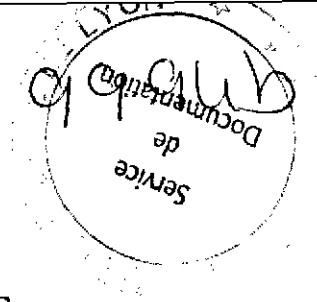


1992

“Matière hadronique ou... aujourd’hui et demain avec des électrons”
Maubuisson, 11^{ème} session – 14-19 septembre 1992

Table des matières détaillée

Avant-propos Y. Abgrall	p. i
I - La nature de la sonde électromagnétique Première partie V. Breton	p. 1
II - La nature de la sonde électromagnétique Deuxième partie H. Fonvieille	p. 41
III - Les grandes lignes du programme de recherches à CEBAF B. Frois	p. 77
IV - Interaction des photons réels avec les noyaux R. Van de Vyver	p. 167
V - Introduction à la diffusion inélastique des leptons G. Smadja	p. 197
VI - La structure en spin du nucléon N. de Botton – J. Martino	p. 221
VII - La chromodynamique quantique J.-P. Blaizot	p. 233
VIII - Le noyau, laboratoire unique de la dynamique des quarks ! J.-F. Mathiot	p. 256
IX - Projet d’accélérateur européen d’électrons et défis expérimentaux P. Vernin	p. 315
X - Canalisation de particules chargées dans un cristal J. Remillieux	p. 341
XI - Rayonnement de canalisation et phénomènes de champ fort X. Artru	p. 355
Liste des séminaires des jeunes	p. 365
Liste des participants	p. 367



ECOLE INTERNATIONALE JOLIOT-CURIE

DE PHYSIQUE NUCLEAIRE

Maubuisson, France

11^{ème} session, 14-19 Septembre 1992

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 OU ... AUJOURD'HUI
ET DEMAIN AVEC DES 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*

CONSEIL SCIENTIFIQUE

Bordeaux CEN	- J.P. DUFOUR
Bordeaux LPT	- Y. ABGRALL
Caen GANIL	- E. PLAGNOL, E. SURAUD
Clermont LPC	- H. FONVIEILLE
Grenoble ISN	- M. DURAND, S. KOX
Lyon IPN	- J.Y. GROSSIORD, J. MEYER
Nantes LPN	- B. REMAUD
Orsay CSNSM	- P. AGUER, P. QUENTIN
Orsay IPN	- P. CHOMAZ, R. FRASCARIA, J.-F. MATHIOT
Saclay CE	- N. ALAMANOS, J.-P. BLAIZOT, P. BONCHE, - J. GOSSET, D. GOUTTE
Strasbourg CRN	- C. BECK, B. HAAS
Bruxelles UL	- P.-H. HEENEN, C. LECLERCQ-WILLAIN
Liège U	- J. CUGNON
Louvain UC	- Y. EL MASRI
Mons U	- F. MICHEL

COMITE D'ORGANISATION

Y. ABGRALL, P. CHOMAZ, J. CUGNON, R. FRASCARIA,
D. GOUTTE, J.-F. MATHIOT

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. Pirner
- 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 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. Boudard, H. Fanet, F. Bourgeois, D. Perret-Gallix
L. Gonzalez-Mestres
b) A 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. Pirner, 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 NOYAUX 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

*Ces cours peuvent être consultés dans les bibliothèques des laboratoires IN2P3, du CEA, de l'UL
Bruxelles et au CERN. Les cours 1989, 1990, 1991 peuvent être obtenus sur demande auprès de :*

Josette GARRABOS

CEN Bordeaux

BP 120

33175 Gradignan cedex, France

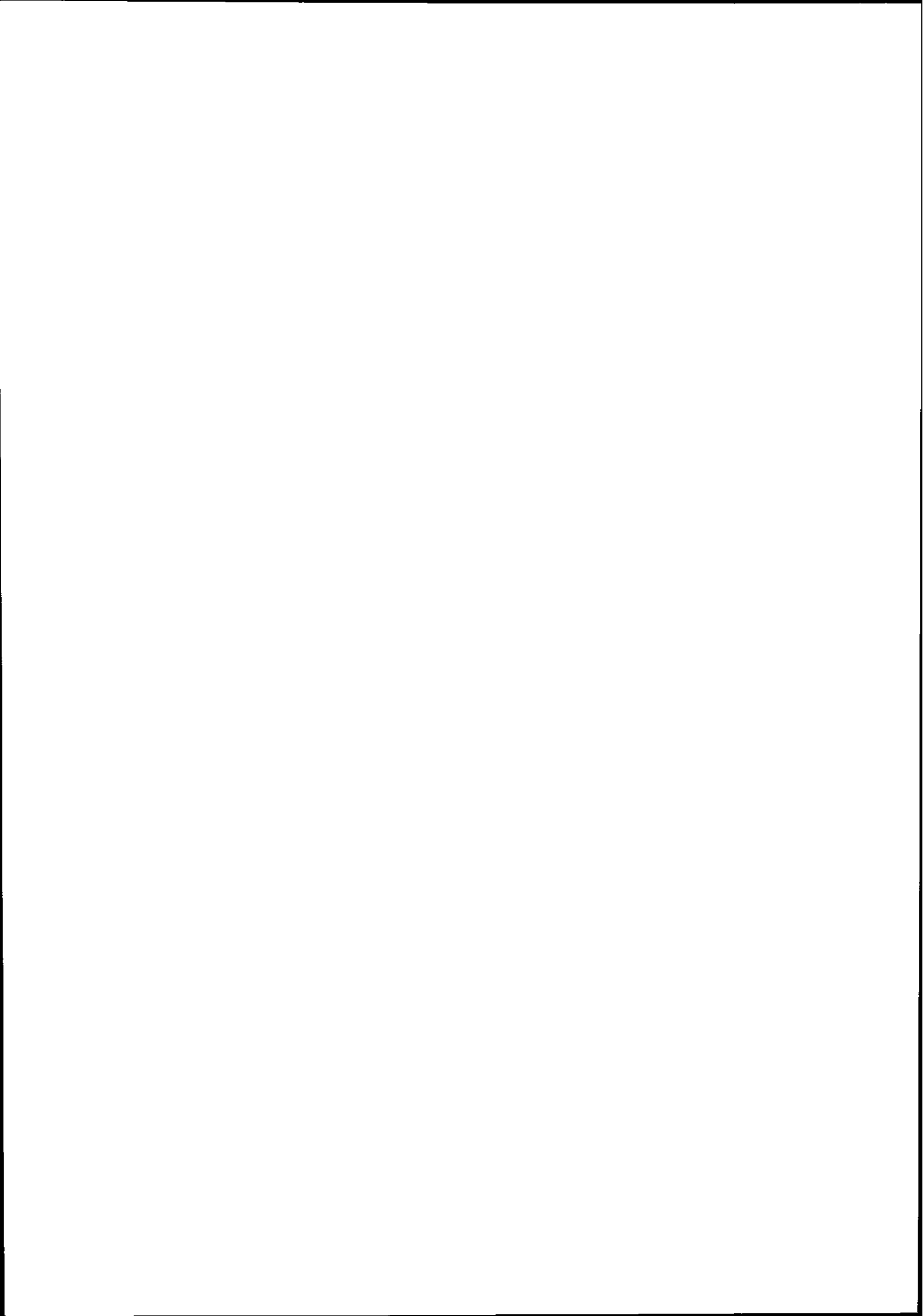


TABLE DES MATIERES

Avant-Propos

Y. ABGRALL

La nature de la sonde électromagnétique Première partie

V. BRETON

Introduction	1
1. L'approximation d'échange d'un photon	3
2. Cinématique et classification des processus de diffusion d'électrons	6
3. Aspects expérimentaux	21
4. Expériences marquantes	33
Références	39

La nature de la sonde électromagnétique Deuxième partie

H. FONVIEILLE

1. L'électron	41
2. Le photon	47
3. Sections efficaces de diffusion d'électrons : formalisme général	51
4. Sections efficaces de diffusion d'électrons : facteurs de forme et fonctions de structure	59
5. Annexes	67
Références	67
Suppl. Correction radiative - S. CHOI	69

Les grandes lignes du programme de recherches à CEBAF

B. FROIS

1. Introduction	77
2. CEBAF	78
3. La diffusion des électrons	94
4. La structure du nucléon	105
5. Le nucléon et les quarks étranges	115
6. Les résonances du nucléon	126
7. Facteurs de forme des noyaux légers	136
8. Propriétés du nucléon dans le noyau	149
9. Conclusions	162
Références	163

Interaction des photons réels avec les noyaux

R. VAN DE VYVER

1. Introduction.	167
2. The Proton-Compton effect : determination of the electromagnetic polarizabilities of the proton.	168
3. The photodisintegration of the deuteron at extreme angles.	174
4. The (γ , c) reaction process at intermediate energies.	179
5. Photonuclear physics above the pion threshold.	184
6. Proposal to measure the Drell-Hearn-Gerasimov Sum Rule.	188
7. Conclusion.	191
References.	194

Introduction à la diffusion inélastique des leptons

G. SMADJA

1. Introduction	197
2. Historique	197
3. Diffusion sur une particule ponctuelle	198
4. Le modèle des partons	200
5. Les fonctions de structure	202
6. Les saveurs dans le nucléon	205
7. Les règles de somme	208
8. Fonctions de structure et photoproduction	209
9. Les violations de l'invariance d'échelle	211
10. Utilisation des distributions de partons	216
Références	219

La structure en spin du nucléon

N. de BOTTON - J. MARTINO

1. Introduction	221
2. La diffusion profondément inélastique	222
3. Les fonctions de structure	223
4. La diffusion profondément inélastique polarisée	224
5. La structure en spin du nucléon	226
6. La règle de somme de Bjorken	228
7. Le détecteur et le polarimètre de l'expérience SMC	229
8. La cible polarisée de l'expérience SMC	229
9. Conclusion	231
Références	232

La chromodynamique quantique

J.-P. BLAIZOT

Introduction	233
1. Le modèle des Quarks	234
2. Invariance de Jauge	241
3. Charge effective et échelle d'énergie	247
4. Quelques propriétés "non perturbatives"	251
Bibliographie	254

Le noyau, laboratoire unique de la dynamique des quarks !

J.-F. MATHIOT

1. Préambule	256
2. Défis théoriques	258
3. Electroproduction de saveurs lourdes	268
4. La notion de transparence de couleur	284
5. Propagation d'un quark dans le milieu nucléaire	298
6. Remarques finales	309
Références	311

Projet d'Accélérateur Européen d'électrons et défis expérimentaux

P. VERNIN

1. Introduction	315
2. L'accélérateur de 15-30 GeV	317
3. Détecteurs à forte luminosité	322
Références	340

Canalisation de particules chargées dans un cristal

J. REMILLIEUX

1. Historique	341
2. Le modèle continu de la canalisation	342
3. Les taux d'extinction de canalisation et de blocage	346
4. La décanalisation	347
5. Quelques applications de la canalisation	348
6. Interaction ion-électron à haute énergie	349
7. Excitation cohérente d'un ion canalisé	351
8. Conclusion	352
Références	353

Rayonnement de canalisation et phénomènes de champ fort

X. ARTRU

1. Introduction	355
2. Théorie quantique	356
3. Théorie classique ($\omega \ll E$)	357
4. Phénomènes d'électrodynamique quantique en champ fort	360
5. Conclusion	363
Références	363

Liste des séminaires jeunes

365

Liste des participants

367

AVANT-PROPOS

La 11^{ème} session de l'Ecole Joliot-Curie, dont nous fêtons le dixième anniversaire, a été consacrée à l'étude de la structure à courte distance de la matière hadronique, thème qui apparaît comme un des axes majeurs de développement à long terme de notre discipline.

