel de cette théorie ou du moins d'un certain nombre de ces éléments.

Ainsi, il serait dommage de limiter cette physique à un problème de sémantique, c'est-à-dire à des questions réductrices du type : "a-t-on formé le PQG ?" ou "le formera-t-on un jour?" et d'en attendre une réponse binaire (oui ou non). Car quel que soit le terme employé pour qualifier la matière "superchaude" créée dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, les expériences et les théories développées pour la comprendre permettent d'ouvrir constamment de nouveaux champs de physique dont la richesse justifie pleinement qu'on l'étudie sur un domaine d'énergie très vaste allant jusqu'aux énergies du LHC.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier le comité d'organisation de l'école Joliot-Curie de m'avoir invité à donner ce cours. Mes remerciements vont également à toutes les personnes qui ont contribué à ce travail grâce aux judicieux conseils qu'elles m'ont prodigués et aux discussions fructueuses que j'ai pu avoir avec elles. Ma reconnaissance s'adresse plus particulièrement à J. Y Ollitrault, W. Geist, H. Stöcker, J. Polonyi, J. Konopka, J. Letessier, J. P. Coffin, J. Baudot, K. Safarik et R. Lietava.

REFERENCES

- 1) B. Müller, *Lecture Notes in Physics: "The Physics of the Quark Gluon Plasma"*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1985
- 2) C. Y. Wong, *"Introduction to High Energy Heavy Ion Physics"*, World Scientific, Singapore, 1994
- 3) H. Satz, *"The Quark Plasma"*, Nature vol. 324, November 1986
- 4) S. Weinberg, *"The first three minutes"*, Basics Books, New York 1977
- 5) B. Müller, *Rep. Prog. Phys.* 58 (1995) 611
- 6) J. Harris and B. Müller, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 46 (1996) 71
- 7) L. McLerran, *Rev. Mod. Phys.* 58 (1986) 1021
- 8) W. Greiner and D. Rischke, *Phys. Rep.* 264 (1996) 183
- 9) J. C. Collins and M. Perry, *Phys. Lett.* 34 (1975) 1353
- 10) Conférences "Quark Matter" dont les compte-rendus sont publiés dans *Nuclear Physics*.
- 11) a) Cours de J. P. Blaizot à l'école de Gif (1988). b) Cours de O. Drapier à l'école Joliot Curie (1995). c) Cours de J. Cugnon à l'école Joliot Curie (1995)

- 13) E. Witten, *Physics Today*, 33, n° 7 (1980) p.38
- 14) R. L. Jaffe, *Nature*, 268 (1977) n° 5617, p.201
- 15) "Les particules élémentaires", Bibliothèque pour la Science, diffusion Belin. C'est une compilation d'articles parus dans la revue *Pour la Science* (voir l'article de K. Johnson).
- 16) F. Wilczek, *Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci.* 32 (1982) 177
- 17) D. J. Gross and F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* 30 (1973) 1343
- 18) H. D. Politzer, *Phys. Rep.* 14C (1974) 129
- 19) M. A. Shifman, *Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci.* 33 (1983) 33
- 20) W. Weise, *Nucl. Phys.* A553 (1993) 59c
- 21) K. Wilson, *Phys. Rev.* D10 (1974) 2445
- 22) J. Cleymans et al., *Phys. Rep.* 130 (1986) 217
- 23) Cours de P. Guichon, M. Knecht et G. Chanfray, *Ecole Joliot Curie* 98
- 24) Cours de A. Morel à l'école de Gif (1988)
- 25) H. Gutbrod et H. Stöcker, "L'équation d'état de la matière nucléaire", *Pour la Science*, Janvier 1992, p.44
- 26) A. Chodos et al., *Phys. Rev.* D9 (1974) 3471
- 27) C. D. de Tar and J. F. Donoghue, *Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci.* 33 (1983) 235
- 28) B. Svetitsky and L. Yaffe, *Phys. Rev.* D26 (1982) 963
- 29) R. D. Pisarski and F. Wilczek, *Phys. Rev.* D29 (1984) 338
- 30) K. Rajagopal and F. Wilczek, *Nucl. Phys.* B399 (1993) 395
- 31) F. Karsch, *Nucl. Phys.* A590 (1995) 367c, voir aussi du même auteur: *Phys. Rev.* D49 (1994) 3791.
- 32) T. Blum et al., *Phys. Rev.* D51 (1995) 5153
- 33) C. Bernard et al., *Phys. Rev.* D45 (1992) 3854
- 34) G. Boyd et al., *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 4169
- 35) J. D. Bjorken, *Phys. Rev.* D27 (1983) 140
- 36) W. Scheid et al., *Phys. Rev. Lett.* 21 (1968) 1479
- 37) G. F. Chapline et al., *Phys. Rev.* D8 (1973) 4302
- 38) H. Satz, *Nucl. Phys.* A544 (1992) 371c
- 39) R. C. Hwa and K. Kajantie, *Phys. Rev. Lett.* 56 (1986) 696
- 40) J. P. Blaizot and A. H. Mueller, *Nucl. Phys.* B289 (1987) 847
- 41) W. Greiner et H. Stöcker, *Pour la Science*, mars 1985, p.56
- 42) H. Satz, *Lepton/Photon Symp.* 2 (1991) 271, CERN-TH 6216/91
- 43) F. Viedebaek et al., *Nucl. Phys.* A590 (1995) 249c
- 44) P. G. Jones et al., *Nucl. Phys.* A610 (1996) 188c
- 45) P. M. Jacobs et al. *Proceedings of the Conference on Heavy Ion Physics at the AGS (HIPAGS '96) at Wayne State University, Detroit, USA, 1996*
- 46) G. Roland for the NA49 Collaboration, *Quark Matter 97, Tsukuba, Japan, 1997*

- 47) H. Appelshäuser and the NA49 Collaboration, NA49 note number 173 (october 1998)
- 48) P. Braun-Munzinger et al., Phys. Lett. B365 (1996) 1
- 49) T. Alber et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 1303
- 50) J. P. Blaizot and J. Y. Ollitrault, "Quark Gluon Plasma", ed R. C. Hwa, Singapore, World Scientific, 1991, p.393
- 51) K. Kajantie and T. Matsui, Phys. Lett. 1664B (1985) 373
- 52) B. Anderson et al., Nucl. Phys. B281 (1987) 289
- 53) K. Werner and J. Aichelin, Phys. Lett. B308 (1993) 372
- 54) J. Aichelin and K. Werner, Phys. Lett. B300 (1993) 158
- 55) Cours de J. Gosset à l'école de Gif (1988)
- 56) R. Hanburry Brown and R. Q. Twiss, Nature 178 (1956) 1046
- 57) Zajc WA. Particle Production in Highly Excited Matter, eds. H. H. Gutbrod and J. Rafelski (Plenum Press, New York, 1993) p.435
- 58) Helena Bialkowska, Heavy Ion Collisions at high Energy, plenary review talk at the XXXIX International Conference on High Energy Physics (ICHEP'98), Vancouver, July 1998
- 59) G. Agakichiev et al., Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 1272
- 60) G. Agakichiev et al., Phys. Lett. B422 (1998) 405
- 61) W. Cassing et al., Phys. Lett. B377 (1996) 5
- 62) G. Q. Li, C. M. Ko and G. E. Brown, Nucl. Phys. A611 (1996) 539
- 63) R. Rapp, G. Chanfray and J. Wambach, Nucl. Phys. A617 (1997) 472
- 64) R. Santo et al., Nucl. Phys. A566 (1994) 61c
- 65) M. Masera et al., Nucl. Phys. A590 (1995) 93c
- 66) M. C. Abreu et al., Nucl. Phys. A566 (1994) 77c
- 67) T. Peitzmann for WA98, ICHEP'98, Vancouver, July 1998
- 68) I. Ravinovich for the CERES Collaboration, Nucl. Phys. A638 (1998) 159c
- 69) T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B178 (1986) 416
- 70) F. Karsch, M. T. Mehr and H. Satz, Z. Phys. C37 (1988) 617
- 71) M. C. Abreu et al., Phys. Lett. B410 (1997) 337
- 72) M. Gonin for NA50, ICFA-QGP 97, Jaipur, India, March 1997
- 73) L. Ramello for NA50, Quark Matter 97, Tsukuba, Japan, december 1997
- 74) S. Ramos for NA50, ICHEP'98, Vancouver, july 1998
- 75) J. P. Blaizot and J. Y. Ollitrault, Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1703
- 76) J. D. Bjorken, Acta Phys. Polon. B23 (1992) 246
- 77) J. Rafelski, Phys. Rep. 88 (1982) 331
- 78) P. Koch, B. Müller and J. Rafelski, Phys. Rep. 142 (1986) 167
- 79) J. Rafelski and B. Müller, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1066
- 80) J. Rafelski, Phys. Lett. B262 (1991) 333

- 81) J. Rafelski, Nucl. Phys. A544 (1992) 279c
- 82) M. Gadzicki and NA35, Nucl. Phys. A590 (1995) 197c
- 83) E. G. Judd and NA36, Nucl. Phys. A590 (1995) 291c
- 84) D. Di Bari and WA85, Nucl. Phys. A590 (1995) 307c
- 85) S. Abatzis and WA85, Nucl. Phys. A566 (1994) 225c
- 86) J. B. Kinson and WA94, Nucl. Phys. A590 (1995) 317c
- 87) A. K. Holme for the WA97 Collaboration, International Symposium on Strangeness in Quark Matter, Thera (Santorini), Greece, April 1997
- 88) I. Kràlik for the WA97 Collaboration, Quark Matter 97, Tsukuba, Japan, December 1997
- 89) E. Anderson et al., Phys. Lett. B433 (1998) 209
- 90) R. Lietava and WA97, 6th International Conference on Strangeness in Quark Matter, Padova, Italy, July 1998
- 91) R. Caliendo and WA97, 6th International Conference on Strangeness in Quark Matter, Padova, Italy, July 1998
- 92) J. Letessier, J. Rafelski and A. Tounsi, Phys. Lett. B292 (1992) 417
- 93) J. Letessier, J. Rafelski and A. Tounsi, Phys. Lett. B410 (1997) 315
- 94) J. Letessier and J. Rafelski, International Conference on Strangeness in Quark Matter, Padova, Italy, July 1998, to be published in J. Phys. G
- 95) J. Cleymans and H. Satz, Z. Phys. C57 (1993) 135
- 96) C. Spieles et al., International Conference on Nuclear Physics at the Turn of the Millennium: "Structure of vacuum and elementary matter", Wilderness, South Africa, March 1996, eds H. Stöcker, A. Gallmann and W. Greiner, World Scientific, p.491
- 97) J. Cugnon, Phys. Rev C22 (1980) 1885
- 98) H. Sorge, H. Stöcker and W. Greiner, Annals of Physics (N.Y) 192 (1989) 266
- 99) S. Bass et al., "Structure of vacuum and elementary matter", eds H. Stöcker, A. Gallmann and W. Greiner, World Scientific, p.399
- 100) Pour une introduction, voir: H. J. Crawford and C. Greiner, "The Search for Strange Matter", Scientific American, January 1994, p.72
- 101) E. Witten, Phys. Rev. D30 (1984) 272
- 102) A. Bodmer, Phys. Rev. D4 (1971) 1601
- 103) E. Fahri and R. L. Jaffe, Phys. Rev. D30 (1984) 2379
- 104) J. D. Bjorken and L. D. McLerran, Phys. Rev. D20 (1979) 2353
- 105) S. A. Chin and A. K. Kerman, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1292
- 106) J. Madsen, Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 391
- 107) Pour une revue, voir: C. Greiner, A. Diener, J. Schaffner and H. Stöcker, "Strange Matter: a New Domain of Nuclear Physics", dans le livre "The Nuclear Equation of State", NATO ASI Series B: Physics, vol 335 (1994) p.53, plenum, New York, eds: W. Greiner, H. Stöcker and A. Gallmann.
- 108) C. Greiner, P. Koch, D. H. Rischke and H. Stöcker, Phys. Rev. D38 (1988) 2797
- 109) J. F. Donoghue, E. Golowich and B. R. Holstein, Phys. Rev. D34 (1986) 3434