Il s'agit non seulement de bien comprendre le noyau en termes de nucléons et de mésons, mais de connaître aussi les limites d'une telle description et de voir comment ces degrés de liberté effectifs émergent d'une approche plus fondamentale ; s'atteler donc en fait à l'étude de la structure en quarks et en gluons des hadrons et de la matière nucléaire.

Il s'agit parallèlement d'analyser la façon dont le milieu nucléaire modifie l'interaction entre les quarks et les gluons, le noyau devenant ainsi un moyen d'investigation de la dynamique des quarks.

Sous cet aspect, la sonde électromagnétique qui permet d'étudier nucléons et noyaux à différentes échelles de résolution, constitue un outil de choix. Des faisceaux d'électrons dans une gamme d'énergie de 1 à 5 GeV sont déjà disponibles ou le seront dans un proche avenir et un projet de machine européenne à 15 GeV est, nous le savons, activement discuté actuellement.

Comme il est d'usage, une partie de la session a également été consacrée à un second thème qui nous a ouvert à un autre champ très prometteur : la canalisation des particules chargées dans un cristal.

Outre les physiciens déjà très actifs dans le domaine de physique retenu pour l'Ecole, nous souhaitions, comme les années précédentes, rassembler un public plus large de non-spécialistes. Notre attente n'aura pas été déçue puisque, partagés pour moitié entre jeunes physiciens et séniors, les participants présentaient une grande diversité d'âge, d'origine et d'intérêt scientifique.

Aux yeux de tous, l'édition 92 de l'Ecole Joliot-Curie est apparue particulièrement animée et, sous beaucoup d'aspects, exemplaire. Ce succès est dû en partie à l'intérêt que le sujet suscitait en lui-même, mais plus encore aux orateurs qui ont su répondre aux exigences pédagogiques de l'Ecole et qui n'ont pas ménagé leurs efforts dans l'animation scientifique. Le lecteur sera d'autre part vite persuadé de la richesse et de la qualité des cours écrits rassemblés dans ce volume. Que tous les conférenciers en soient ici chaleureusement remerciés.

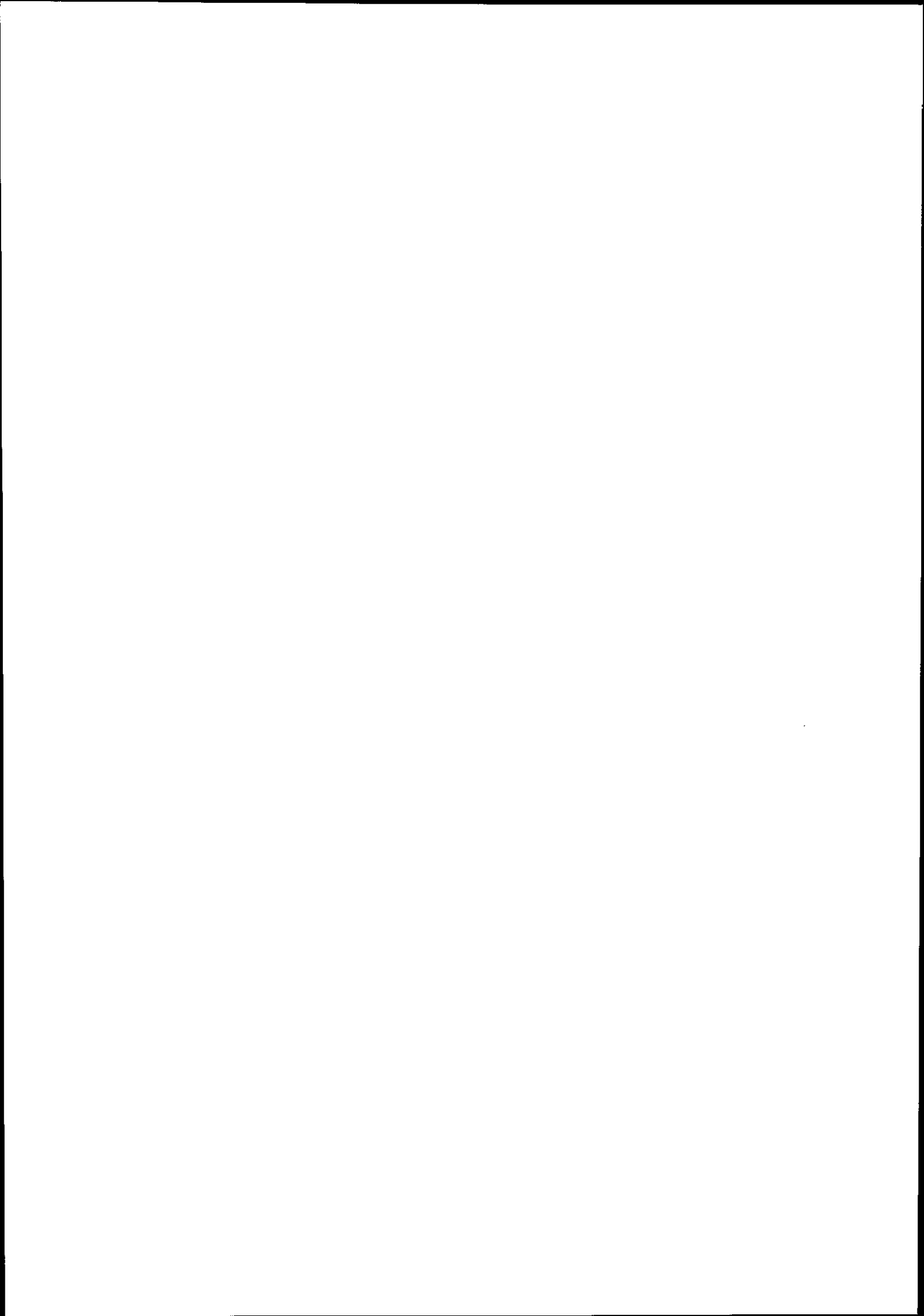
Nous sommes très reconnaissant envers Mlle J. Garrabos pour le dévouement, la compétence et l'efficacité qu'elle met au service de l'Ecole. Nous devons également beaucoup à Mme M. Levert de l'IN2P3 et Mme M. Gardrat du C.E.N. de Bordeaux. Qu'elles veuillent bien trouver ici l'expression de nos vifs remerciements.

Nos remerciements iront également au personnel de l'Université Bordeaux I qui a réalisé l'édition des cours de l'Ecole 92.

Enfin, on ne saurait trop souligner combien le soutien de l'IN2P3, de la DSM du CEA et du FNRS belge nous est précieux. Nous sommes redevables à leurs responsables de permettre que se poursuive et s'améliore cet outil de formation au service de notre communauté qu'est l'Ecole Joliot-Curie.

Pour le Comité d'Organisation

Y. ABGRALL



La nature de la sonde électromagnétique

Première Partie

Vincent Breton

LPC Clermont-Ferrand

Université Blaise Pascal

F-63177, Aubière Cedex, France

Abstract

La sonde électromagnétique est un outil pour sonder le nucléon et le noyau. Le but de ce cours est d'introduire les notions essentielles de la diffusion d'électrons. Il est divisé en deux parties : dans la première partie, l'accent est mis sur l'approximation d'échange d'un photon, la classification des processus de diffusion d'électrons et sur les caractéristiques du faisceau, de la cible et des détecteurs utilisés pour les expériences.

The electromagnetic probe is a tool to study the nucleon and the nucleus. The purpose of this course is to introduce you to the basics of electron scattering. It is divided in two parts : in the first part, the focus is on the One Photon Exchange Approximation, the classification of the main electron scattering processes and the characteristics of the beam, the target and the detectors used for the experiments.

Introduction

L'électron a été découvert en 1897 par J.J. Thompson. Ses principales propriétés sont données dans la table 1.

L'interaction électromagnétique électron-noyau correspond au couplage de la charge et du moment magnétique de l'électron à la charge, mais aussi aux courants de convection et de magnétisation du noyau. Ce couplage est décrit par l'électrodynamique quantique (QED) : il correspond à l'échange de un ou plusieurs photons virtuels entre l'électron et le noyau.

Le thème de physique de l'école couvre la physique avec des électrons de quelques GeV à quelques dizaines de GeV. Dans ce domaine d'énergie, le couplage par interaction faible (échange de bosons Z ou W) est beaucoup plus faible que le couplage par interaction électromagnétique, parce qu'il est beaucoup plus facile d'échanger un boson de masse nulle, le photon, qu'un boson dont la masse est de l'ordre de 100 GeV. Dans l'expression de l'amplitude de diffusion, le propagateur du boson introduit un facteur $1/(Q^2 + M_{\text{boson}}^2)$ au lieu de $1/Q^2$ pour le propagateur du photon, Q étant le module du 4-vecteur q du

Extension spatiale	Particule ponctuelle
Masse	0.511 MeV ($9.109 \cdot 10^{-30} \text{ kg} \pm 0.59 \text{ ppm}$)
Couleur en QCD	Neutre
Spin	1/2 (statistique de Fermi-Dirac)
Charge	$1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C} \pm 0.03 \text{ ppm}$
Moment magnétique	$\vec{\mu} = (e/2m)\vec{S}$, $((g-2)/2)_{exp} = 1159,652193 \pm 0.00001 \text{ ppm}$
Couplage	Interaction faible et électromagnétique

Table 1: Principales propriétés de l'électron

boson W ou Z ou du photon. Ces deux termes ne seront de grandeur comparable que pour $Q^2 > M_{boson}^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$, soit loin des régions cinématiques où se place le cours.

Rappelons que l'interaction forte entre deux quarks correspond à l'échange de gluons décrit par la chromodynamique quantique (QCD). Une différence essentielle entre les deux théories est liée à la valeur de la constante de couplage. Chaque fois que l'on ajoute un vertex de photon sur un diagramme de Feynmann, l'amplitude du processus correspondant doit être multipliée par $(ie\gamma^\mu)$, où e est la charge de l'électron, γ^μ une matrice de Dirac.

La section efficace est proportionnelle au carré de l'amplitude et donc chaque vertex de photon supplémentaire ajoute un facteur $\alpha = e^2/4\pi$, constante de couplage du photon, dans la section efficace.

De même, en Chromodynamique Quantique, la constante de couplage du gluon est

$$\alpha_S = \frac{12\pi}{(33 - 2n_F)\text{Log}(\frac{Q^2}{\Lambda^2})}$$

où $(-Q^2)$ est le module du 4-vecteur impulsion du gluon, n_F le nombre de saveurs de quarks, Λ , une échelle de masse qu'il faut introduire dans les calculs pour éviter les divergences et dont la valeur tirée des expériences est environ $200 \text{ MeV}/c$.

La constante de couplage électromagnétique α dépend aussi de Q^2 , mais cette dépendance en Q^2 est beaucoup plus lente que celle de α_S :

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha_0}{1 - \frac{\alpha_0}{3\pi} \text{Log} \frac{Q^2}{M^2}}$$

où $\alpha_0 = e^2/4\pi = 1/137$ et M est une coupure qui permet d'éviter la divergence des calculs. C'est seulement à très haute énergie que la correction à la valeur asymptotique de Q^2 doit être prise en compte. Ainsi, à LEP, pour des énergies de 100 GeV dans le centre de masse, α est de l'ordre de 1/128.