- 110) C. Greiner, P. Koch and H. Stöcker, Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1825
- 111) C. Greiner and H. Stöcker, Phys. Rev. D44 (1991) 3517
- 112) Pour une revue des expériences, voir: S. Kumar, Nucl. Phys. A590 (1995) 29c
- 113) F. S. Rotondo for E864, Nucl. Phys. A610 (1996) 297
- 114) R. Klingenberg for NA52, Nucl. Phys. A610 (1996) 306c
- 115) R. S. Longacre for E810, Nucl. Phys. A590 (1995) 477c
- 116) R. L. Jaffe, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 195
- 117) J. P. Coffin and C. Kuhn, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 23 (1997) 2117
- 118) C. Kuhn et al., Internal Note ALICE 95-49, 1995
- 119) C. Spieles et al., Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 1776
- 120) J. Schukraft, "Structure of vacuum and elementary matter", eds H. Stöcker, A. Gallmann and W. Greiner, World Scientific, p.417
- 121) A. Capella et al., Phys. Rep. 236 (1994) 227
- 122) J. Ranft, Phys. Rev. D51 (1995) 64
- 123) K. Geiger, Phys. Rep. 258 (1995) 237
- 124) X. N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. D45 (1992) 844
- 125) X. N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 1480
- 126) B. Müller and X. N. Wang, Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 2437
- 127) K. Geiger, Phys. Rev. D48 (1993) 4129
- 128) J. Rafelski, J. Letessier and A. Tounsi, Heavy Ion Physics vol. 4 (1996) 181
- 129) N. S. Amelin et al., Z. Phys. C63 (1994) 507
- 130) ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 95-71, LHCC/P3, December 1995
- 131) S. Mrówczyński, Phys. Rev. C49 (1994) 2191
- 132) L. Stodolsky, Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 1044
- 133) J. W. Harris, Relativistic Heavy Ion Physics and the RHIC, lectures given at the Lake Louise Winter Institute on QCD, 15-21 february 1998, Lake Louise, Alberta, Canada, to be published in World Scientific 1998.
- 134) S. Nagamiya, Nucl. Phys. A566 (1994) 287c
- 135) B. Wyslouch, Nucl. Phys. A566 (1994) 305c
- 136) F. Videbaek et al., Nucl. Phys. A566 (1994) 299c
- 137) Conceptual Design Report for the Solenoidal Tracker at RHIC, The STAR Collaboration, PUB-5347 (1992)
- 138) J. W. Harris et al., Nucl. Phys. A566 (1994) 277c
- 139) J. Schukraft et al., Nucl. Phys. A566 (1994) 311c
- 140) T. J. Hallmann et al., Nucl. Phys. A590 (1995) 399c
- 141) ALICE T.P, Addendum 1, CERN/LHCC 96-32, LHCC/P3, October 1996

Le Quarkonium : du Fermilab au SPS

Michel Gonin - LPNHE - Ecole Polytechnique

Nous présentons dans ce cours les motivations, les principes de la mesure et les résultats expérimentaux concernant la production des quarkonia dans les collisions entre ions lourds. Les résultats expérimentaux obtenus au Fermilab (800 GeV/nucléon) et au CERN (158, 200 et 450 GeV/nucléon) sont comparés dans le cadre d'un modèle phénoménologique d'absorption. Les derniers résultats spectaculaires de la production du J/ψ dans les collisions Pb - Pb sont présentés en détail et discutés dans le cadre d'une production du plasma de quarks et de gluons.

1 Introduction

Toute la matière et anti-matière connue de l'univers est formée de 2×17 particules élémentaires: 6 quarks, 6 leptons et 5 porteurs de forces (gluons, photons et les 3 bosons). Les 6 quarks (u,d,s,c,t,b) constituent dans le modèle standard les "briques" élémentaires qui forment les hadrons comme par exemple les protons (uud) ou les neutrons (udd). Les gluons, au nombre de 8 pour être précis, transportent les interactions fortes et servent de colle aux quarks pour assurer la stabilité de l'édifice hadronique. Dans le noyau nucléaire, les quarks et les gluons restent confinés dans les nucléons et, au premier ordre, ne jouent individuellement aucun rôle. Plus généralement, il est admis que les quarks ne peuvent pas exister à l'état libre et solitaire. Ils se regroupent soit en trio (qqq) pour former la famille des baryons comme les nucléons, soit en duo ($q\bar{q}$) pour former la famille des mésons comme les pions.

Le principe du confinement des quarks et des gluons dans les hadrons n'a pour l'instant jamais été contesté expérimentalement. Les quarks sont "colorés" en rouge, vert ou bleu et c'est cette charge de couleur qui engendre entre eux l'interaction forte. Les gluons sont également

porteurs de couleur contrairement, par exemple, aux photons qui ne possèdent pas de charge électrique pour les interactions électromagnétiques. Cela permet, par exemple, aux quarks de changer de couleur par échange d'un gluon. La théorie des interactions fortes (QCD) postule que toute particule observable doit obéir à la règle du "zéro couleur" c'est à dire doit être incolore. La règle des combinaisons ou somme de couleurs pour les quarks est identique à celle des "vraies" couleur de lumière; un proton par exemple constitué des quarks (uud) possède la couleur rouge + vert + bleu = blanc. Ainsi, la notion de "particules physiques" ne s'applique plus aux quarks ou aux gluons. Les quarks n'ont pas été découverts explicitement contrairement aux particules dites autrefois "élémentaires" comme les protons, électrons, pions, particules étranges, etc.... La masse de ces particules a pu être, par exemple, déterminée expérimentalement alors que la "masse" des quarks reste un paramètre libre de la chromodynamique quantique (QCD).

Cependant, des calculs non-perturbatifs sur réseau [1] pour les interactions fortes montrent que pour des températures supérieures à une température critique de l'ordre de 160-200 MeV, un état déconfiné doit se produire correspondant à une phase de plasma de quarks et de gluons. Cette température critique qui est environ 20 fois supérieure aux températures limites des noyaux chauds nucléaires dépend néanmoins sensiblement des approximations utilisées pour ce genre de calcul. Dans la phase plasma, les quarks et les gluons ne sont plus localisés dans les hadrons mais interagissent individuellement dans un grand volume. Ceci traduit un "dégel" complet et brutal des degrés de liberté de la matière hadronique. Il faut noter que ce plasma ne doit pas produire de quarks isolés et détectables. Il représente néanmoins un nouvel état de la matière totalement inconnu sur terre mais présent durant l'évolution de notre univers primordial environ 10 μ s après le "Big Bang". Cette prédiction majeure de la théorie QCD non-perturbative des interactions fortes a motivé, et motive toujours, un programme ions lourds très ambitieux au CERN et à Brookhaven (USA). Une communauté importante de 800 à 1000 physiciens y est impliqué.

Les collisions entre ions lourds représentent une solution expérimentale, sans doute la seule, pour étudier la matière nucléaire à température finie. La mesure au CERN-SPS des distributions d'énergies transverses dans les collisions d'ions lourds montrent que les conditions nécessaires à la production du plasma ont été satisfaites. Par exemple, des densités d'énergies de l'ordre de 2-3 GeV/fm³ ont été mesurées dans les collisions Pb - Pb représentant 10 fois la densité d'énergie de la matière nucléaire [2]. Ceci correspond approximativement à une énergie totale de 4500 GeV répartie dans un volume de 1500 fm³, très grand par rapport au volume hadronique d'une collision p+p, et propice à une transition de phase. Cependant, l'utilisation des collisions entre ions lourds à la place de collisions plus élémentaires présente certains désavantages dus à leur complexité et à la difficulté d'en extraire des informations précises et non ambiguës. De plus, la durée de vie extrêmement courte du plasma (10^{-24} s) ainsi que ses très petites dimensions (10^{-15} m) ne permettent pas une étude classique du phénomène.

Le choix judicieux d'une observable capable de signer la production du plasma constitue une gageure pour notre recherche. Les états liés ($q\bar{q}$) des quarks charmés (c) et des quarks de la beauté (b) appelés **quarkonia** sont sans aucun doute les meilleurs candidats. Les dimensions du J/ψ ($c\bar{c}$) et de l'upsilon Υ ($b\bar{b}$) sont significativement inférieures aux dimensions des protons, neutrons ou autres pions et sont donc moins sensibles à la phase hadronique suivant la phase plasma (figure 1). En revanche, les quarkonia sont très sensibles à la phase plasma due

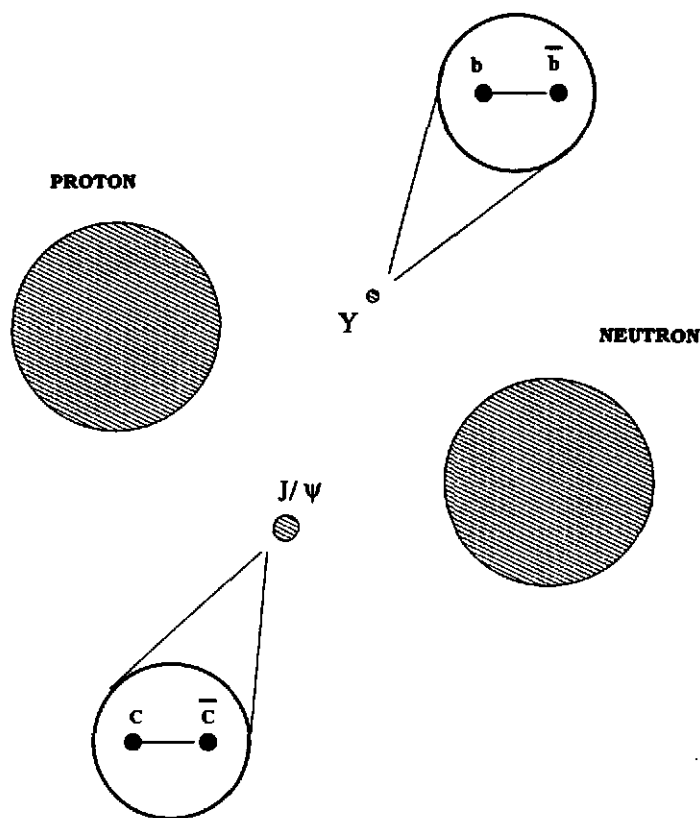


Figure 1: Comparaison entre les "dimensions" des nucléons et des quarkonia

aux effets d'écrantage [3] qui annihilent la formation d'un état lié ($q\bar{q}$): toute "suppression" de quarkonia signe en principe la formation d'un état déconfiné. De plus, ces particules ne peuvent être produites qu'aux premiers instants de la collision ion - ion étant donné la valeur élevée de la masse du J/ψ ($3.1 \text{ GeV}/c^2$) et de Υ ($9.5 \text{ GeV}/c^2$). La perte d'énergie due aux collisions successives interdit la production des quarkonia au-delà de la première collision nucléon - nucléon. Ceci n'est pas le cas pour d'autres candidats à la "signature" comme la production d'étrangeté (méson K) ou la production de pion (figure 2). L'empreinte de la formation d'un état déconfiné doit s'observer en priorité dans la production des quarkonia.

2 Principe de la mesure

Les particules J/ψ ou Υ sont produites par des processus durs c'est à dire des processus à très faible section efficace comparée par exemple à la section efficace inélastique nucléon - nucléon. L'étude des processus durs dans les collisions d'ions lourds passe d'abord par une étude d'un processus simple comme la production de paires Drell-Yan [4]. Ce mécanisme consiste en une annihilation d'un quark du nucléon projectile et d'un anti-quark du nucléon cible. Bien que la production de l'état lié J/ψ corresponde plutôt à une fusion entre deux gluons pour un domaine cinématique comparable $y_{CM} \simeq 0$, les deux mécanismes peuvent être considérés comme

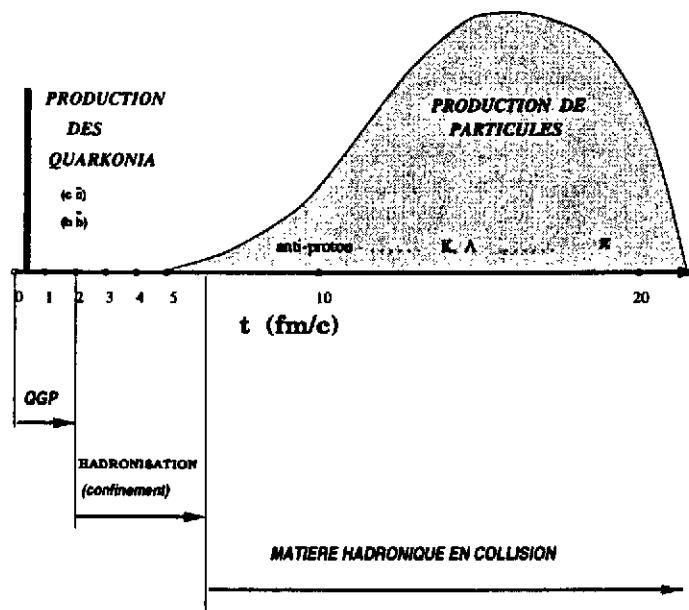
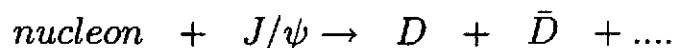


Figure 2: Evolution temporelle d'une collision ion - ion (QGP = plasma de quarks et de gluons)

semblables (figure 3). La production de paires Drell-Yan a été étudiée en détail au Fermilab et au CERN aussi bien dans les collisions hadron-hadron que dans les collisions ion-ion. Le photon virtuel ainsi que la production de la paire de muons dans l'état final est totalement insensible à la formation du plasma ou à l'environnement hadronique. Cette absence d'absorption dans l'état final permet d'utiliser le mécanisme Drell-Yan comme référence de production des processus durs et de définir la suppression des quarkonia dans les collisions ion-ion comme il sera montré par la suite.