Cette première partie du cours est organisée de la façon suivante : le premier chapitre est consacré à l'approximation d'échange d'un photon virtuel entre l'électron et le noyau. Le deuxième chapitre est une présentation des processus de diffusion de l'électron suivant qu'il se couple au noyau tout entier, à un nucléon du noyau ou à la sous-structure en quarks des nucléons du noyau. Le troisième chapitre est une introduction aux outils et aux problèmes expérimentaux propres à la diffusion d'électrons. Enfin, le quatrième

chapitre est une présentation de quelques expériences utilisant la sonde électromagnétique qui ont mis en évidence des effets nouveaux ou qui ont permis des progrès importants dans la compréhension du noyau.

1 L'approximation d'échange d'un photon

1.1 Principe

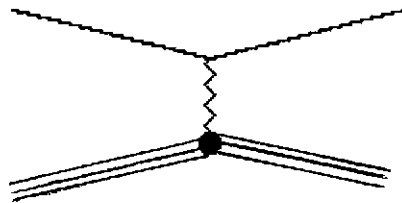
Considérons la diffusion d'électrons sur une charge statique et ponctuelle Z , créant un potentiel A_μ . La fonction d'onde de l'électron est solution de l'équation de Dirac dans un potentiel (cf cours de H. Fonvieille qui traite l'équation de Dirac pour un électron libre) :

$$[\gamma^\mu(i\delta_\mu - eA_\mu) - m]\Psi(\vec{r}) = 0$$

La fonction d'onde solution de cette équation peut s'écrire sous la forme d'un développement limité en puissances de $(Z\alpha)$:

$$\Psi(\vec{r}) = \Psi_0 + \alpha Z\Psi_1 + (\alpha Z)^2\Psi_2 + \dots + (\alpha Z)^n\Psi_n$$

Le terme Ψ_0 correspond à la fonction d'onde d'un électron libre. $\Psi_0 + \alpha Z\Psi_1$ est équivalent au diagramme de Feynmann d'échange d'un photon :



Le terme d'ordre n , $(\alpha Z)^n\Psi_n$, correspond à la contribution des diagrammes de Feynmann d'échange de n photons.

Lorsque $\alpha Z \ll 1$, on ne prend en compte que la contribution du terme d'échange d'un photon.

L'approximation d'échange d'un photon (ou One Photon Exchange OPE en anglais) revient à négliger l'action du champ coulombien du centre diffuseur sur la fonction d'onde de l'électron avant et après l'échange du photon virtuel. C'est pourquoi on l'appelle aussi Approximation de Born d'Onde Plane ou Plane Wave Born Approximation en anglais (PWBA) : avant et après l'échange du photon virtuel, l'électron est considéré comme un électron libre dont la fonction d'onde est plane.

1.2 Correction à l'Approximation de Born d'Onde Plane

La condition $Z \ll 137$ de validité de l'Approximation de Born d'Onde Plane n'est pas satisfaite lorsque les électrons diffusent sur des noyaux lourds. On utilise alors suivant les cas deux méthodes :

- lorsque le noyau diffuseur est sphérique, par exemple le noyau de ^{208}Pb , la densité de charge présente une symétrie sphérique. On peut alors faire un développement limité de la fonction d'onde de l'électron sur les harmoniques sphériques :

$$\Psi = \sum_L \Psi_L(r) Y_L(\theta)$$

où L est le moment angulaire. Chaque fonction d'onde $\Psi_L(r)$ est alors solution de deux équations radiales couplées [1] et peut être calculée numériquement avec une précision limitée seulement par le temps et la puissance de calcul. Cette méthode est aussi appelée analyse en déphasage, car les ondes partielles sont déphasées au cours de la diffusion.

- Lorsque le noyau ne présente aucune symétrie, on utilise l'Approximation de Born d'Onde Distordue. Le potentiel V créé par le centre diffuseur est écrit [10] :

$$V(\vec{r}) = V_S(r) + V_{tr}(\vec{r})$$

où V_S est un potentiel à symétrie sphérique, tandis que V_{tr} contient la partie non sphérique du potentiel. On considère alors que la fonction d'onde de l'électron est déformée seulement par $V_S(r)$. On utilise ensuite l'approximation d'échange d'un photon avec cette fonction d'onde déformée.

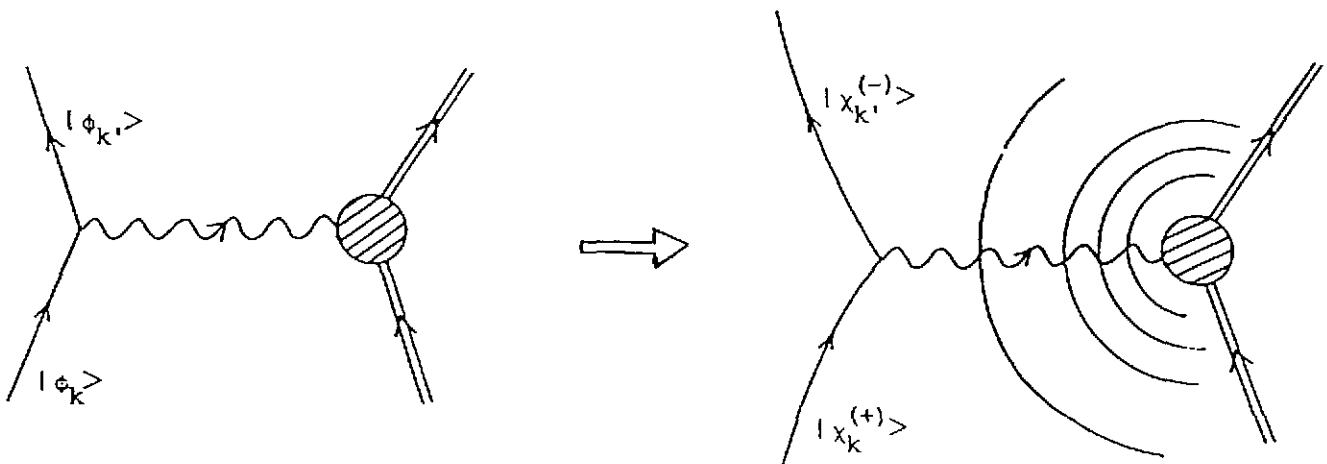


Figure 1: Déformation de la fonction d'onde par le champ du noyau

L'effet principal du champ coulombien du noyau sur l'électron va être l'accélération de ce dernier. La figure 1 illustre ce phénomène. Considérons la diffusion d'un électron d'énergie incidente E_i^0 sur un noyau : l'électron est détecté à un angle θ_0 et son énergie est

mesurée égale à E_D^0 . Plaçons nous dans l'Approximation de Born d'Onde Plane (Figure 1.a) et calculons le module du 4-vecteur $q^\mu q_\mu$ du photon :

$$q^\mu q_\mu = -Q_0^2 = -4E_I^0 E_D^0 \sin^2 \frac{\theta_0}{2}$$

En fait, l'électron a été accéléré en approchant du noyau, puis ralenti en s'éloignant, par le champ coulombien. Ainsi, le noyau voit arriver un électron d'énergie $E_I > E_I^0$ et repartir un électron d'énergie $E_D > E_D^0$. On définit donc le transfert effectif Q_{eff}^2 :

$$Q_{eff}^2 = 4E_I E_D \sin^2 \frac{\theta}{2} > Q_0^2 = 4E_I^0 E_D^0 \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

On s'attend à l'effet exactement opposé en diffusion de positrons : les positrons sont ralentis à l'approche du noyau, puis repoussés donc accélérés lorsqu'ils s'éloignent du noyau. Dans l'image simplifiée de l'Approximation de Born d'Onde Plane, les sections efficaces en diffusion de positrons et d'électrons sont égales.

Il existe plusieurs méthodes approchées pour calculer l'effet sur Q^2 de l'accélération des électrons dans le champ du noyau et plusieurs formules pour Q_{eff}^2 en fonction de Q^2 : toutes donnent des résultats très proches (à quelques %). Nous citerons une formule non relativiste très simple :

$$Q_{eff}^2 = Q^2 \left(1 + \frac{4\alpha Z}{3RE_e} \right) \text{ avec } R = \sqrt{\frac{5}{3}} \langle r^2 \rangle^{1/2}$$

$\langle r^2 \rangle$ étant le rayon carré moyen du noyau.

Notons dans cette formule que l'effet décroît en $1/E_e$, E_e étant l'énergie du faisceau. Si nous appliquons cette formule à la diffusion d'électrons sur des noyaux d'Hydrogène, de ^{12}C et de ^{208}Pb , aux énergies de différents accélérateurs (table 2), nous voyons que l'effet d'accélération devient très petit ($< 1\%$) par rapport à d'autres sources d'erreurs systématiques sur tous les noyaux au-delà de 5 GeV.

	^{12}C	^{208}Pb
	$R \approx 2.5 fm$ $Z=6$	$R \approx 6 fm$ $Z=82$
ALS (500 MeV)	1%	5.3%
Mayence (1 GeV)	0.5%	2.66%
CEBAF (5 GeV)	0.1%	0.5%
SLAC (20 GeV)	0.025%	0.13%

Table 2: $(1 - Q^2/Q_{eff}^2)$ en % pour 2 noyaux à différentes énergies

La figure 2 présente le rapport des sections efficaces de diffusion élastique (2.a) et inélastique (2.b) d'électrons et de positrons sur le proton, mesurées dans les années 60-70 avec des faisceaux de quelques GeV. Le rapport des sections efficaces élastiques est

représenté en fonction de Q^2 et le rapport des sections efficaces inélastiques en fonction de W , masse du système hadronique de recul :

$$W^2 = -Q^2 + M^2 + 2M\nu$$

où M est la masse du proton et ν l'énergie transférée au proton.

Il n'y a pas de déviation des données par rapport à la prédiction de l'Approximation de Born d'Onde Plane sur cette cible.

Une telle déviation a été mise en évidence et mesurée avec précision sur le noyau de ^{208}Pb dans une expérience de comparaison des diffusions élastiques d'électrons et de positrons à Saclay. Le ^{208}Pb est un noyau sphérique dont la densité de charge a été déduite des données de diffusion élastique d'électrons par une analyse en déphasage.

La figure 3 présente le rapport des sections efficaces élastiques de diffusion d'électrons et de positrons en fonction du moment transféré $q = \sqrt{Q^2}$. Elle montre que l'Approximation de Born d'Onde Plane n'a plus de sens pour $Z = 82$ et des électrons de 450 MeV : elle montre aussi l'excellent accord entre le calcul en déphasage et les données expérimentales.

Comme le thème de l'école est principalement la diffusion d'électrons de quelques GeV, nous allons nous placer dans la suite du cours dans l'Approximation de Born d'Onde Plane. En effet, nous avons vu dans ce paragraphe que les corrections à l'approximation de Born à partir de quelques GeV d'énergie sont en général faibles et peuvent être calculées avec précision.

2 Cinématique et classification des processus de diffusion d'électrons

Dans tout ce qui suit, on négligera la masse de l'électron devant les énergies des électrons incident et diffusé. On travaillera dans le système $\hbar = c = 1$.

Dans l'Approximation de Born d'Onde Plane, l'énergie et l'impulsion transférées au noyau ou au nucléon sont portées par UN photon virtuel. Soient p_e et $p_{e'}$, les 4-moments des électrons incident et diffusé, q le 4-moment du photon virtuel (Figure 4).