Les sections efficaces quarkonia et Drell-Yan étant expérimentalement accessibles dans les collisions ion-ion, la suppression des états liés J/ψ et Υ devait correspondre à l'empreinte parfaite de la formation du plasma. Malheureusement, après les premières mesures les phénomènes se sont avérés plus compliqués car d'autres mécanismes de suppression peuvent s'ajouter à celui de la formation du plasma. En effet, les quarkonia peuvent être dissociés par les nucléons ou hadrons environnants. Une collision inélastique



peut supprimer par exemple l'état lié en produisant du charm ouvert D ($c\bar{d}$) et \bar{D} ($\bar{c}u$). La section efficace d'un tel processus, bien que très faible, peut être comparable à celle de la

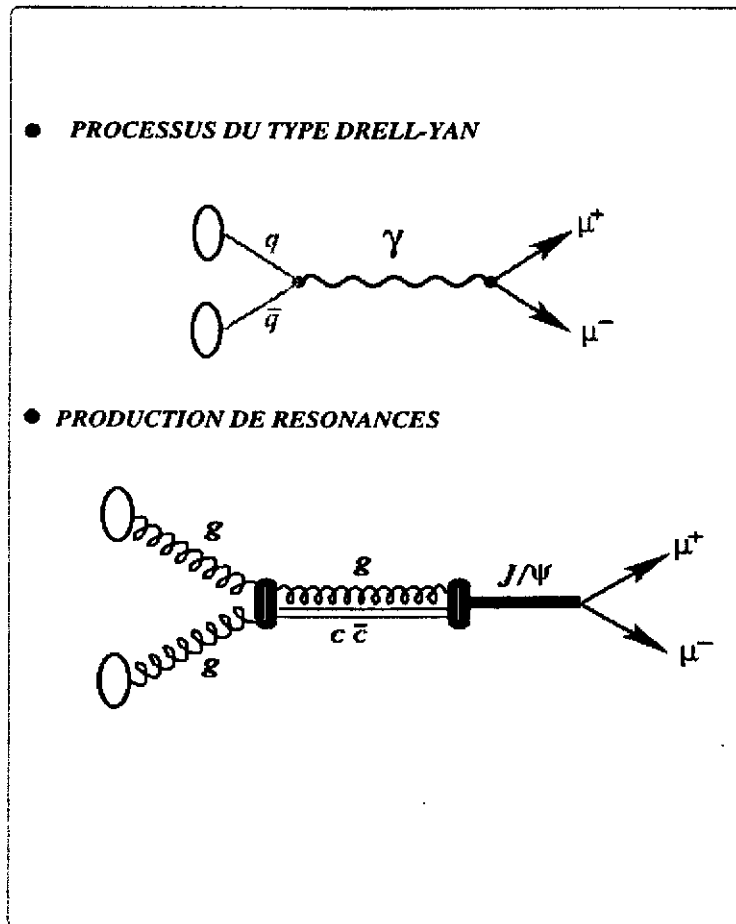


Figure 3: Diagramme de Feynman des processus durs étudiés dans ce cours

formation du plasma.

Par conséquent, nous devons tout d'abord obtenir expérimentalement la section efficace d'absorption ordinaire ou "normale" du quarkonia dans la matière nucléaire. Cela doit être fait pour des systèmes légers comme $p - A$ où la formation d'un état déconfiné est très peu probable. Toute suppression supplémentaire dans des systèmes plus lourds pourra être ensuite assimilée à une suppression provenant du plasma.

2.1 Variables expérimentales

La mesure du mécanisme de suppression s'effectue généralement dans un domaine cinématique restreint, intégré sur le paramètre d'impact ou par intervalle de centralité, et en fonction de quantités reliées aux dimensions des systèmes cible - projectile. Les variables utilisées dans ce cours sont définies comme étant des variables cinématiques, de centralité ou "physiques".

2.1.1 Variables cinématiques

Outre leur impulsion transverse (P_t), le domaine cinématique d'une paire de muons se définit essentiellement par leurs intervalles en rapidité et en angle de Collins-Soper [5].

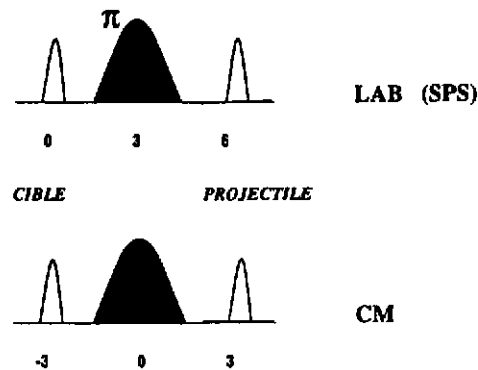
- RAPIDITE

- VARIABLE LONGITUDINALE

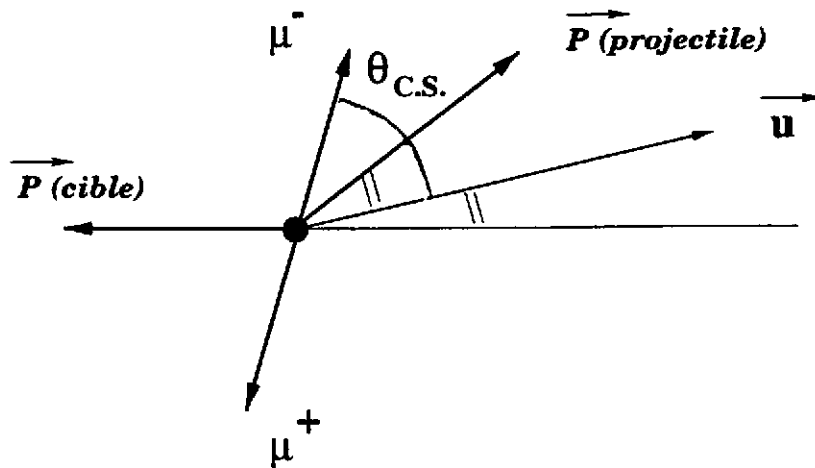
- ADDITIVE DANS LES TRANSFORMATIONS DE LORENTZ

$$Y = 1/2 \cdot \ln((E+P_{||})/(E-P_{||})) = 1/2 \cdot \ln((1+\beta)/(1-\beta))$$

$$(\beta = v/c)$$



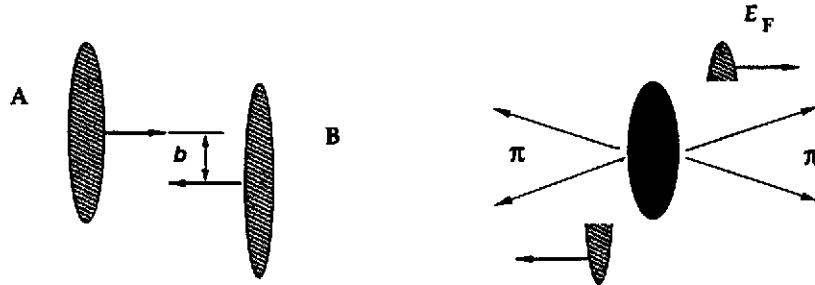
- ANGLE DE COLLINS-SOPER



2.1.2 Variables de centralité

Elles déterminent la "violence" de la collision et ses conditions initiales aboutissant éventuellement à la formation du plasma. La centralité s'estime principalement par des mesures calorimétriques de particules produites comme les pions ou de fragments du projectile n'ayant pas participé à la collision.

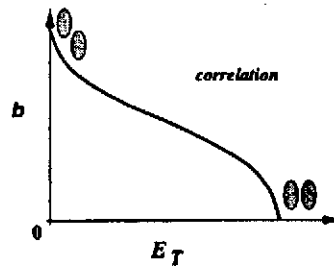
- PARAMETRE D'IMPACT



- ENERGIE TRANSVERSE NEUTRE

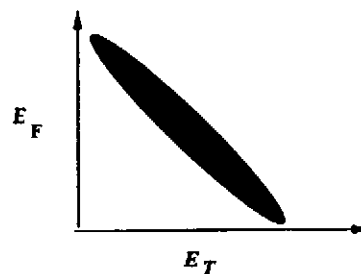
$$E_T = E \cdot \sin(\theta) \quad \text{pour } \pi^0$$

$$E = \langle P \rangle \cdot N_{\pi^0}$$



- ENERGIE A ZERO DEGRE

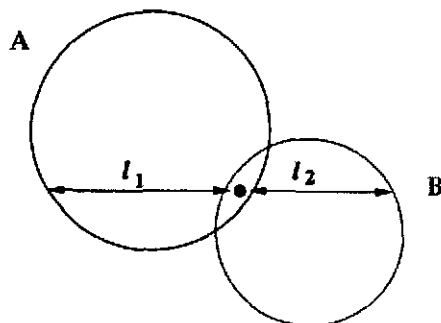
$$E_F = E_{\text{faisceau}} + \frac{A_{\text{spectateur}}}{A}$$



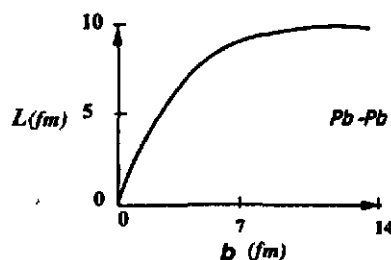
2.1.3 Variables "physiques"

Elles sont utilisées pour des modèles phénoménologiques et ne sont pas le résultat direct d'une mesure. Elles représentent néanmoins des quantités physiques essentielles à une bonne compréhension des mécanismes et dépendent très peu des hypothèses de calcul.

- LONGUEUR TRAVERSEE DANS LA MATIERE NUCLEAIRE



$$L = l_1 + l_2$$



- DENSITE D'ENERGIE

$$\epsilon = \frac{E}{V}$$

Bjorken $\longrightarrow \epsilon \sim \frac{E_T}{S_T \tau} \quad (Y=0)$

S_T = surface transverse

τ = temps de formation

Noyau	0.2 GeV/fm ²
AGS (Brookhaven)	0.8 GeV/fm ²
SPS (CERN)	2.5 GeV/fm ²
RHIC (Brookhaven)	5.1 GeV/fm ²
LHC (CERN)	10.0 GeV/fm ²

- NOMBRE DE COLLISIONS BINAIRES

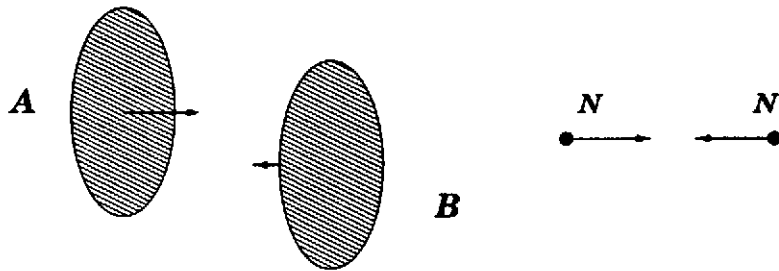
$$Nb \sim A_{\text{faisceau}} * B_{\text{cible}}$$

- NOMBRE DE PARTICIPANTS

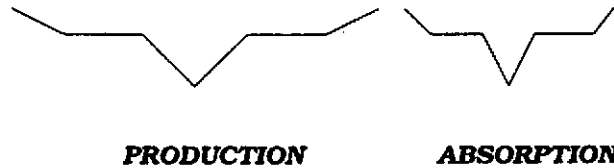
$$Np \sim A_{\text{faisceau}} + B_{\text{cible}}$$

2.2 Production et absorption

Pour mesurer la section efficace d'absorption des quarkonia dans la matière nucléaire, il faut distinguer expérimentalement le mécanisme de production dans l'état initial du mécanisme d'absorption dans l'état final. La section efficace totale σ_{A-B} de J/ψ mesurée dans une collision A-B peut s'écrire comme :



$$\sigma_{A-B}^{\Psi} = \sigma_{N-N}^{\Psi} \cdot (A \cdot B) \cdot e^{-\rho \cdot L \cdot \sigma_{abs.}} \quad (1)$$



où σ_{N-N} représente la section efficace de production du quarkonia dans une collision élémentaire nucléon - nucléon. On reconnaît bien dans le terme $\sigma_{N-N} A \times B$ de la formule (1) le produit de la section efficace élémentaire par le nombre de collisions binaires N - N correspondant au produit du nombre A de nucléons du projectile par le nombre B de nucléons de la cible. Le terme exponentiel de l'équation (1) traduit l'absorption de la particule par la matière hadronique avec une section efficace $\sigma_{abs.}$. Certains processus ne subissent pas d'absorption dans l'état final comme par exemple la production de paires de muons Drell-Yan; dans ce cas $\sigma_{abs.} = 0$ et l'équation (1) peut s'écrire

$$\sigma_{A-B}^{Drell-Yan} = \sigma_{N-N}^{Drell-Yan} \cdot (A \cdot B) \quad (2)$$

Comme nous l'avons déjà signalé, les processus Drell-Yan sont dans une collision entre ions lourds strictement proportionnels au nombre de collisions binaires nucléon - nucléon. Plus généralement, les processus durs se produisent essentiellement dans les zones chaudes de la collision ion - ion où le nombre de collisions, la densité d'énergie et les températures sont les plus élevées. Les processus durs sont ainsi naturellement l'outil idéal pour l'étude de la formation

du plasma.

D'un point de vue strictement expérimental l'équation (1) peut également s'écrire comme

$$\sigma_{A-B}^X = \sigma_{N-N}^X \cdot (A.B)^\alpha$$

avec $\alpha = 1.0$ pour un processus sans absorption comme la production Drell-Yan et $\alpha \leq 1.0$ pour un processus avec absorption. Cette formulation offre l'avantage de ne pas utiliser la variable "L" mais en revanche ne permet pas de déterminer $\sigma_{abs.}$. Une relation existe cependant entre la valeur α et la valeur $\sigma_{abs.}$.

L'expression $e^{-\rho.L.\sigma}$ correspond à l'approximation classique de l'absorption de particules traversant un milieu de longueur L et de libre parcours moyen λ . En effet, pour un flux incident de particules N_i le flux sortant de particules N_s peut s'exprimer comme :

$$N_s = N_i e^{-L/\lambda}$$

Dans une collision entre ions lourds, la longueur L représente la longueur traversée par la particule dans le milieu nucléaire [6] et le libre parcours moyen s'écrit comme:

$$\lambda = 1/\rho \sigma_{absorption}$$

où ρ représente la densité nucléaire moyenne (0.17 nucléon/fm³). Notons que la variable L n'est pas invariante par transformation de Lorentz. Néanmoins, le calcul de L dans le repère propre du noyau (au repos) se justifie car l'expression $-\rho.L.\sigma$ peut s'écrire $-N_s.\sigma$ ou $N_s = \rho.L$ est le nombre invariant par transformation de Lorentz de nucléons par unité de surface. Le calcul de la variable L doit également tenir compte du fait qu'en moyenne la particule n'est produite qu'au milieu de la matière nucléaire.

Finalement, la mesure de la quantité de suppression des quarkonia dans les collisions entre ions lourds consiste d'abord à vérifier expérimentalement que la production des processus durs dans l'état initial est donnée par l'équation (2). Ensuite, la mesure de $\sigma_{abs.}$ s'effectue pour des systèmes où la formation du plasma est peu probable comme p-A ou A-B avec des noyaux légers. Ceci repose sur le caractère universel de la valeur de $\sigma_{absorption}$ qui doit être en principe unique et indépendante de la taille du système A-B.

3 Résultats expérimentaux

L'ensemble des résultats expérimentaux présentés dans ce cours a été obtenu dans le domaine cinématique suivant : $y_{CM} \simeq 0$, $0 \leq p_t \leq 3 \text{ GeV}/c^2$ et $-0.5 \leq \cos(\theta_{CS}) \leq 0.5$. La détermination des sections efficaces des quarkonia et Drell-Yan s'obtient par la détection expérimentale de leurs produits de désintégration constitués d'une paire de muons de signes opposés (figure 3). Une description détaillée d'un spectromètre à muons ainsi que des détecteurs

de centralité, de faisceau et de cibles peut être trouvée dans les références [7].

3.1 Production dans l'état initial

Le mécanisme de production de paires de muons Drell - Yan a été étudié par la collaboration E-8772 et ses successeurs [8] dans les collisions $p + A$ au FERMILAB à 800 GeV/c correspondant à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} \simeq 38$ GeV. Il faut remarquer que dans le domaine cinématique étudié les mécanismes de "shadowing", "anti-shadowing" ou "pertes d'énergie" sont négligeables [9]. La production Drell-Yan est strictement proportionnelle à $1 \times A_{cible}$ comme le montre la figure 4.a. Aucune absorption n'est observée dans l'état final donnant une valeur $\alpha = 1.0$ pour les systèmes $p - C$, $p - Ca$, $p - Fe$ et $p - W$. Cette valeur est approximativement indépendante de l'impulsion transverse de la paire de muons P_t .

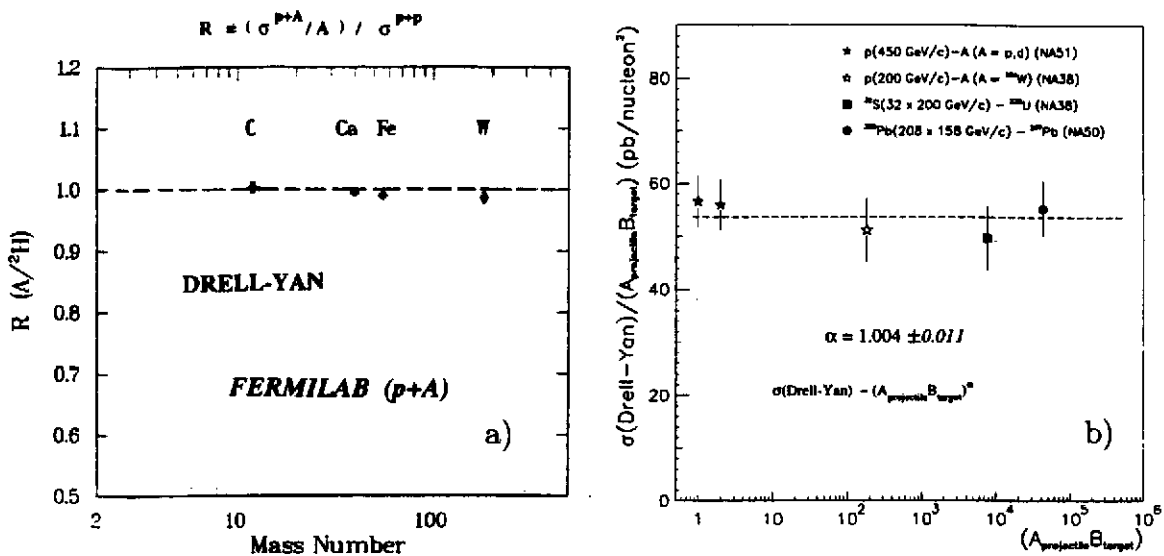


Figure 4: Sections efficaces "réduites" Drell-Yan obtenues au Fermilab (a) et CERN-SPS (b)

Les résultats $p - A$ du Fermilab ont été confirmés et surtout étendus aux collisions $A - B$ par la collaboration NA38/50 au CERN-SPS. Ces expériences ont été réalisées à plus basses énergies : 450 GeV/nucléon pour $p - A$ ($\sqrt{s} \simeq 28$ GeV), 200 GeV/nucléon pour $O - A$ et $S - U$ ($\sqrt{s} \simeq 19$ GeV) [10] et 158 GeV/nucléon pour $Pb - Pb$ ($\sqrt{s} \simeq 17$ GeV) [11]. Les résultats de la figure 4.b montrent que pour les collisions $p - W$, $S - U$ et $Pb - Pb$ la production des paires de muons Drell-Yan est strictement proportionnelle à $A \times B$ c'est-à-dire au nombre de collisions binaires nucléon - nucléon. Une valeur de 1.004 ± 0.011 est obtenue pour le paramètre α . Le processus Drell-Yan demeure une excellente référence pour les processus durs. En particulier, le système symétrique $Pb - Pb$ ne se distingue pas des systèmes asymétriques comme $S - U$. Il convient de préciser une fois de plus que ces conclusions ne sont plus valables pour d'autres domaines cinématiques où le mécanisme de production dans l'état initial peut se compliquer.

3.2 Suppression dans l'état final

Les résultats de la collaboration E-872 au Fermilab concernant la production des quarkonia ($b\bar{b}$) et ($c\bar{c}$) dans les collisions p - A sont présentés sur les figures 5.a et 5.b. Elles présentent les rapports de sections efficaces $\sigma_{p+A}/\sigma_{p+p}$ en fonction de la masse atomique de la cible. L'ajustement des données en loi de puissance A^α donne:

$$\alpha = 0.96 \pm 0.01$$

pour les Upsilon et

$$\alpha = 0.92 \pm 0.01$$

pour les charmonia.

Nous observons que dans les collisions p - A le bottonium (Υ) est moins absorbé que le charmonium (Ψ). Ce résultat ne constitue pas une surprise car comme nous l'avons déjà signalé, l'état lié ($b\bar{b}$) doit apparaître plus "petit" avec une plus grande énergie de liaison que les états ($c\bar{c}$). Pour chaque valeur de A nous pouvons calculer une valeur de L et en déduire les sections efficaces d'absorption. On trouve

$$\sigma_{abs.} \simeq 1 - 2 \text{ mb}$$

pour les Upsilon et

$$\sigma_{abs.} \simeq 6 - 7 \text{ mb}$$

pour les charmonia.

A titre de comparaison, on observe que les valeurs obtenues pour $\sigma_{absorption}$ sont significativement inférieures à la section efficace inélastique $\simeq 30 \text{ mb}$ des collisions p - p. Ceci s'explique par les dimensions réduites des quarkonia par rapport aux dimensions des nucléons. Ainsi, l'état lié ($b\bar{b}$) possède dans la matière nucléaire un libre parcours moyen de $\lambda \simeq 39 \text{ fm}$, n'interagissant que très faiblement avec les nucléons de la cible ou du projectile car nous avons $L \leq 11 \text{ fm}$ pour une collision Pb - Pb.

De la même façon que pour le mécanisme Drell-Yan, les mesures de Fermilab concernant le charmonia J/ψ ont été confirmées pour p - A et étendues aux systèmes plus lourds A - B par la collaboration NA38/NA50 au CERN-SPS. Ces expériences ayant été réalisées à plus basse énergie, il n'a pas été possible de mesurer et d'étudier l'absorption des états liés ($b\bar{b}$) dans les systèmes A - B. Il faudra attendre la mise en service du LHC et l'expérience ALICE [12] pour pouvoir mesurer l'absorption des Υ dans les systèmes lourds comme Pb - Pb ou Au - Au.

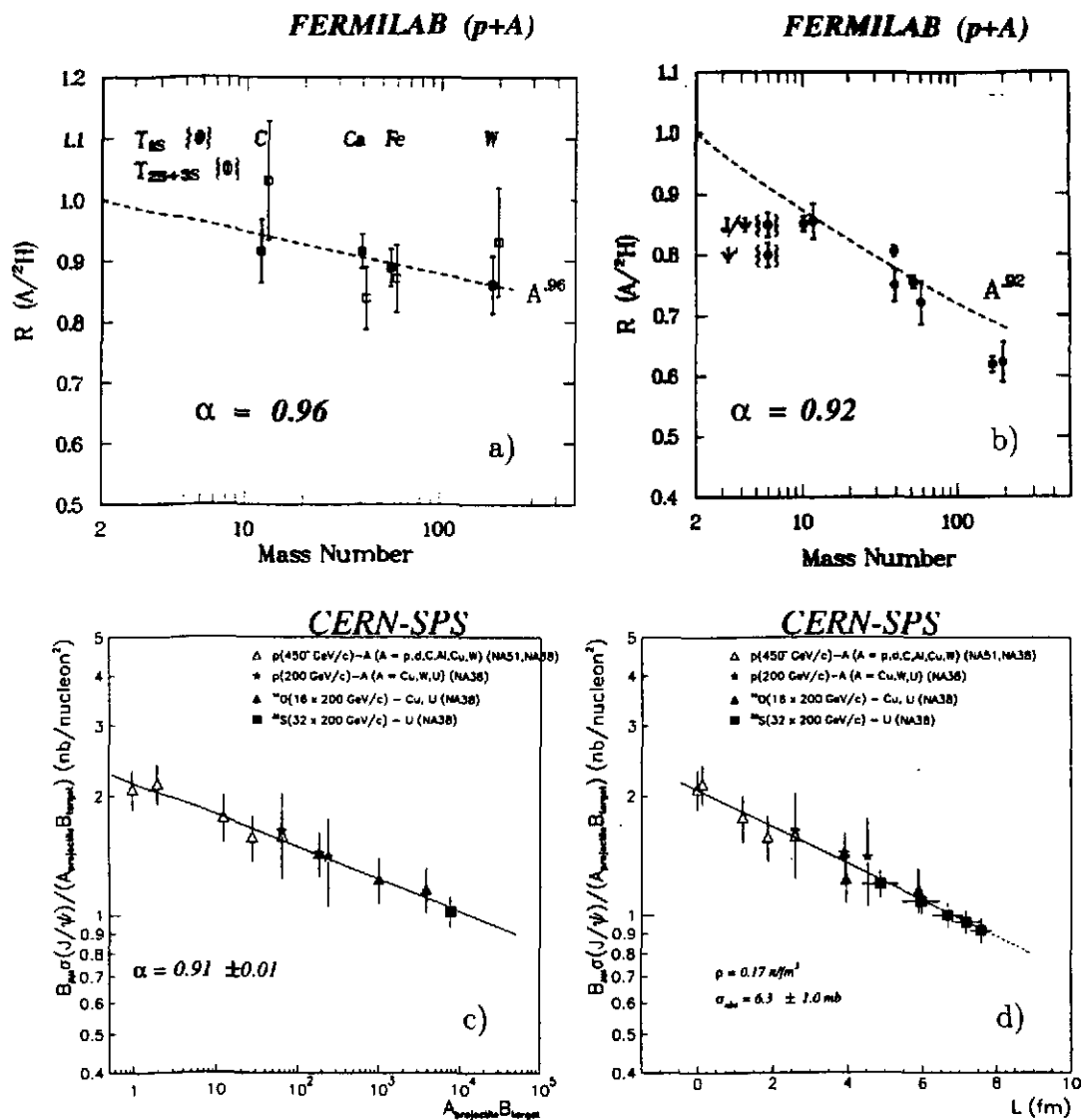


Figure 5: Suppression des quarkonia au Fermilab pour les Upsilon (a) et les charmonia (b) et au CERN-SPS pour les charmonia en fonction de $A \cdot B$ (c) et de L (d)