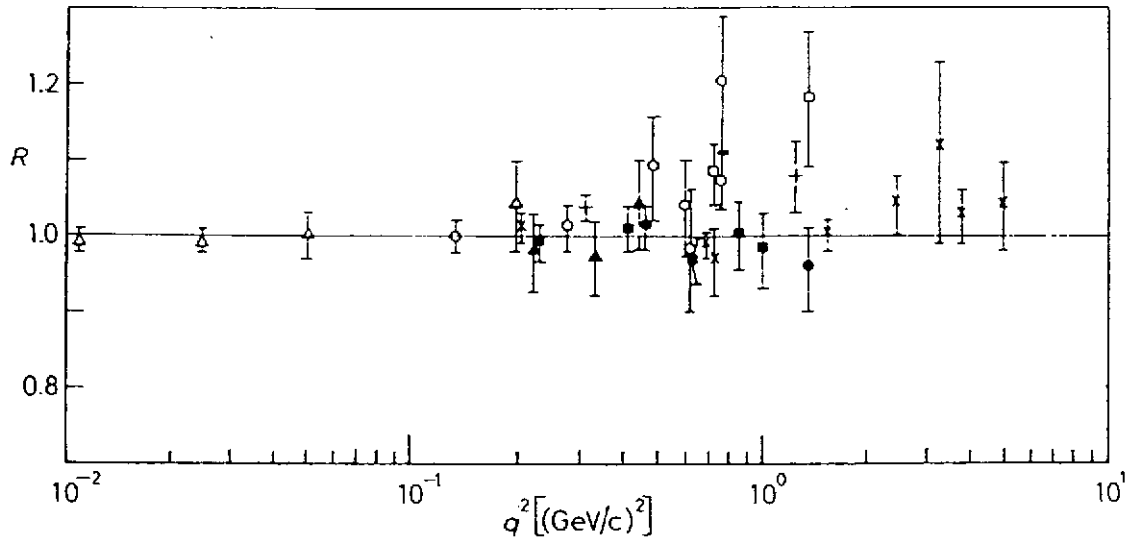
En diffusion d'électrons, le photon virtuel est du genre espace ;

$$q^\mu q_\mu = (p_e - p_{e'})^2 = -4E_e E_{e'} \sin^2 \frac{\theta}{2} = -Q^2 = (E_e - E_{e'})^2 - (\vec{q})^2 < 0$$

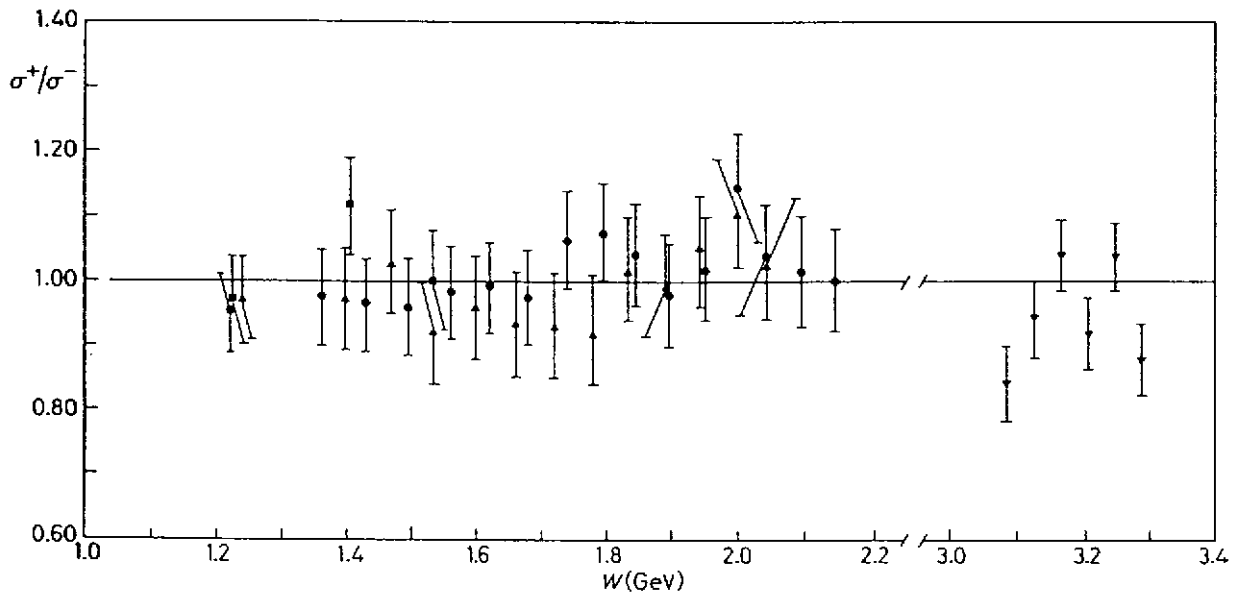
En annihilation $e^+ - e^-$, on peut aussi avoir émission d'un photon virtuel, mais il est du genre temps :

$$q^\mu q_\mu = (p_{e^-} + p_{e^+})^2 = 4E_{e^+} E_{e^-} \sin^2 \frac{\theta}{2} > 0$$

Il est conventionnel d'appeler ν l'énergie du photon virtuel. On définit le plan leptonique comme le plan des électrons incident et diffusé. Le photon virtuel est contenu dans ce plan. Si l'on fait varier E_e , $E_{e'}$ et θ , il est possible de faire varier Q^2 en gardant ν fixé, ou de faire varier ν en gardant Q^2 fixé. Cela veut dire qu'en diffusion d'électrons, on peut déposer indépendamment de l'énergie ou de l'impulsion ou les deux sur une cible.



Measurements of $R \equiv \sigma^+/\sigma^-$. + Orsay, \times SLAC, \bullet DESY, \blacksquare Cornell, \blacktriangle this experiment, \circ BROWMAN *et al.*, \triangle YOUNT and PINE.



Measured ratios $R_{in} = \sigma^+/\sigma^-$ for all four energies as a function of the invariant mass W of the hadronic system. The error of the charge measurement is included. \bullet $E_0 = 3.08$ GeV, $\theta = 9^\circ$; \blacktriangle $E_0 = 2.68$ GeV, $\theta = 13^\circ$; \blacksquare $E_0 = 3.08$ GeV, $\theta = 13^\circ$; \blacktriangledown $E_0 = 7.0$ GeV, $\theta = 9^\circ$.

Figure 2: Rapport des sections efficaces élastique et inélastique de diffusion de positrons et d'électrons sur le proton

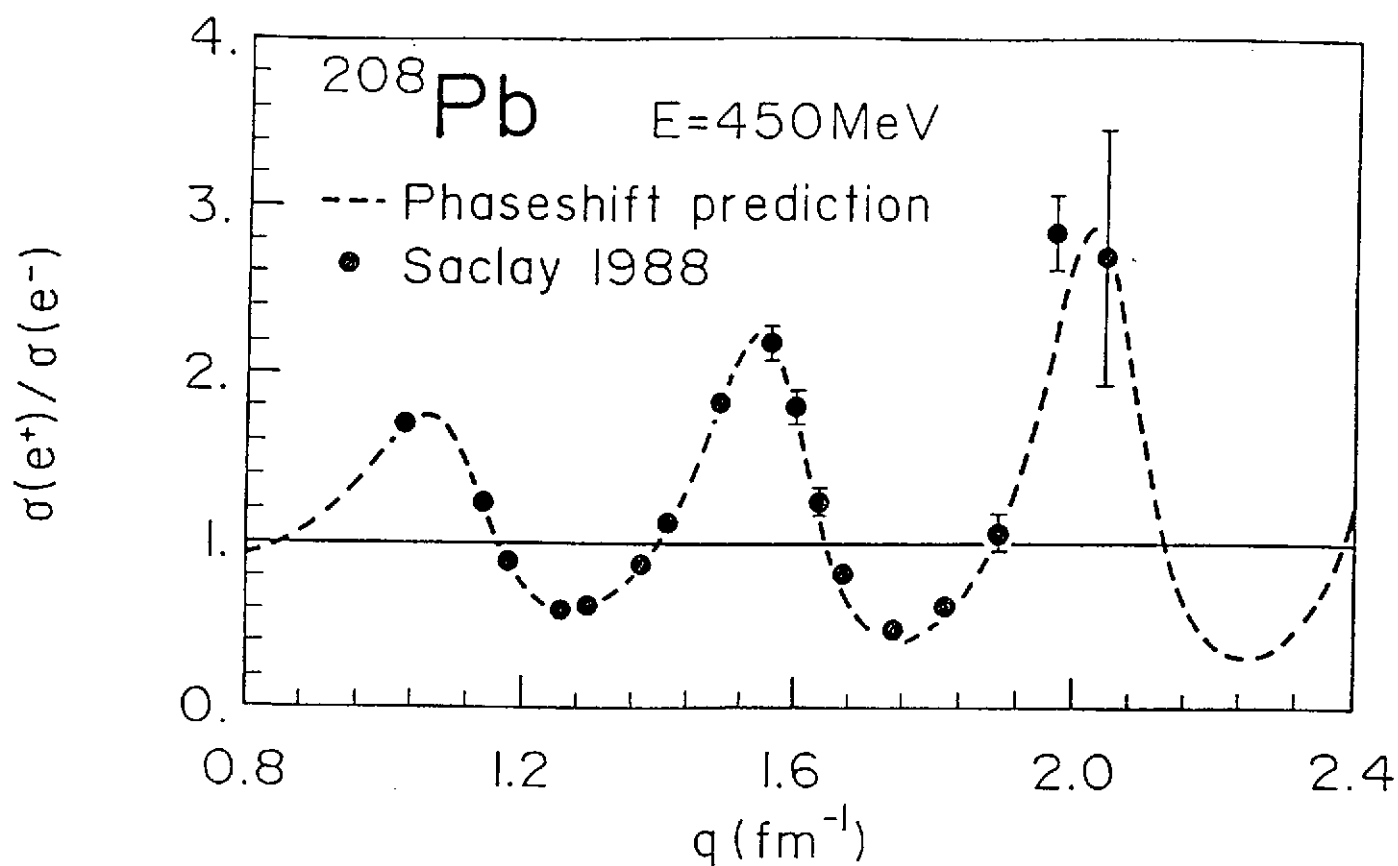


Figure 3: Rapport des sections efficaces de diffusion de positrons et d'électrons sur le Plomb 208 en fonction du transfert q en fm^{-1}

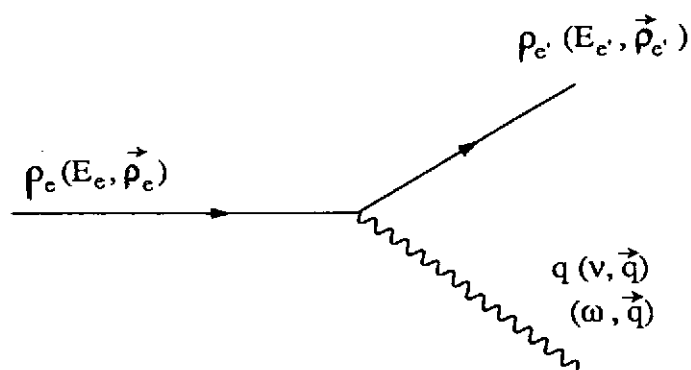


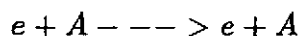
Figure 4: Conventions cinématiques pour le photon virtuel et les électrons

Par exemple, en sélectionnant les cinématiques où le dépôt d'énergie correspond à l'énergie d'excitation d'une résonance, on regarde la variation de la section efficace d'excitation de la résonance en fonction de l'impulsion transférée. On en déduit les propriétés électromagnétiques de la résonance.