La figure 5.c présente les sections efficaces "réduites" du J/ψ obtenues à 200 et 450 GeV/c au CERN-SPS par la collaboration NA38 pour les systèmes p - p, p - A, O - A et S - U. Les sections efficaces absolues ont été divisées par le nombre de collisions nucléon-nucléon $A \times B$ permettant une représentation simple et directe du phénomène d'absorption. Il suffit pour cela de comparer ces figures avec celles présentées sur la page 11. Pour les systèmes p - A, les résultats du CERN-SPS sont compatibles avec ceux du Fermilab. L'ajustement des données en loi de puissance avec $A \times B$ en abscisse (en exponentielle avec L en abscisse) donne $\alpha = 0.91 \pm 0.01$ ($\sigma_{\text{obs}} = 6.2 \text{ mb} \pm 0.7$). L'ensemble des résultats, des collisions p - p aux collisions S - U, s'explique par une absorption ordinaire du charmonia qui correspond à une dissociation de la paire ($c\bar{c}$) par les nucléons.

La mesure de la suppression du J/ψ dans un seul système, la collision S - U, donne le même résultat. Ceci est montré sur la figure 5.d avec le changement de variable " $A \times B$ " \rightarrow "L" où les données S - U correspondent à 5 intervalles de centralité. Des collisions S - U périphériques avec $L \simeq 4.8$ fm aux collisions S - U centrales avec $L \simeq 8.0$ fm, la suppression du J/ψ suit précisément la courbe générale d'absorption. La figure 5.d montre en particulier le caractère "universel" du phénomène d'absorption, σ_{abs} étant indépendante au premier ordre du système cible - projectile.

En conclusion, l'ensemble des résultats Fermilab et CERN-SPS concernant la suppression des états liés ($c\bar{c}$) et ($b\bar{b}$) des collisions p - p aux collisions centrales S - U s'explique par un mécanisme ordinaire d'absorption du quarkonia par la matière nucléaire. Cette absorption dans l'état final ne dépend pas de la taille du système projectile - cible et se montre plus importante pour l'état J/ψ que pour l'état Υ . En revanche, le mécanisme Drell-Yan ne subit aucune absorption dans la matière nucléaire et repose uniquement sur le nombre de collisions nucléon-nucléon.

3.3 La suppression anormale du J/ψ

Nous avons déjà mentionné que le mécanisme de production de paires Drell-Yan ne subit dans les collisions Pb - Pb aucune modification par rapport aux collisions p - A et S - U, sa section efficace de production étant en excellent accord avec l'expression (2). Le cas du charmonia semble, lui, très différent. En effet, la quantité de suppression du J/ψ subit dans la collision Pb - Pb une augmentation importante par rapport à celle mesurée dans les collisions p - A, O - A et S - U et ne peut plus s'expliquer par le processus ordinaire d'absorption. La figure 6.a compare la section efficace réduite $\sigma/(AB)$ pour Pb - Pb à la systématique d'absorption obtenue avec des systèmes plus légers. Il est clair que la suppression mesurée pour les collisions Pb - Pb ne suit plus la systématique d'absorption et se trouve significativement en-dessous de la valeur attendue représentée sur la figure par la ligne droite. C'est la raison pour laquelle la collaboration NA50 a qualifié la suppression mesurée dans le système Pb - Pb de suppression anormale.

De même que pour le système S - U, la suppression du J/ψ a été étudiée dans le système Pb - Pb par intervalle de centralité en fonction de la variable "L". Les résultats sont présentés sur la figure 6.b où la section efficace réduite $\sigma^\psi/(AB)$ a été remplacée par le rapport des sections efficaces σ^ψ/σ^{D-Y} en utilisant le fait que $\sigma^{D-Y} \simeq A \times B$. Ce changement de variable présente l'avantage de réduire significativement les erreurs systématiques, celles-ci s'éliminant dans les rapports de section efficace. Sur cette figure, les rapports σ^ψ/σ^{D-Y} Pb - Pb sont comparés aux résultats disponibles de la collaboration NA38. Nous pouvons constater que la suppression est "normale" dans les collisions Pb - Pb périphériques pour $L \leq 8$ fm ce qui correspond aux paramètres d'impacts $b \geq 8$ fm avec $b_{max} \simeq 14$ fm. Cela revient à dire que les résultats Pb - Pb périphériques sont en accord avec l'ensemble des résultats S - U et s'expliquent par une absorption ordinaire du charmonia par la matière nucléaire. En revanche, dans les collisions

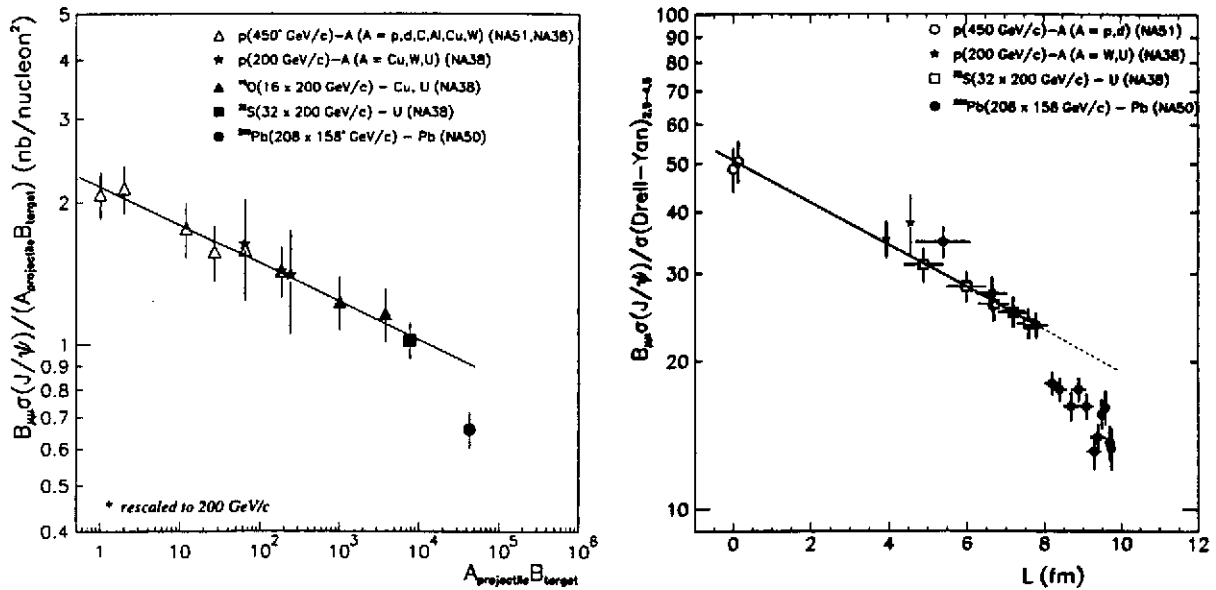


Figure 6: Suppression du J/ψ au CERN-SPS en fonction de $A.B$ (a) et de L (b)

Pb - Pb centrales c'est-à-dire pour $L \geq 8$ fm et $b \leq 8$ fm, le charmonia subit une augmentation "anormale" de suppression bien au-delà des fluctuations statistiques. De plus, nous observons pour le mécanisme de suppression aditionnelle un effet de seuil, c'est-à-dire un **changement brutal du taux de suppression** en fonction de la centralité de la collision.

Le phénomène de seuil observé dans le mécanisme de suppression anormale apparaît également sur la figure 7. Elle montre la suppression σ^ψ/σ^{D-Y} pour le système Pb - Pb en fonction de l'énergie transverse E_T à savoir en fonction de la centralité de la collision (section 3.2). La courbe en trait plein représente l'absorption normale du charmonia par la matière nucléaire avec $\sigma_{\text{abs}} \simeq 6$ mb. De même qu'avec les autres représentations, nous observons une augmentation soudaine de la quantité de suppression dans les collisions semi-centrales ($E_T \geq 45$ GeV) par rapport au mécanisme ordinaire d'absorption présent dans les systèmes p - A, O - A et S - U.

Expérimentalement, il restait à vérifier que le changement brutal observé dans l'absorption du J/ψ pour les collisions Pb - Pb aux paramètres d'impact $b \simeq 8$ fm n'était pas dû à certaines fluctuations statistiques ou erreurs systématiques dans les distributions en centralité des données Drell-Yan à faibles statistiques. Cet objectif a été atteint très récemment en utilisant les événements "minimum bias" de l'expérience NA50 enregistrés durant la prise des données standard "dimuons". Ces événements sont définis comme étant une interaction Pb - Pb accompagnée ou pas de production d'une paire de muons. Ils correspondent à la section efficace inélastique géométrique entre le projectile et la cible. Dans une collision Pb - Pb, leur section efficace $\sigma^{\text{mini-bias}} \simeq 7$ barns est considérablement plus grande que celle des événements

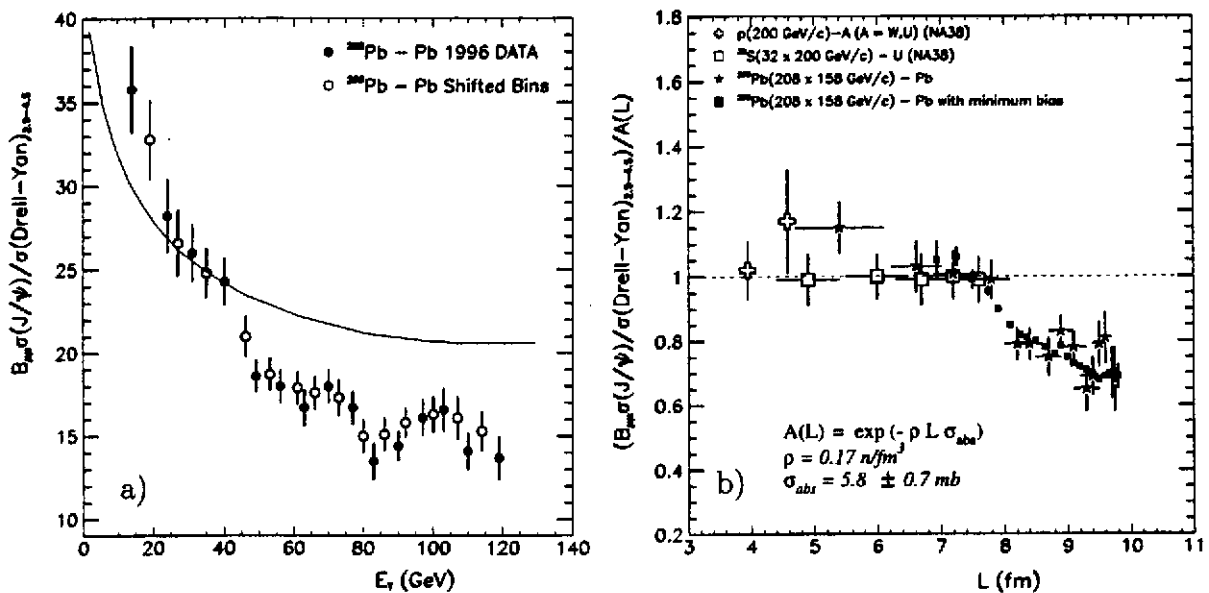


Figure 7: Suppression du J/ψ dans le système Pb - Pb (a). Comparaison de la suppression anormale Pb - Pb entre deux méthodes d'analyse (b).