En règle générale, lorsque l'on fait varier l'impulsion transférée, on fait varier l'échelle à laquelle on regarde l'objet sur lequel on diffuse.

On peut donc classer les processus de diffusion d'électrons en fonction de l'énergie transférée à la cible, noyau ou nucléon. Nous allons entreprendre une telle classification : pour chaque processus, nous donnerons les principales relations cinématiques pour une cible au repos à l'état initial et nous ferons un bilan du nombre de paramètres à mesurer expérimentalement pour connaître toute la cinématique. La classification suit un dépôt d'énergie croissant dans le noyau. Nous appelons M_A la masse d'un noyau cible et M la masse du nucléon.

2.1 Diffusion élastique sur le noyau(nucléon)



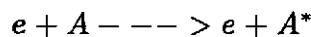
Ce processus correspond à un dépôt d'énergie nul dans le noyau : toute l'énergie transférée est emportée par le noyau sous forme d'énergie cinétique. Il y a 8 inconnues dans l'état final, les 4-vecteurs impulsion-énergie des 2 particules sortantes, et 4 équations de conservation de l'impulsion-énergie plus deux équations de conservation de la masse. Il ne reste donc que deux paramètres libres : l'un de ces paramètres est une phase aléatoire correspondant à un degré de liberté de rotation du plan de diffusion de l'électron et du noyau autour de l'axe du faisceau. Il ne reste en fait qu'un seul paramètre libre, par exemple θ , l'angle de diffusion de l'électron. On a les relations suivantes :

$$E_{e'} = \frac{E_e}{1 + \frac{2E_e}{M_A} \sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

$$\nu = E_e - E_{e'} = \frac{Q^2}{2M_A}$$

Ainsi, l'énergie cinétique transférée à un noyau de ^{12}C par un électron de 1 GeV diffusé élastiquement à 30° est environ 10 MeV.

2.2 Diffusion inélastique sur le noyau



L'énergie déposée par l'électron correspond à l'énergie cinétique de recul, $\frac{Q^2}{2M_A}$, plus une énergie d'excitation du noyau ϵ^* : cette énergie permet d'exciter le noyau dans un état discret (ϵ^* de l'ordre de quelques dizaines de keV à quelques MeV) ou dans un état collectif de vibration ou de rotation (résonances géantes du noyau pour ϵ^* de l'ordre de 10 à 50 MeV).

Par rapport à la cinématique précédente, l'énergie d'excitation ϵ^* est une variable supplémentaire. La détection de l'électron (mesure de l'angle de diffusion et de l'énergie) fixe la cinématique et ϵ^* est donnée par la relation :

$$\nu = E_e - E_{e'} = \frac{Q^2}{2M_A} + \epsilon^*$$

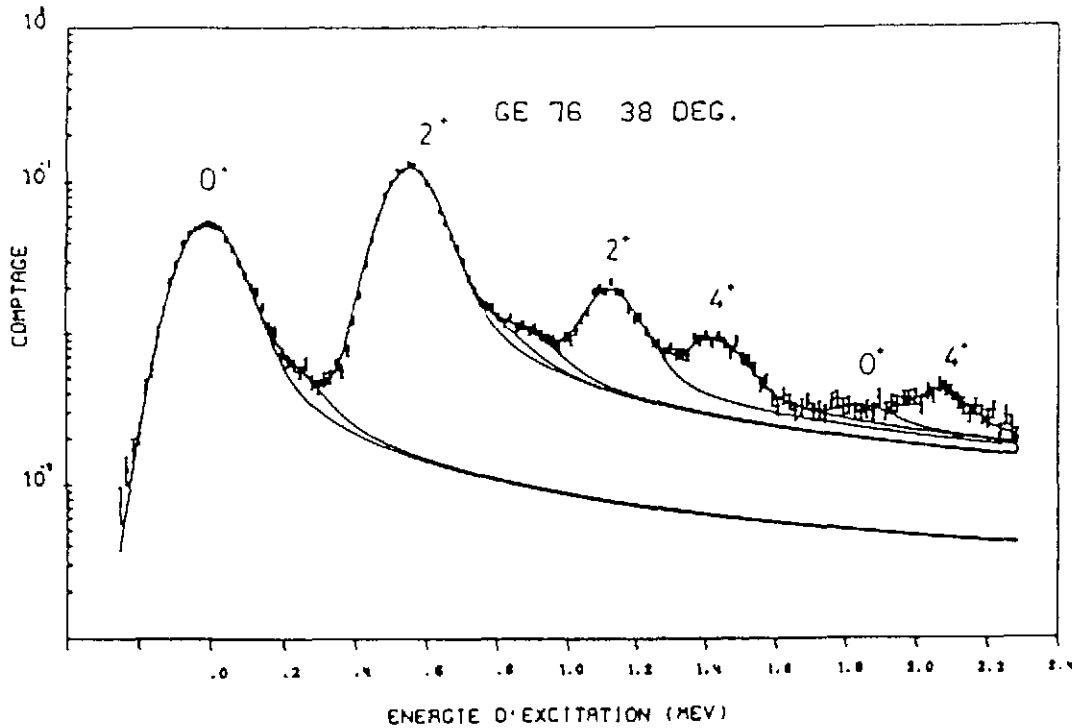
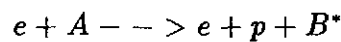


Figure 5: Spectre en énergie d'excitation d'électrons diffusés à 38 degrés par un noyau de Germanium 76. Le premier pic correspond à la diffusion élastique, les pics suivants à des niveaux d'excitation discrets du Germanium

La figure 5 montre le spectre en énergie d'excitation d'électrons de 500 MeV diffusés à 38 degrés par un noyau de ^{76}Ge . Le premier pic à $\epsilon^* = 0$ correspond à la diffusion élastique, les pics suivants à des niveaux d'excitation discrets du Germanium. Nous discuterons dans la suite du cours l'origine de la largeur des pics. Cependant, on peut noter que la séparation des états excités discrets de noyaux comme le ^{76}Ge a été permise grâce à la résolution en énergie excellente des accélérateurs d'électrons, associée à des détecteurs de très haute résolution. Ainsi, en diffusion (e, e'), une résolution meilleure que 100 KeV a été obtenue à l'ALS. A Bates, la résolution en diffusion (e, e') atteint 20 KeV.

2.3 Diffusion quasiélastique



La diffusion quasiélastique est la diffusion d'un électron sur un nucléon du noyau considéré comme quasi-libre. La diffusion quasiélastique peut être étudiée soit en ne détectant que l'électron diffusé (inclusif), soit en détectant en coïncidence l'électron et le nucléon (exclusif). Comme un proton est beaucoup plus facile à détecter qu'un neutron, la très grande majorité des expériences faites jusqu'ici sont des expériences (e, e'p).

La principale différence par rapport aux processus précédents est le couplage de l'électron à un composant du noyau plutôt qu'au noyau lui-même. L'électron éjecte un nucléon du noyau et les autres nucléons, supposés spectateurs, reculent ensemble dans un état excité B^* . L'énergie d'excitation du noyau de recul B^* dépend de l'énergie de liaison du nucléon éjecté.

La présence de trois corps dans l'état final induit en général une cinématique non coplanaire. On définit donc un plan leptonique, plan de diffusion de l'électron, et un plan hadronique défini par le photon virtuel et le nucléon éjecté (Figure 6). On appelle conventionnellement ϕ l'angle entre ces deux plans.

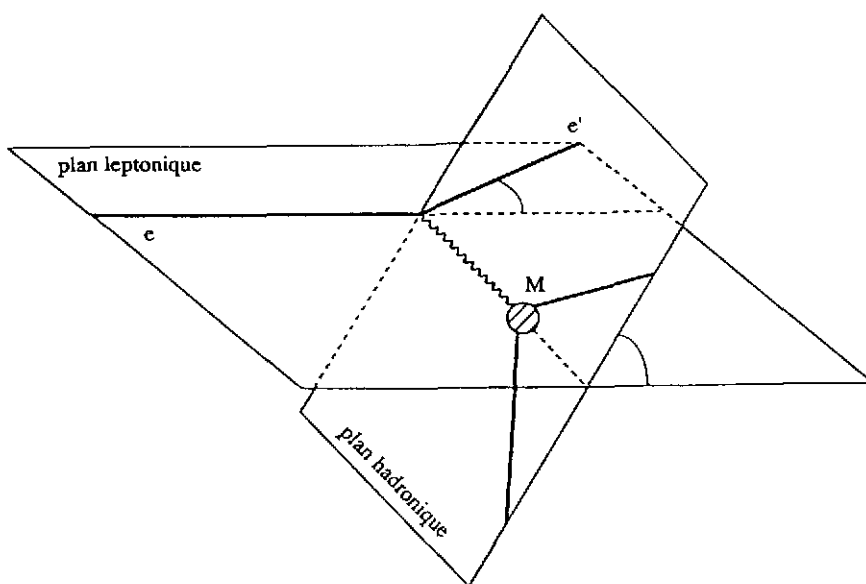


Figure 6: Plans leptonique et hadronique

Dans l'hypothèse simplificatrice où le nucléon est libre et au repos dans le noyau, la conservation de l'impulsion-énergie dans la collision élastique électron-noyau permet d'écrire :

$$E_{e'} = \frac{E_e}{1 + \frac{2E_e}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

$$E_e - E_{e'} = \frac{Q^2}{2M}$$

Expérimentalement, on observe effectivement un pic à $E_e - E_{e'} = \frac{Q^2}{2M}$ sur les spectres en énergie transférée par les électrons. La largeur de ce pic (100 MeV pour des électrons de 680 MeV diffusés à 60° sur des noyaux de $Z \geq 4$) provient du fait que les nucléons ne sont pas au repos dans le noyau du fait du mouvement de Fermi. Un calcul simple de gaz de Fermi permet de reproduire très correctement la forme du pic quasiélastique.

Le sommet du pic quasiélastique est déplacé de quelques MeV par rapport à la valeur $Q^2/2M$; ces quelques MeV représentent l'énergie moyenne de liaison des nucléons dans le noyau.

L'étude de la diffusion quasiélastique inclusive permet en particulier de tester la règle de somme de Coulomb : l'intégrale sur le pic quasiélastique de la partie coulombienne de la section efficace est reliée au nombre de protons Z . Il est usuel dans les articles traitant de ce type de diffusion d'appeler l'énergie transférée ω plutôt que ν et de définir la variable y ,

$$y = \frac{2m\nu - Q^2}{2|\vec{q}|}$$

qui est la projection du moment du nucléon frappé sur la direction du photon virtuel.

Sur la figure 7 est représentée la section efficace par nucléon de la réaction (e, e') à 680 MeV sur ^{12}C , ^{40}Ca , ^{48}Ca et ^{56}Fe à 60° en fonction de l'énergie transférée ω . Le premier pic correspond à la diffusion quasiélastique et le deuxième pic à l'excitation de la résonance Δ .