Drell-Yan $\sigma^{D-Y} \simeq 3 \times 10^{-6}$ barns. Le rapport du nombre d'événements charmonia par le nombre d'événements minimum-bias ($\sigma^{J/\psi}/\sigma^{m.b.}$) présente ainsi l'avantage d'avoir des erreurs statistiques très réduites et des erreurs systématiques différentes comparées aux rapports $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{D-Y}$. Il faut remarquer que la collaboration NA50 a converti les rapports $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{m.b.}$ expérimentaux en $\sigma^{J/\psi}/(\text{nombre de collisions binaires})$ afin de pouvoir comparer directement les deux méthodes d'analyse. Comme le montre la figure 7.b où l'absorption du J/ψ à été divisée par l'absorption normale des systèmes p - A, O - A et S - U donnée par la courbe en trait plein de la figure 7.a, l'accord entre les analyses utilisant les événements Drell-Yan d'une part et les événements minimum-bias d'autre part est excellent.

4 Discussion

En guise de discussion, nous allons comparer les résultats Pb - Pb de l'expérience NA50 avec des "prédictions" théoriques faisant appel ou non à la formation d'un état déconfiné de la matière nucléaire. Une caractéristique des deux modèles présentés dans ce cours est de rendre compte avec une bonne précision de l'ensemble des résultats concernant la suppression normale des charmonia dans les collisions p - A, O - A et S - U. Ainsi, leurs calculs pour le système Pb - Pb peuvent être considérés comme étant une simple extrapolation des systèmes légers aux systèmes lourds sans paramètre libre pour l'absorption ordinaire.

Dans le modèle de Capella et al. [13], le phénomène d'absorption du J/ψ par les nucléons a été étendu à celui de l'absorption du charmonia par l'ensemble des particules produites

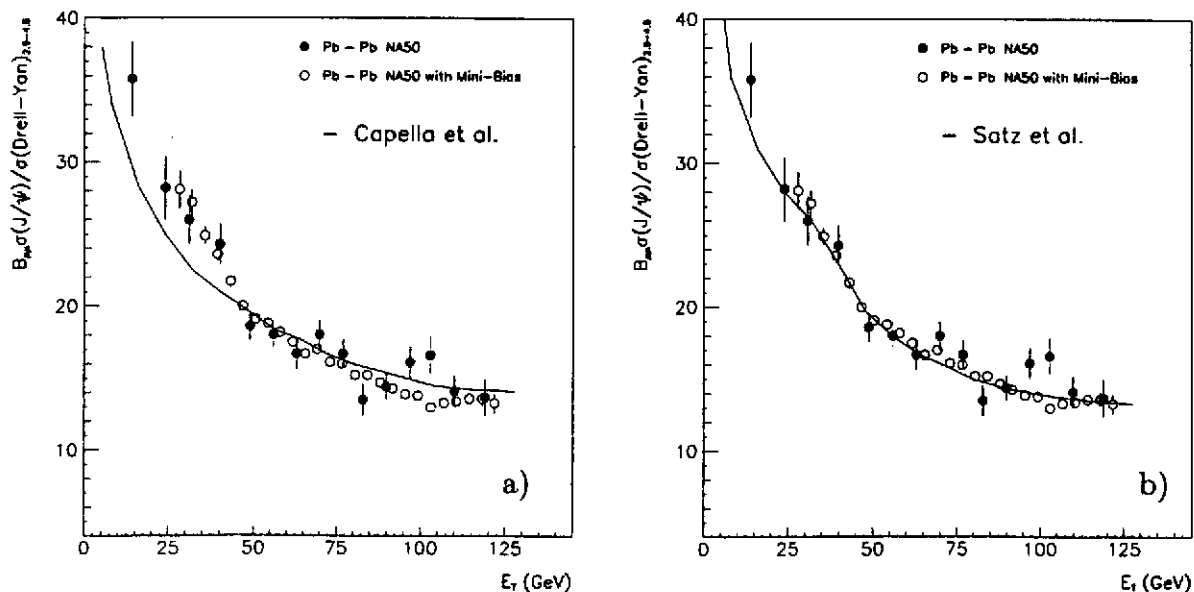


Figure 8: Suppression J/ψ dans Pb - Pb. Les courbes en trait plein proviennent de modèles sans (a) ou avec (b) phase de déconfinement.

dans la collisions comme les mésons π ou ρ . Ce modèle, ainsi que d'autres semblables [14] qui donnent des résultats très proches, repose essentiellement sur les valeurs de la densité de particules produites dans la collision d'une part et de leur section efficace associée à la dissociation du charmonia d'autre part. La densité de particules s'estime en utilisant la procédure de Glauber [15] liée aux nombres de participants et peut être vérifiée expérimentalement grâce aux distributions en énergie transverse mesurée par les calorimètres. En revanche, les sections efficaces de dissociation représentent le paramètre libre du modèle. C'est l'ajustement du modèle sur les données p - A, O - A et S - U qui permet de fixer ce paramètre pour les données Pb - Pb. Les auteurs utilisent par exemple pour la dissociation du J/ψ par le méson ρ une section efficace de $\simeq 4$ mb qui ne semble pas déraisonnable. Il faut remarquer que le paramètre important dans ce type de modèle est le produit (densité \times section efficace) plutôt que les grandeurs prises séparément. La figure 8.a montre la comparaison entre les prédictions de ce modèle et les données Pb - Pb de la collaboration NA50. Il est clair que les calculs reproduisent globalement la quantité de suppression du J/ψ . En revanche, ils sont incapables de reproduire l'effet de seuil et surtout surestime systématiquement la quantité de suppression observée dans les collisions Pb - Pb périphériques. Ceci est dû au fait que le modèle tente de reproduire les données obtenues dans les collisions centrales au détriment des collisions périphériques. Un modèle reproduisant les données des collisions périphériques doit se rapprocher de la courbe présentée sur la figure 7.a correspondant à l'absorption ordinaire.

Les auteurs Satz et al. [16] ont essayé dans une première étape de reproduire les données Pb - Pb avec l'absorption ordinaire du charmonia par les nucléons et par les particules produites comme dans le modèle de Capella et al. Leurs résultats étant semblables à la courbe en trait plein de la figure 7.a, ils en concluent que la suppression du J/ψ dans les collisions centrales

Pb - Pb était bien anormale et correspondait à la formation du plasma. Dans une deuxième étape, ils ont introduit dans le modèle une transition de phase très brutale du type premier ordre entre confinement $E_T \leq 45$ GeV et déconfinement $E_T \geq 45$ GeV. La contribution des états charmonia excités χ et ψ' qui représentent respectivement 30 % et 8 % du nombre total de J/ψ détectés [17], est prise en compte dans le modèle. Le résultat du calcul est montré sur la figure 8.b et reproduit parfaitement les données. Ce bon résultat ne constitue pas une surprise mais il convient de signaler deux points importants :

- le modèle prend en compte la résolution expérimentale du calorimètre et ne peut reproduire l'effet observé à 45 GeV qu'en introduisant "à la source" une transition de phase du type premier ordre.

- la suppression anormale dans les collisions centrales provient en fait de la disparition brutale de la contribution des états excités χ et ψ' ($\simeq 35$ %).

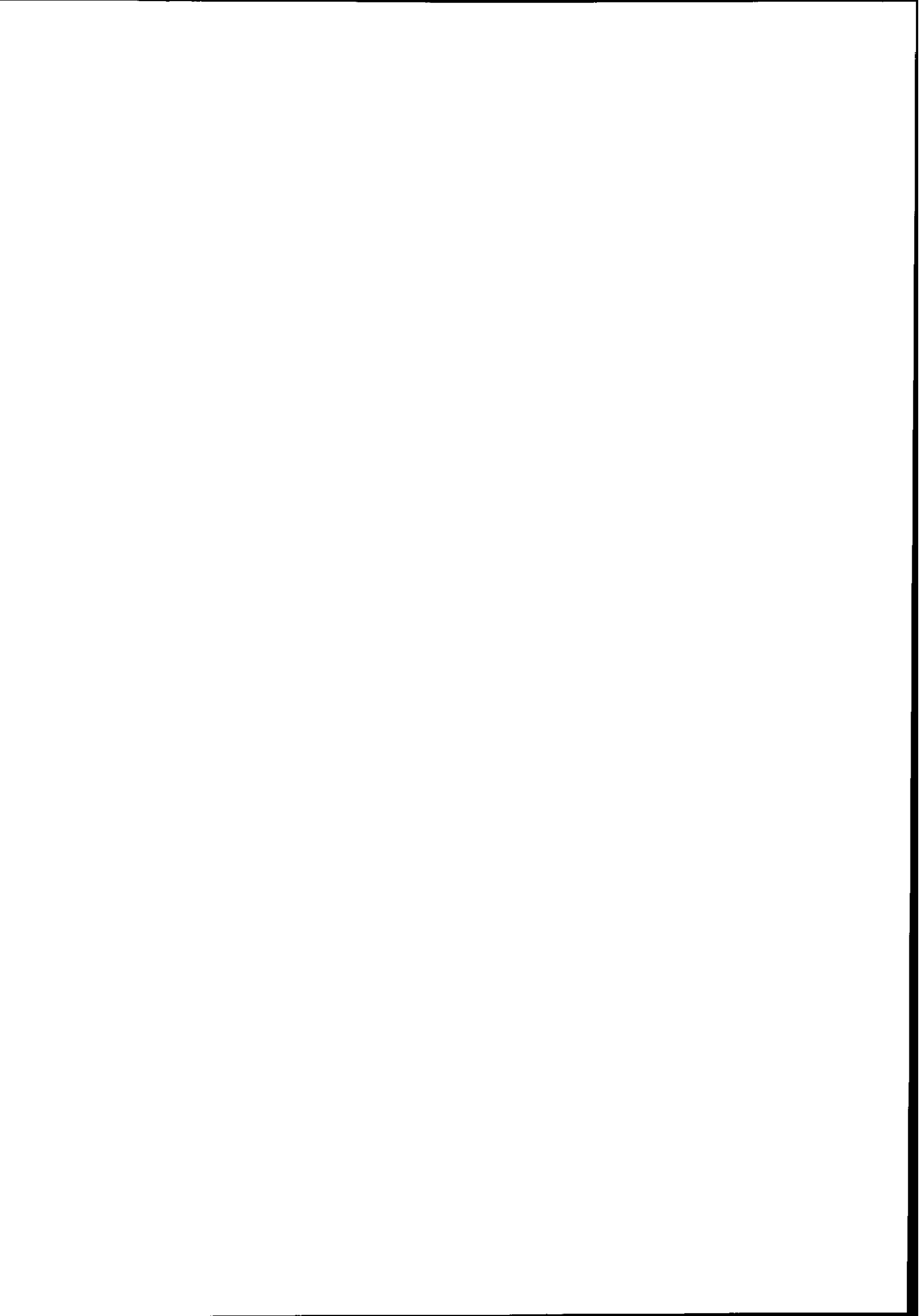
Il convient de remarquer que dans le cadre de ce modèle, nous n'avons pas encore atteint des densités d'énergie ou des températures suffisantes pour supprimer véritablement l'état J/ψ . Ceci est compatible [3] avec les calculs d'effet d'écrantage dans le plasma prédisant une température critique pour le J/ψ supérieure à celle des états χ et ψ' . Signalons que des mécanismes de réinteraction dus aux cibles très épaisses utilisées pour la prise de données 1996 pourraient avoir réduit considérablement la "vraie" disparition du J/ψ pour des événements à plus grande énergie transverse et à températures plus élevées. La nouvelle prise de données fin 1998 a été consacrée à l'étude de cet important problème pour $E_T \geq 100$ GeV.

5 Conclusion

Après 13 années de recherche sur le déconfinement au CERN et aux USA, les résultats de la collaboration NA50 montrent pour la première fois dans une collision entre ions lourds la signature d'un phénomène brutal avec un effet de seuil. Ce résultat spectaculaire est observé dans la suppression anormale du J/ψ pour la collision Pb - Pb aux paramètres d'impact $b \simeq 8$ fm. Pour aboutir à ce résultat, il a fallu auparavant comprendre par l'étude du phénomène de production de paires de muons Drell-Yan le mécanisme de production dans l'état initial des processus durs pour une collision ion-ion. Ensuite, les expérimentateurs ont utilisés les systèmes p - A au Fermilab et p - A, O - A et S - U au CERN pour établir et mesurer le mécanisme ordinaire (normal) d'absorption des quarkonia dans l'état final. Enfin, il a été démontré que le méson J/ψ subit dans une collision Pb - Pb une suppression anormale. Il est clair pour l'ensemble de notre communauté composée de théoriciens et d'expérimentateurs qu'un effet de seuil dans la suppression anormale des états liés ($c\bar{c}$) constitue une empreinte indiscutable de la formation du plasma de quarks et de gluons. La collaboration NA50 va poursuivre cette étude grâce à de nouvelles expériences Pb - Pb beaucoup plus précises concernant en particulier les événements à grande énergie transverse, mais les premiers pas dans la direction du déconfinement semblent avoir été franchis.

References

- [1] F.R. Brown et al., Phys. Lett. B251 (1990) 181.
- [2] Proceedings of Quark Matter Conferences (QM'97, QM'96, ...)
- [3] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B178 (1986) 416.
- [4] S.D. Drell and T.M. Yan, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 316.
- [5] J.C. Collins and D.E. Soper, Phys. Rev. D16 (1977) 2219.
- [6] C. Gerschel and J. Hufner, Z. Phys. C 56 (1992) 171.
- [7] F. Fleuret, Thèse, Ecole Polytechnique, Palaiseau (1997).
F. Bellaïche et al., Nucl. Instr. Meth. A398 (1997) 180.
R. Arnaldi et al., Nucl. Instr. Meth. A411 (1998) 1.
- [8] D.M. Alde et al., Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 133.
M.H. Schub et al., Phys. Rev. D52 (1995) 1307.
P.L. McGaughey et al., Phys. Rev. D50 (1994) 3038.
L. Antoniazzi et al., Phys. Rev. D46 (1992) 4828.
- [9] P. Amaudruz et al., Z. Phys. C51 (1991) 387.
M.R. Adams et al., Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 3266.
D. Alde et al., Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 133.
Hard processes in hadronic interactions. Int. J. of Mod. Phys. A10 (1995) 20-21
- [10] M.C. Abreu et al., Phys. Lett. B438 (1998) 35.
M.C. Abreu et al., Phys. Lett. B444 (1998) 516.
M.C. Abreu et al., CERN-EP/98-190.
- [11] M.C. Abreu et al., Phys. Lett. B410 (1997) 327.
M.C. Abreu et al., Phys. Lett. B410 (1997) 337.
M.C. Abreu et al., CERN-EP/99-13.
- [12] A. Morsch et al., Nucl. Phys. A638 (1998) 571c
- [13] A. Capella et al., Phys. Lett. B293 (1997) 431
- [14] S. Gavin and R. Vogt, Nucl. Phys. A345 (1990) 104.
R. Vogt, Nucl. Phys. A638 (1998) 543
W. Cassing and E.L. Bratkovskaya, Nucl. Phys. A623 (1997) 570
- [15] C. Bagin et al., Phys. Lett. B251 (1990) 472
- [16] S. Gupta and H. Satz, Phys. Lett. B283 (1992) 439.
D. Kharzeev et al., Z. Phys. C74 (1997) 307
C.Y. Wong, Phys. Rev. C55 (1997) 2621.
For a review see D. Kharzeev. Nucl. Phys. A638 (1998) 279c.
- [17] A. Sansoni et al., Fermilab-Conf-96-221-E.



SEMINAIRES JEUNES

Polarimétrie Compton à JLAB

Maud BAYLAC – SPhN CEA Saclay

L'accélérateur du Thomas Jefferson National Accelerator Facilities (Virginie, USA) délivre dans trois halls expérimentaux un faisceau d'électrons polarisés dont l'énergie peut atteindre 6 GeV. En vue de mesurer la polarisation du faisceau, le DAPNIA s'est engagé dans le développement et l'exploitation d'un polarimètre Compton pour le hall A.

Le fonctionnement du polarimètre repose sur la diffusion Compton entre les électrons du faisceau et les photons d'un LASER polarisés circulairement, chacune des deux particules rétrodiffusées étant caractérisée par un détecteur associé. Le signal LASER est amplifié par une cavité Fabry-Pérot, installée en février 1999, pour obtenir une précision statistique de 1% en une heure pour un courant de 100 μ A à 4 GeV.

L'étude des erreurs systématiques liées à la mesure est en cours.

Identification de kaons dans FOPI

Anne DEVISMES – GSI Darmstadt

Le détecteur FOPI au GSI permet, entre autre, l'étude des kaons, bosons de Goldstone de la symétrie chirale. La modification de la masse de ces particules étranges, due à des effets de milieu, se traduit notamment par une variation de leur taux de production lorsque la matière nucléaire dans laquelle ils sont créés est chauffée et comprimée. La méthode d'identification des particules dans le détecteur FOPI est basée sur la mesure de leur impulsion et de leur temps de vol. Il est nécessaire d'avoir une bonne résolution afin de limiter la contamination du spectre de kaons par les pions. Les performances des compteurs à étincelles "Pestov" sont étudiées en laboratoire dans le but de remplacer les scintillateurs plastiques utilisés jusqu'alors pour la mesure du temps de vol.

Rôle de la déformation dans la désintégration de ^{56}Ni

Marc ROUSSEAU – IReS Strasbourg

Nous avons réalisé une expérience grâce au multidétecteur de particules chargées ICARE dans le but d'étudier les effets de déformation dans les noyaux composés ^{56}Ni et ^{40}Ca associés aux réactions de fusion $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ et $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$.

Pour cela, les coïncidences dans le plan entre les particules légères et les noyaux lourds provenant soit des résidus d'évaporation, soit de la fragmentation binaire ont été mesurées. Une première analyse grâce au code statistique CACARIZO nous montre qu'une bonne description des données est obtenue en introduisant dans le code une déformation importante du noyau composé par l'intermédiaire d'une dépendance en spin de la densité de niveau d'énergie.

Le rôle de l'asymétrie de voie d'entrée dans la multifragmentation nucléaire

Nathalie BELLAIZE – LPC Caen

La comparaison des systèmes Xe-Sn et Ni-Au (réactions détectées avec le multidétecteur INDRA) permettra d'étudier le rôle de l'asymétrie de voie d'entrée dans la multifragmentation nucléaire. En effet, ces deux systèmes possèdent le même nombre total de nucléons mais sont de symétrie de forme et d'isospin différente.

Etude de prototypes de chambres à traces pour le bras dimuons d'ALICE

Liliane KHARMANDARIAN – IPN Orsay

Dans le cadre du projet ALICE (A Large Ion Collider Experiment), deux prototypes de chambres à fils à lecture sur cathode segmentée, dont une grandeur réelle, ont été construits à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay et testés sur les faisceaux du PS et du SPS au CERN.

L'analyse des données collectées a permis de connaître les caractéristiques de fonctionnement ainsi que les performances de nos détecteurs. Ainsi, il est à noter qu'une excellente résolution spatiale de l'ordre d'une trentaine de microns a été obtenue.

La désintégration forte d'un méson en deux mésons dans le cadre du modèle 3P_0

Raphaël BONNAZ – ISN Grenoble

Le modèle 3P_0 vise à expliquer la décroissance d'un hadron en deux hadrons par la création d'une paire quark-antiquark à partir du vide. L'élément de transition est écrit en tenant compte d'une possible dépendance en l'impulsion et en la saveur de la paire $q\bar{q}$ créée dans la fonction de couplage γ . Des calculs de largeur de désintégration de mésons sont présentés et comparés aux valeurs expérimentales.

Etude de ${}^{21}\text{Al}$ par diffusion élastique résonante

Nadia ACHOURI - LPC Caen

Des noyaux miroirs ($N1 = Z2$ et $Z1 = N2$) présentent le même schéma de niveaux d'énergie. Cependant, des déplacements entre niveaux équivalents sont observés. Ils sont essentiellement dus à des effets coulombiens (Thomas-Ehrmann shift,...). L'étude spectroscopique de ${}^{21}\text{Al}$ permettra de le comparer avec son noyau miroir ${}^{21}\text{O}$. Ces résultats apporteront des contraintes supplémentaires aux descriptions théoriques des noyaux éloignés de la stabilité. Des comparaisons avec des systématiques peuvent faire ressortir des effets particuliers, tels que des effets de clusters ou de peau de protons.

Mesure de la fonction de structure électromagnétique $A(Q)$ du deuton à JLAB HALL C

David PITZ - SPhN - CEA Saclay

De nouvelles mesures de la section efficace élastique électron-deuton entre 0.66 et 1.8 (GeV/c)² ont été effectuées à angle avant dans le but d'extraire $A(Q)$.

Grâce à la grande luminosité de CEBAF et à la précision du spectromètre HMS, les erreurs statistiques sont de 1% et systématiques de 4%.

Associées à celles de t_{20} , ces nouvelles valeurs permettent de calculer les facteurs de forme du deuton. Ainsi il est possible de mieux contraindre les nombreux modèles à cette échelle de Q^2 où les courants d'échange mésoniques sont encore mal compris et où une approche complètement relativiste pourrait devenir nécessaire.

Le SSD de STAR

Walter PINGANAUD – SUBATECH Nantes

L'expérience STAR qui se situe auprès du collisionneur d'ions ultrarelativistes RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) est dédiée à la mise en évidence du plasma de quarks et de gluons. Il est, dans cette optique, nécessaire de pouvoir étudier les particules de courte durée de vie et/ou de basse impulsion transverse. C'est le rôle du détecteur de vertex de STAR composé de trois couches de silicium à dérive et d'une couche externe de silicium à micropistes (SSD). Le SSD, développé par les groupes de Nantes (SUBATECH) et Strasbourg (IReS), augmente la capacité de reconstruction des particules étranges (K_0 s, λ , ...) grâce à la mise au point d'une nouvelle méthode de trajectographie. L'ajout d'un quatrième point de mesure, améliore également la détection des particules de basse impulsion.

Etude des asymétries spatio-temporelles de l'émission des particules chargées dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes

Fabrice RETIERE – SUBATECH Nantes

Les particules émises dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes présentent une corrélation entre elles dont on tire partie pour rechercher d'éventuelles asymétries spatio-temporelles entre différentes espèces de particules. A partir des données de WA98, la faisabilité de l'étude des paires pion⁺/pion⁻ et pion⁻/proton a été démontrée à condition que, dans ce dernier cas, la statistique puisse être suffisamment étendue.

Etude des corrélations proton-proton avec NA44 (SPS)

Laurent CONIN – SUBATECH Nantes

Le spectromètre NA44 est dédié à l'étude des spectres de particules simples et des corrélations à deux et trois particules à rapidité moyenne dans les collisions d'ions lourds au SPS (CERN). Les fonctions de corrélation (HBT) permettent de sonder les propriétés spatio-temporelles de l'émission des particules.

L'étude des réactions p + Pb à 450 GeV/c et S + Pb à 200 GeV/c par l'utilisation des corrélations proton-proton a été réalisée. Cette étude a mis en évidence que la taille de la source dépend du projectile ainsi que la centralité.

De plus, les dimensions mesurées par les protons sont inférieures à celles mesurées par les pions. Ceci semble indiquer la présence d'effets dynamiques.

Mesure de l'observable de polarisation σ dans la réaction $p(\gamma, \eta)p$ à GRAAL

Frédéric RENARD - ISN Grenoble

L'étude de la photoproduction du η est réalisée de 707 à 1100 MeV à l'aide d'un faisceau γ polarisé et d'un détecteur 4π . La réduction des bruits de fond ($<5 \cdot 10^{-3}$) conjuguée à une forte polarisation (50 à 98%) permet la mesure de l'asymétrie faisceau σ avec une précision de 2 à 3%¹. L'analyse confirme et précise le rôle de la résonance $N^*(1520) D_{13}$: l'extraction de γ_η et du rapport $A_{3/2}/A_{1/2}$, nul dans la limite de QCD perturbatif, impose de nouvelles contraintes aux modèles non-perturbatifs. De plus les fortes valeurs de σ autour de 1000 MeV indiquent la contribution de multipôles d'ordre supérieur jusqu'alors ignorés dans cette réaction.

¹ Graal 1 : GRAAL Collaboration

Phys. Rev. Lett. **81**(9)(1998)1797

Les données proton-noyau de l'expérience NA50

Nicolas CONSTANS - LPNHE Palaiseau

La recherche du plasma de quarks et de gluons formé par des collisions d'ions lourds est le but de l'expérience NA50 (CERN).

La création de cet état de la matière se signale par une baisse de production de méson J/Ψ , due au processus d'écrantage de couleur. Nous détectons les produits de désintégrations de ce méson, les paires de muons.

Afin de distinguer le déconfinement des mécanismes nucléaires classiques aboutissant à une suppression du J/Ψ , des mesures très précises de ceux-ci ont été réalisées, dans un système de référence : les collisions proton-noyau.