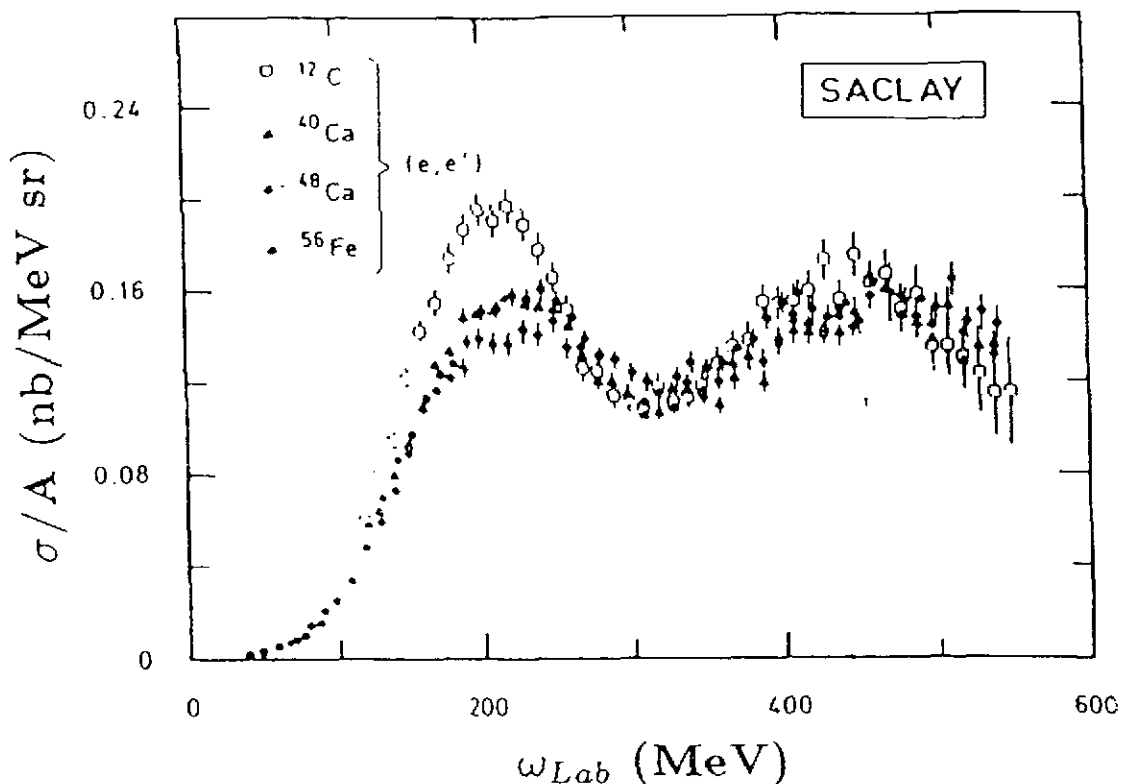


Figure 7: Section efficace par nucléon de la réaction (e, e') à 680 MeV sur les noyaux de Carbone 12, Calcium 40, Calcium 48 et Fer 56 en fonction de l'énergie transférée ω

La détection en coïncidence du proton permet de connaître l'état d'excitation du noyau de recul et l'énergie $(-E_m)$ et l'impulsion \vec{P}_m du proton avant son éjection.

Les variables cinématiques utilisées en diffusion ($e, e'p$) sont présentées sur la figure 8 et reliées de la façon suivante :

$$E_m = M_{B^*} + M - M_A \quad \vec{P}_m = -\vec{P}_B = \vec{P}'_p - \vec{q}$$

$$E_m = \omega - (E'_p - M) - (E_B - M_{B^*}) = (M_B + M - M_A) + (M_{B^*} - M_B)$$

$(M_B + M - M_A)$ représente l'énergie de séparation d'un proton et $M_{B^*} - M_B$ l'énergie d'excitation du noyau de recul.

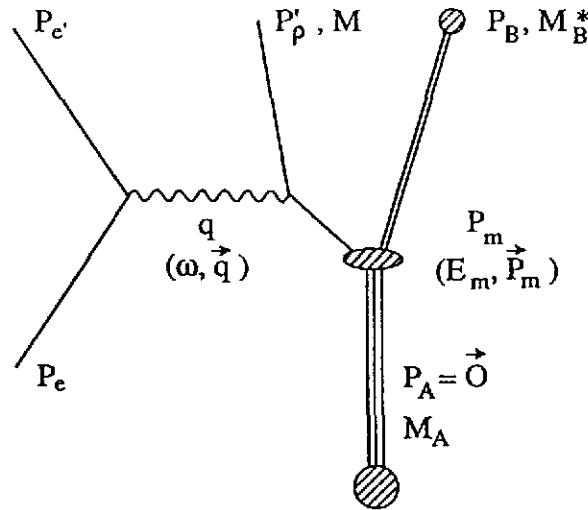
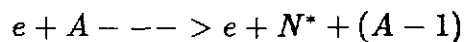


Figure 8: Formalisme de la diffusion quasiélastique ($e, e'p$)

Ainsi, une série de mesures de diffusion quasiélastiques ($e, e'p$) dans des conditions cinématiques différentes fournit la fonction spectrale $S(E_m, p_m)$ qui est la probabilité de trouver un proton d'impulsion p_m et d'énergie E_m dans le noyau. La figure 9 présente la fonction spectrale du ^{208}Pb mesurée à NIKHEF. Les spectromètres de NIKHEF ont été optimisés pour atteindre une résolution de 80 KeV sur l'énergie et l'impulsion manquantes des protons.

2.4 Electroproduction de résonances nucléoniques



Lorsque l'électron se couple à un nucléon, il peut l'exciter dans un état résonnant (Δ, N^*, \dots), qui décroît ensuite, le plus souvent avec émission d'un méson et d'un baryon. C'est le cas par exemple de la résonance Δ en pion + nucléon. Il faut transférer au noyau l'énergie d'excitation de la résonance et l'énergie de recul. L'état excité Δ est la première résonance du nucléon et celle dont la section efficace est la plus grande; la masse du Δ est de l'ordre de 1232 MeV, environ 300 MeV au-dessus de la masse du nucléon. Si on monte dans le spectre en énergie transférée, les résonances de plus haute énergie du nucléon

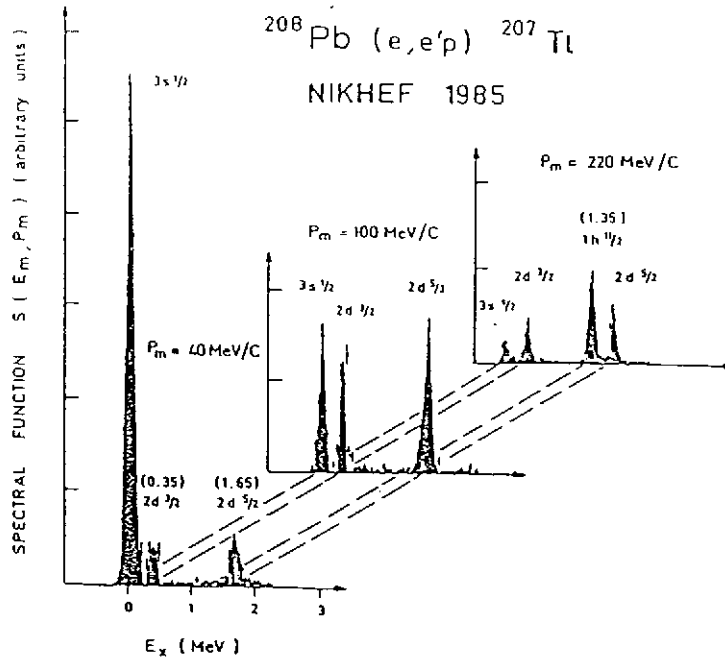


Figure 9: Fonction spectrale du Plomb 208 mesurée à NIKHEF

apparaissent et se superposent (N^* , Δ , Λ , ...). Certaines peuvent être identifiées par leur décroissance, par exemple la $S^{11}(1650 \text{ MeV})$ par sa décroissance en $\Lambda + K$.

Les variables couramment utilisées pour décrire ces cinématiques sont les variables de Mandelstam du système photon virtuel-cible (figure 10).

Energie totale du système photon virtuel-cible	$S = (p_{\gamma} + p_{\text{cible}})^2$
Cas d'une cible au repos	$S = -Q^2 + M^2 + 2M\nu$
Quadriment transféré à la cible	$t = (p_{\text{cible}}^{\text{initial}} - p_{\text{cible}}^{\text{final}})^2$
Quadriment transféré à la particule	$t = (p_{\text{photon virtuel}} - p_{\text{particules sortante}})^2$

Table 3: Variables de Mandelstam dans le système photon virtuel-cible

L'énergie totale dans le centre de masse de la résonance est égale au carré de sa masse M_R : $S = M_R^2$.

Si l'électron se couple à un seul nucléon du noyau, le reste du noyau étant spectateur, l'énergie transférée s'écrit :

$$\nu = \frac{Q^2}{2M} + \frac{M_R^2 - M^2}{2M} = \nu_{\text{quasiélastique}} + \frac{M_R^2 - M^2}{2M}$$

Pour la résonance Δ : $(M_R^2 - M^2)/2M \approx 300 \text{ MeV}$.

On observe expérimentalement (figure 7) que le pic du Δ est environ 300 MeV au-delà du pic quasiélastique dans les spectres en énergie transférée des électrons. Sa largeur est due au mouvement de Fermi des nucléons et à la largeur intrinsèque de la résonance.

L'électroproduction de résonances nucléoniques est le processus dominant dans la section efficace de diffusion d'électrons sur les nucléons et les noyaux depuis le pic du Δ à

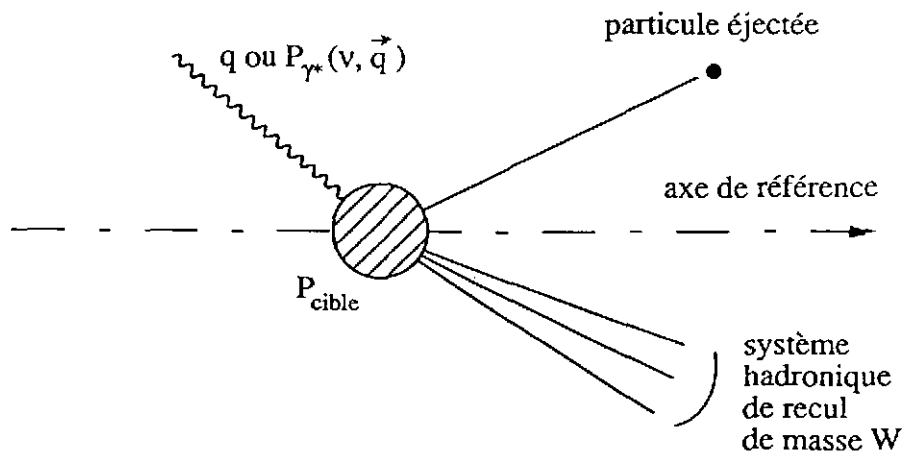


Figure 10: Cinématique dans le système photon-virtuel-cible

$S \approx 1.5(GeV/c)^2$ jusqu'à $S \approx 4(GeV/c)^2$. Cette plage en S correspond à une plage en énergie transférée $(Q^2/2M + 0.3) \leq \nu \leq (Q^2/2M + 1.6)$ en GeV .

La figure 11 illustre les régions accessibles cinématiquement par les accélérateurs d'électrons actuels ou en projet :

- Q^2 et ν sont le 4-vecteur impulsion-énergie et l'énergie transférés au noyau.