Etude du système de déclenchement du bras dimuon de l'expérience ALICE au CERN

Olivier ROIG - LPC Clermont-Ferrand

Cette étude s'insère dans le cadre de la recherche du plasma de quarks et de gluons (QGP) dans les collisions d'ions lourds au LHC avec le détecteur ALICE. Le bras dimuon observera les paires de muons issues de la désintégration des résonances de haute masse J/Ψ , Y ,... : la diminution des taux de production de ces résonances constituerait une preuve de la formation du QGP. Le trigger du bras dimuon utilisera une coupure sur l'impulsion transverse des muons. Les simulations, comprenant la logique de trigger et la description des chambres de détection, nous permettent d'optimiser le dispositif. Les chambres de type RPC (Resistive Plate Chambers) sont testées en rayons cosmiques au LPC et en faisceau au CERN.

Erreurs systématiques dans l'expérience HAPPEX à CEBAF

Johan JARDILLIER - SPhN Saclay

Diffusion Compton Virtuelle à Jefferson Lab (I)

Stéphanie JAMINION - LPC Clermont-Ferrand

L'expérience de la Diffusion Compton Virtuelle ($ep \rightarrow epy$), faite à Jefferson Lab, permet de déterminer des observables fondamentales du proton : les polarisabilités généralisées.

Pour obtenir ces quantités, il est nécessaire que la reconstruction des quadrivecteurs impulsion-énergie de l'électron et du proton final, soit la plus précise possible. Ces quadrivecteurs sont déterminés à partir des informations fournies par les détecteurs en utilisant, entre autres, une matrice optique caractérisant les spectromètres magnétiques. Mon travail actuel porte sur l'optimisation de la reconstruction des particules.

Diffusion Compton Virtuelle à Jefferson Lab (II)

Géraud LAVEISSIERE - LPC Clermont-Ferrand

La précision voulue dans l'expérience de Diffusion Compton Virtuelle à TJNAF impose de connaître précisément la section efficace mesurée, à $\sim 3\%$.

La mesure de la luminosité par la connaissance directe des paramètres faisceau étant délicate, on choisit de se normaliser par rapport à la section efficace élastique $ep \rightarrow ep$. Ce choix impose un soin particulier à l'étude des coupures à appliquer sur les données pour isoler les événements $ep \rightarrow epy$.

La photoproduction des mésons vecteurs dans le hall B à CEBAF

Eric ANCIANT - SPhN Saclay

Dans cet exposé ont été présentés le spectromètre 4π CLAS et la ligne de photon réel du hall B à Thomas Jefferson Lab, Virginie, USA. Une première étape essentielle de l'analyse des données est l'identification de particules par mesure de temps de vol, entre l'étiqueteur de photon situé à l'entrée du hall et les scintillateurs de temps de vol situés autour du CLAS. Les résultats présentés montrent une résolution de l'ordre de la centaine de pico-seconde. Dans un deuxième temps a été présentée la méthode utilisée pour mesurer le flux de photon incident, dans le but de normaliser nos sections efficaces.

Comportement des mésons étranges et charmés dans le milieu hadronique

François ARLEO - SUBATECH Nantes

La production des kaons nécessite une densité d'énergie importante, et d'autre part, ces particules ne peuvent être réabsorbées dans la matière nucléaire (étrangeté). Leur étude est ainsi une sonde idéale de la zone dense et chaude créée lors des premiers instants dans les collisions d'ions lourds relativistes (SIS).

Aux énergies Ultra-Relativistes (SPS), la suppression de mésons charmés (J/Ψ , Ψ') a été proposée comme signature du plasma de quarks et de gluons (QGP). La collaboration NA50 a observé une forte suppression de J/Ψ dans les collisions Pb (158 AGeV) + Pb. Il est donc nécessaire de connaître les mécanismes de production (octet de couleur) et d'interaction ("comovers") de ces mésons afin de comprendre si la création de QGP est à l'origine de ces résultats. L'inclusion de ces mésons dans les modèles de transport (QMD, Venus...) et les comparaisons avec les données expérimentales permettent une meilleure compréhension de leur comportement dans la matière nucléaire.

PARTICIPANTS ECOLE JOLIOT-CURIE 1998

ABGRALL Yvon

CEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *abgrall@cenbg.in2p3.fr*

ACHOURI Nadia Lynda

ISMRA/LPC Caen - 6 Bld du Maréchal Juin - F-14050 CAEN - Cedex - *achouri@caelav.in2p3.fr*

AGUER Pierre

CEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *aguer@cenbg.in2p3.fr*

ANCIANT Eric

DSM/DAPNIA/SPhN - CEA Saclay - Bât. 703 - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex - *anciant@phnx7.saclay.cea.fr*

ANGULO PEREZ Carmen

PNTPM - Université Libre de Bruxelles - B-1050 BRUXELLES - *angulo@pntpm.ulb.ac.be*

ARLEO François

SUBATECH - 4 rue Alfred Kastler - BP 20722 - F-44307 NANTES Cedex 3 - *arleo@subatech.in2p3.fr*

BALDISSERI Alberto

DSM/DAPNIA/SPhN - CEA Saclay - Bâtiment 703 - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex - *baldiss@hep.saclay.cea.fr*

BARTZ Daniel

Université de Liège - Département de Physique B5 - B-4000 SART-TILMAN - Liège I - Belgique - *D.bartz@ulg.ac.be*

BAUDOT Jérôme

IReS Strasbourg - 23 rue du Loess - BP 20 - F-67027 STRASBOURG Cedex - *baudot@in2p3.fr*

BAYLAC Maud

DSM/DAPNIA/SPhN - CEA Saclay - Bâtiment 703 - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex

BELLAIZE Nathalie

ISMRA/LPC Caen - 6 Bld du Maréchal Juin - F-14050 CAEN - Cedex - *bellaize@caelav.in2p3.fr*

BLANK Bertram

CEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *blank@cenbg.in2p3.fr*

BONCHE Paul

SPhT - CEA Saclay - Bât. 774 - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex - *paul@spht.saclay.cea.fr*

BONNAZ Raphaël

ISN Grenoble - 53 Avenue des Martyrs - F-38026 GRENOBLE Cedex - *stage8@isnhp4.in2p3.fr*

BOREL Hervé

DSM/DAPNIA/SPhN - CEA Saclay - Bâtiment 703 - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex - *h.borel@cea.fr*

BRAU Fabian

Univ. de Mons-Hainaut - Phys. Nucl. Th. - 20 Place du Parc - B-7000 MONS - Belgique - *fabian.brau@umh.ac.be*

CAILLON Jean-Christophe

CEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *caillon@cenbg.in2p3.fr*

CAPELLI Laurent

IPN Lyon - 43 Bld du 11 Novembre 1918 - F-69622 VILLEURBANNE Cedex - *capelli@ipnl.in2p3.fr*

CAVATA Christian

DSM/DAPNIA/SPhN - CEA Saclay - Bâtiment 703 - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex - *cavata@cea.fr*

CHANFRAY Guy

IPN Lyon - 43 Bld du 11 Novembre 1918 - F-69622 VILLEURBANNE Cedex - *chanfray@ipnl.in2p3.fr*

CONIN Laurent

SUBATECH - 4 rue Alfred Kastler - BP 20722 - F-44307 NANTES Cedex 3 - *conin@subatech.in2p3.fr*

CONSTANS Nicolas

LPNHE Ecole Polytechnique - Route de Saclay - F-91128 PALAISEAU Cedex - *constans@in2p3.fr*

CUGNON Joseph

Université de Liège - Département de Physique - B-4000 SART-TILMAN - Liège I - Belgique - *J.Cugnon@ulg.ac.be*

DAVESNE Dany

IPN Lyon - 43 Bld du 11 Novembre 1918 - F-69622 VILLEURBANNE Cedex - *davesne@lyohp0.in2p3.fr*

DESCOUVEMONT Pierre

PNTPM - université Libre de Bruxelles - B-1050 BRUXELLES - *pdesc@ulb.ac.be*

DE VISMES Anne

GSI Darmstadt - Planchstraße 1 - D-64291 DARMSTADT - Allemagne - *a.devismes@gsi.de*

DUCROUX Laurent

IPN Lyon - 43 Bld du 11 Novembre 1918 - F-69622 VILLEURBANNE Cedex - *ducroux@ipnl.in2p3.fr*

GALICHET Emmanuelle

IPN Lyon - 43 Bld du 11 Novembre 1918 - F-69622 VILLEURBANNE Cedex - *galichet@ipnl.in2p3.fr*

GIOVINAZZO Jérôme

CEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *giovinaz@cenbg.in2p3.fr*

GONIN Michel

LPNHE Ecole Polytechnique - Route de Saclay - F-91128 PALAISEAU Cedex - *michel.gonin@in2p3.fr*

GOSSET Jean

DSM/DAPNIA/SPhN - CEA Saclay - Bâtiment 703 - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex - *Jean.Gosset@cea.fr*

GUICHON Pierre

DSM/DAPNIA/SPhN - CEA Saclay - Bâtiment 703 - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex - *pguichon@cea.fr*

JAMINION Stéphanie

LPC Clermont - 24 avenue des Landais - F-63177 AUBIERE - *jaminion@clermont.in2p3.fr*

JARDILLIER Johann

DSM/DAPNIA/SPhN - CEA Saclay - Bâtiment 703 - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex - *jardil@jlab.org*

KHARMANDARIAN Liliane

IPN Orsay - Bâtiment 100 - F-91406 ORSAY Cedex - *kharmand@ipno.in2p3.fr*

KNECHT Marc

CPT Marseille-Luminy - Case 907 - F-13288 MARSEILLE Cedex 9 - *knecht@cpt.univ-cnrs.fr*

KOX Serge

ISN Grenoble - 53 Av. des Martyrs - F-38026 GRENOBLE Cedex - *kox@in2p3.fr*

KUHN Christian

IReS Strasbourg - BP 28 - F-67037 STRASBOURG Cedex 02 - *christian.kuhn@ires.in2p3.fr*

LABARSOUQUE Jean

CEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *labars@cenbg.in2p3.fr*

LAVEISSIERE Géraud

LPC Clermont - Université Blaise Pascal Clermont II - F-63177 AUBIERE Cedex - *geraud@jlab.org*

LHUIILLIER David

DSM/SPhN/DAPNIA - CEA Saclay - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex - *dlhuillier@cea.fr*

MARTINO Jacques

DSM/SPhN/DAPNIA - CEA Saclay - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex - *martino@cea.fr*

MATHOT Michel

Université de Liège - Département de Physique B5 - B-4000 SART-TILMAN LIEGE I - Belgique - *mathot@ulg.ac.be*

OLLITRAULT J.-Y.

SPHT - CEA Saclay - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex - *ollie@spht.saclay.cea.fr*

PINGANAUD Walter

SUBATECH - 4 rue Alfred Kastler - BP 20722 - F-44307 NANTES Cedex 3 - *pinganau@nanhpt.in2p3.fr*

PIRNER Hans

Institut für Th. Phys. - Univ. Heidelberg - Philosophenweg 19 - D-69120 HEIDELBERG - *pir@dxnhd1.mpi-hd.mpg.de*

PITZ David

DSM/SPHn/DAPNIA - CE Saclay - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex - *dpitz@cea.fr*

RENARD Frédéric

ISN Grenoble - 53 Av. des Martyrs - F-38026 GRENOBLE Cedex - *renard@isn.in2p3.fr*

RETIERE Fabrice

SUBATECH - 4 rue Alfred Kastler - BP 20722 - F-44307 NANTES Cedex 3 - *retiere@subatech.in2p3.fr*

ROIG Olivier

LPC Clermont - Université Blaise Pascal Clermont II - F-63177 AUBIERE Cedex - *roig@clermont.in2p3.fr*

ROUSSEAU Marc

IReS Strasbourg - BP 28 - F-67037 STRASBOURG Cedex 02 - *marc.rousseau@ires.in2p3.fr*

SAUVAN Emmanuel

ISMRA/LPC Caen - 6 Bld du Maréchal Juin - F-14050 CAEN -Cedex - *sauvan@caelav.in2p3.fr*

SILVESTRE BRAC Bernard

ISN Grenoble - 53 Av. des Martyrs - F-38026 GRENOBLE Cedex - *silvestre@isnlp3.in2p3.fr*

SORLIN Olivier

IPN Orsay - BP*1 - F-91406 ORSAY Cedex - *sorlin@ipno.in2p3.fr*

THOMAS Jean-Charles

CEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *thomas@cenbg.in2p3.fr*

VILLATTE Laurence

IPN Orsay - BP*1 - F-91406 ORSAY Cedex - *villatte@ipno.in2p3.fr*