Nous avons considéré que la valeur maximale de l'énergie transférée accessible sur un accélérateur était de l'ordre de l'énergie du faisceau délivré par l'accélérateur. Ainsi, les accélérateurs NIKHEF(Amsterdam) et MAMIB(Mayence) permettent d'atteindre $\nu \approx 1 GeV$ et $Q^2 \approx (1 GeV/c)^2$. CEBAF permettra d'atteindre $\nu \approx 6 GeV$ et $Q^2 \approx (6 GeV/c)^2$.

- $W = \sqrt{S} = \sqrt{-Q^2 + M^2 + 2M\nu}$ est la masse du système hadronique créé dans le couplage photon virtuel-nucléon. La région cinématique dans laquelle $1.2 \leq W \leq 2$ est la région des résonances.

- Le paramètre x est la variable de Björken : $x = Q^2/2M\nu$. Nous viendrons à sa signification physique dans le paragraphe 6.

- L'angle θ est l'angle de diffusion de l'électron à Q^2 et ν donnés.

Cette figure appelle les remarques suivantes :

- Les accélérateurs européens (Mayence, NIKHEF) dont l'énergie est environ $1 GeV$ permettront d'étudier des résonances nucléoniques, mais pas toutes celles-ci car l'énergie disponible est trop faible.

- L'accélérateur CEBAF dont l'énergie nominale est $6 GeV$ permettra l'étude de toutes les résonances nucléoniques.

2.5 Diffusion profondément inélastique

Lorsque l'on augmente l'énergie transférée au-delà de la région des résonances, et lorsque l'impulsion transférée est grande ($Q^2 > 2(GeV/c)^2$) la section efficace décroît lentement et

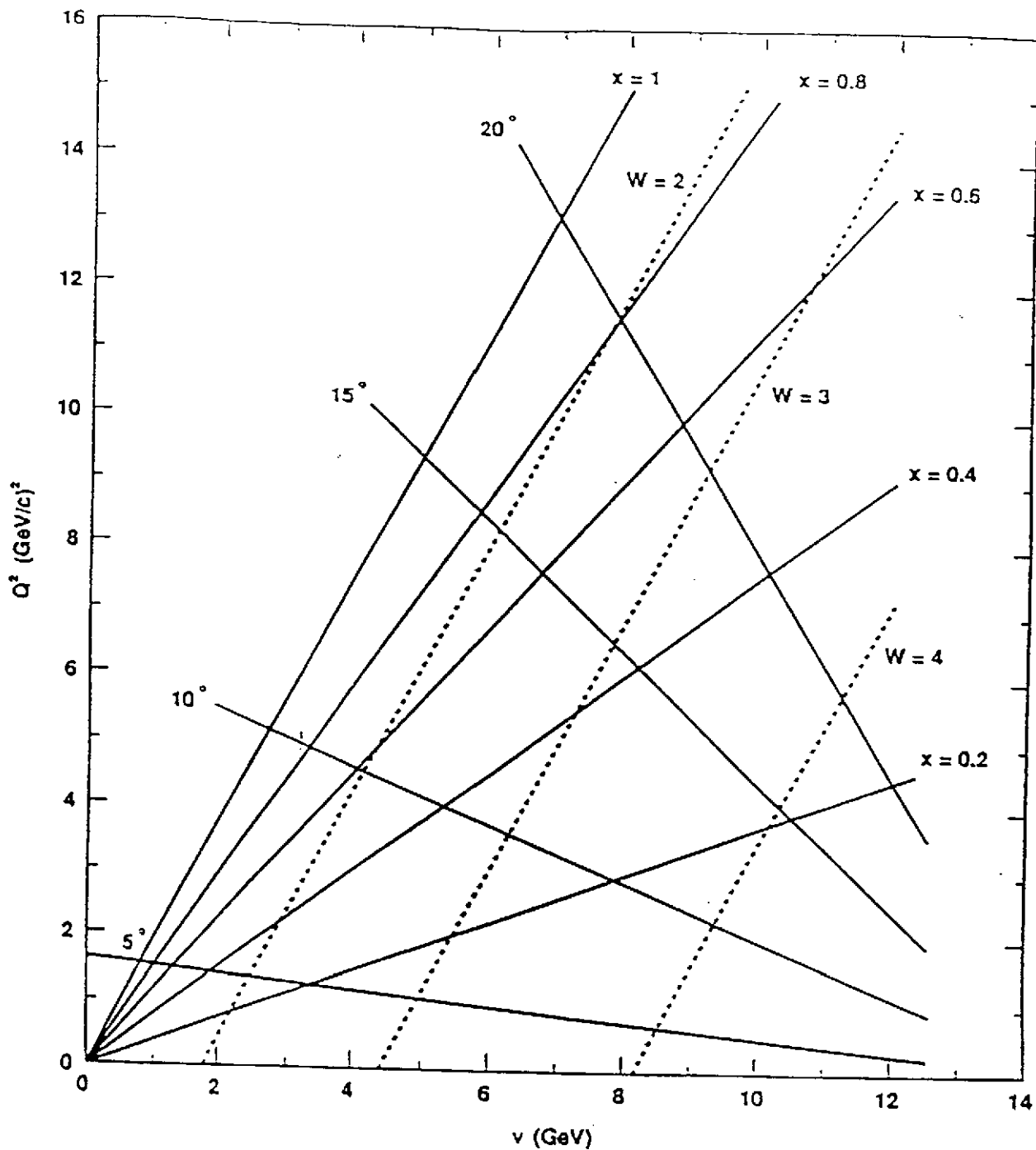


Figure 11: Domaines cinématiques accessibles aux accélérateurs d'électrons futurs ou existants

Les accélérateurs européens NIKHEF (Amsterdam) et MAMI-B (Mayence) permettent d'atteindre $Q^2 = 1 \text{ (GeV/c)}^2$, $\nu = 1 \text{ GeV}$. L'accélérateur CEBAF permettra d'atteindre $Q^2 = 6 \text{ (GeV/c)}^2$, $\nu = 6 \text{ GeV}$, et la nouvelle machine à électrons $Q^2 > 15 \text{ (GeV/c)}^2$, $\nu > 15 \text{ GeV}$. La masse du système hadronique de recul est calculée à l'aide de la formule

$$W = \sqrt{-Q^2 + M^2 + 2M\nu}$$

Pour une énergie incidente de 15 GeV, on a représenté les valeurs accessibles de Q^2 et ν à 4 angles de diffusion de l'électron; 5°, 10°, 15°, 20°.

présente une loi d'échelle : le terme d'origine hadronique de la section efficace ne dépend plus de Q^2 et de ν mais seulement du rapport Q^2/ν . C'est la signature d'une sous-structure des nucléons : les électrons ne diffusent plus sur des nucléons, mais élastiquement sur des objets ponctuels libres appelés partons à l'intérieur des nucléons.

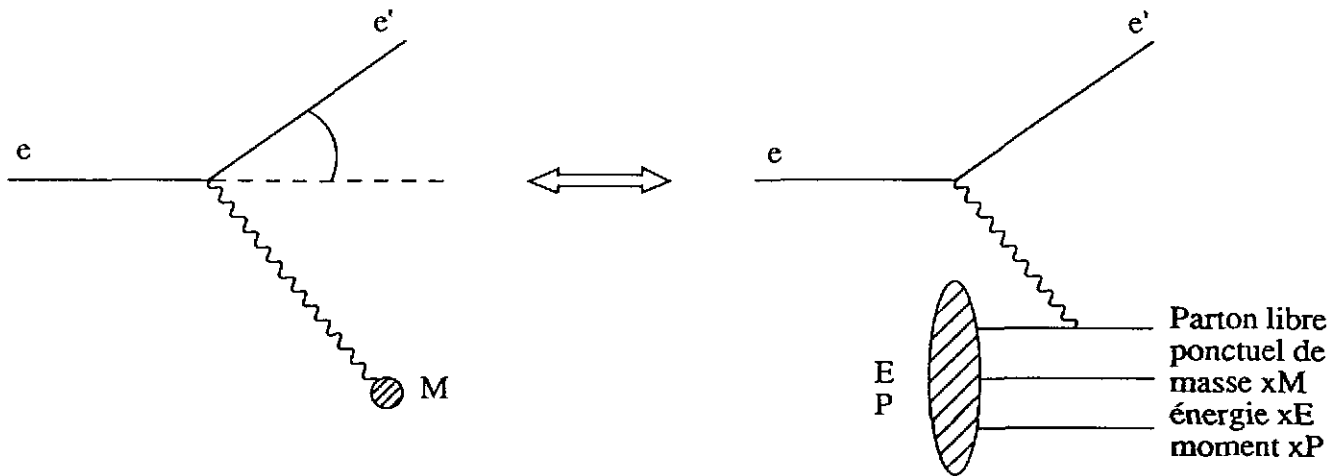


Figure 12: Diffusion profondément inélastique sur un quark

La réaction $e + A \rightarrow e + X$ se ramène à $e + \text{parton}(q) \rightarrow e + \text{parton}(q)$. Le parton diffusé élastiquement - car il n'a pas d'état excité connu - recule et interagit avec le reste de la cible. La réaction $e + q \rightarrow e + q$ est une réaction à deux corps (figure 12). Si le parton ponctuel est supposé au repos avec la cible à l'état initial, la détection de l'électron diffusé permet de déterminer la masse du parton par conservation de l'énergie :

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{2E}{M_{\text{parton}}} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \implies M_{\text{parton}} = \frac{Q^2}{2\nu}$$

On utilise la variable de Björken :

$$x_{\text{Bjorken}} = Q^2/2M\nu$$

D'où la masse du parton est égale à $x_{\text{Bjorken}} \times M$. Ainsi, la section efficace inclusive (e, e') sur le proton se comporte comme si le photon virtuel (Q^2, ν) se couplait à un objet ponctuel de masse xM , d'énergie xE_{proton} et d'impulsion $x\vec{P}_{\text{proton}}$. L'amplitude de la section efficace à x_{Bjorken} fixé donne la probabilité de trouver dans le proton un parton de masse $x_{\text{Bjorken}}M$.

La diffusion profondément inélastique sur les noyaux obéit aux mêmes lois d'échelles que la diffusion profondément inélastique sur le proton : l'électron voit les partons constituants des nucléons des noyaux.

En diffusion sur le proton, la variable x_{Bjorken} varie entre 0 et 1 : $x_{\text{Bjorken}} = 1$ correspond à la diffusion élastique sur le proton. En diffusion sur le noyau, x_{Bjorken} peut

varier en principe de 0 à A : $x_{Bjorken} = A$ correspond à la diffusion élastique sur le noyau, $x_{Bjorken} = 1$ correspond à la diffusion quasiélastique sur un nucléon. Les événements à $x_{Bjorken} \geq 1$ peuvent provenir de la diffusion sur des agrégats de quarks.

Les lois d'échelles mises en évidence en diffusion profondément inélastique inclusive à grand Q^2 ($Q^2 > 2 - 3(GeV/c)^2$) et grande énergie transférée au-delà des résonances ne sont pas absolues.

L'étude précise des déviations par rapport aux lois d'échelle à haut transfert a permis de déterminer la constante de couplage de la Chromodynamique Quantique et sa dépendance en Q^2 [3]. Lorsque l'on diminue l'énergie et l'impulsion transférées en gardant $x_{Bjorken}$ fixé, la déviation par rapport aux lois d'échelles augmente et l'on doit quitter l'image des partons libres dans le noyau. Ainsi, entre la région des résonances où le nucléon entouré d'un nuage de mésons semble la description adéquate et la région des lois d'échelle où l'électron voit des partons/quarks quasilibres, se situe une région cinématique dans laquelle le photon virtuel se couple à 1 ou des partons en interaction. C'est la région cinématique que permettra d'atteindre l'accélérateur CEBAF avec son faisceau de 6 GeV et qui sera plus complètement explorée par une machine à électrons de 15 à 30 GeV.

Lorsque le photon virtuel se couple à un parton/quark, le quark recule dans la cible, nucléon ou noyau. Il va s'hadroniser, c'est-à-dire s'habiller pour devenir un objet neutre de couleur. Au cours du processus d'hadronisation, des paires quarks-antiquarks peuvent se créer et s'assembler pour former des mésons et des baryons. La diffusion (e, e') inclusive permet de déterminer la probabilité de trouver un parton à $x_{Bjorken} = \frac{Q^2}{2M\nu}$, mais seules les expériences semi-exclusives avec détection d'un ou plusieurs des hadrons dans l'état final permettent d'étudier ce qu'il advient du quark et de la cible après le choc (Figure 13).

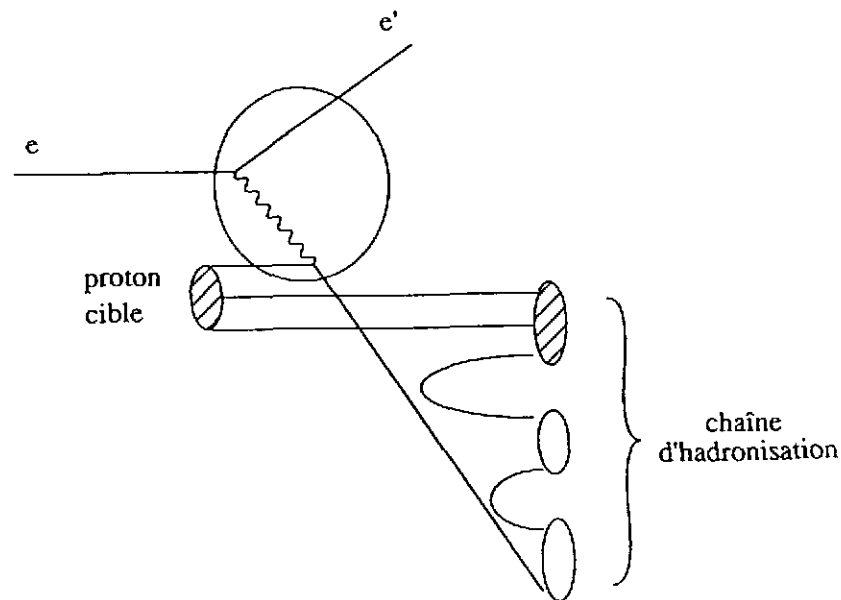


Figure 13: Hadronisation du parton de recul

On étudie ainsi l'électroproduction de mésons ($e, e'\phi, J/\Psi, \pi^0, \pi^{+-}, \dots$) pour mieux comprendre la chromodynamique dans le milieu nucléaire [4].

2.6 Récapitulatif

La figure 14.a présente l'allure typique d'un spectre en énergie transférée par un électron à un noyau. On reconnaît successivement le pic élastique, les états excités du noyau, le pic quasiélastique, l'excitation des résonances et la région de la diffusion profondément inélastique, baptisée région EMC du nom de l'expérience de diffusion de muons qui a mis en évidence la différence entre la distribution des quarks dans un nucléon libre et leur distribution dans un nucléon lié dans un noyau.

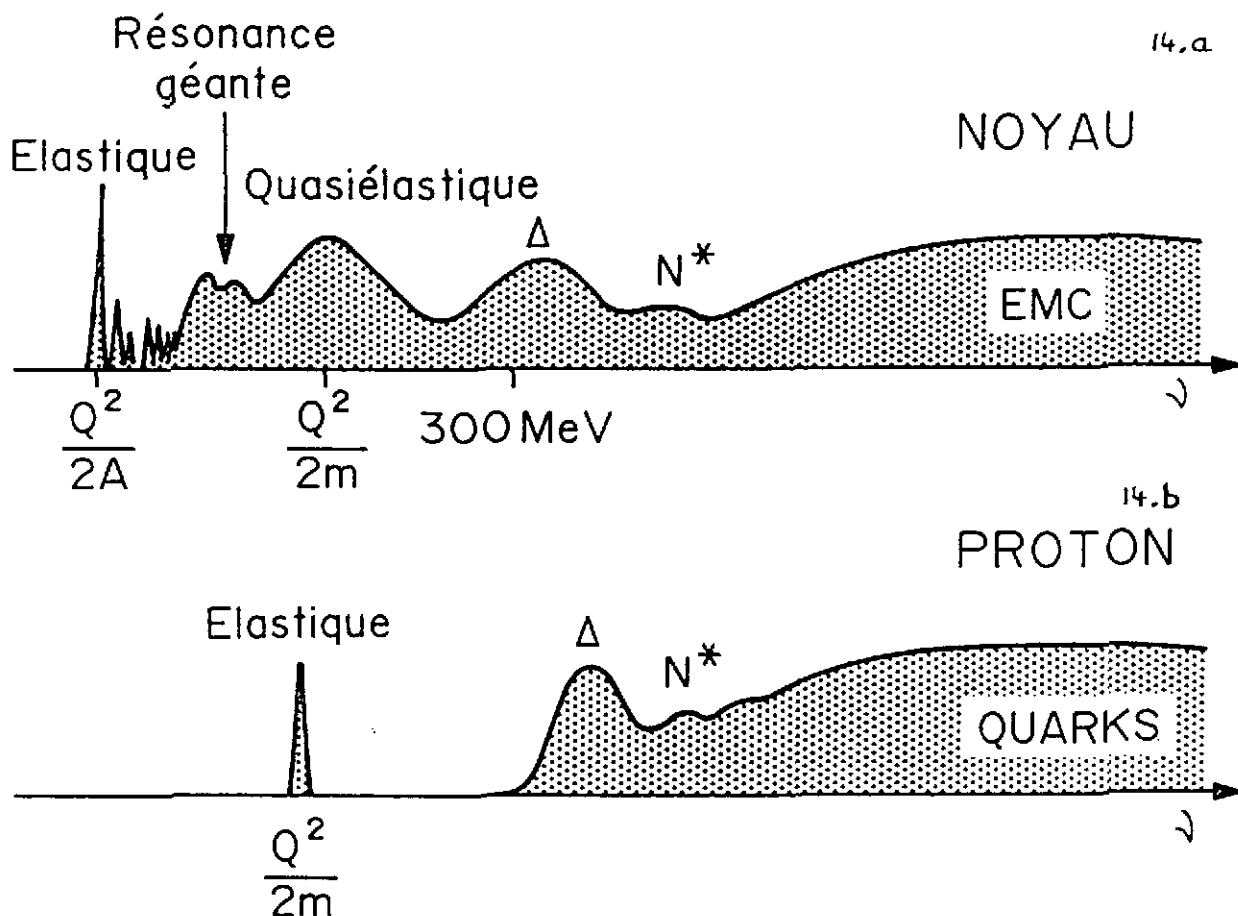


Figure 14: Spectre en énergie transférée par un électron à un noyau et à un proton

La figure 14.b présente un spectre en énergie transférée par un électron à un proton. Le pic élastique est suivi de l'excitation des résonances, puis de la région de la diffusion profondément inélastique.

Jusqu'à la région des résonances, l'énergie transférée ν à la cible détermine l'objet auquel on se couple et le transfert $\sqrt{Q^2 + \nu^2}$ détermine l'échelle à laquelle on va sonder l'objet. En diffusion profondément inélastique inclusive, c'est $x_{Bjorken}$ qui détermine l'objet sondé : la région des grands x ($0.2 < x < 0.7$) correspond à la diffusion sur les quarks de valence, et la région des petits x à la diffusion sur des quarks de la mer. La région des $x > 0.7$ correspond à la diffusion sur des agrégats de quarks. Lorsqu'on étudie l'électroproduction de particules au-delà des résonances, c'est le moment transféré t à la particule qui détermine par quel mécanisme la particule est produite.

2.7 Cas des photons réels

La figure 15 présente les sections efficaces d'absorption de photons réels en fonction de leur énergie sur le proton et sur le Deutérium.

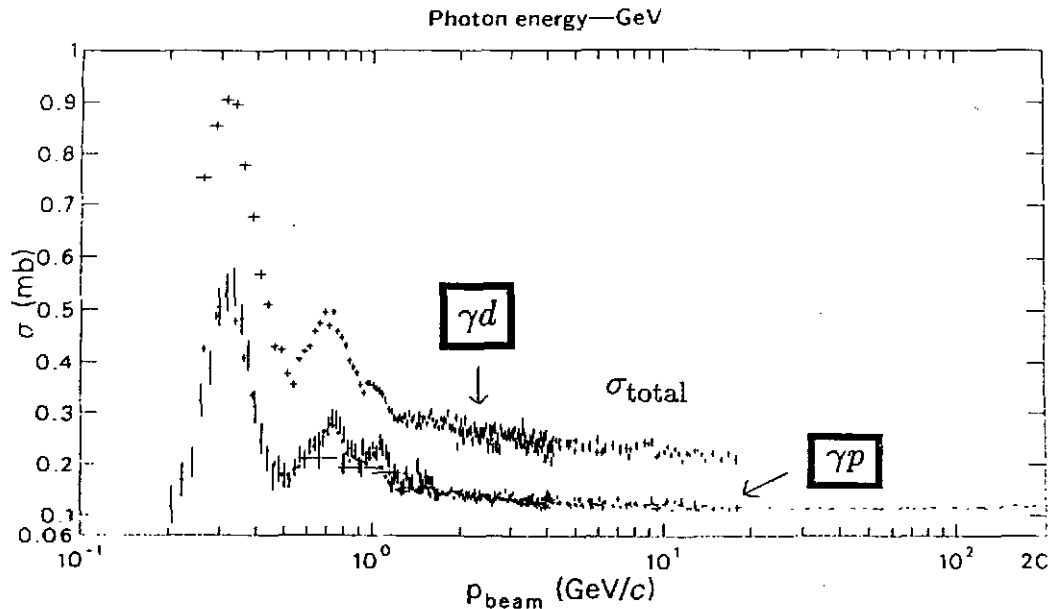


Figure 15: Spectre d'absorption des photons réels en fonction de leur énergie

Le premier pic correspond à la résonance Δ , les pics suivants jusqu'à une énergie dans le centre de masse de 2 GeV correspondent aux autres résonances. Au-delà, la section efficace décroît lentement et à l'énergie maximale des données disponibles - plus de 25 GeV dans le centre de masse - , la section efficace est supérieure à 100μ barns. Cette très forte section efficace est interprétée dans le Modèle de Dominance vectorielle comme la manifestation de la composante hadronique du photon. Le photon réel a les mêmes nombres quantiques que les mésons-vecteurs et sa fonction d'onde peut se décomposer sur la base des mésons-vecteurs $\rho, \omega, \phi, J/\Psi$ en :

$$|\gamma\rangle = \alpha_\rho |\rho\rangle + \alpha_\omega |\omega\rangle + \alpha_\phi |\phi\rangle + \alpha_{J/\psi} |J/\psi\rangle$$

Les coefficients $\alpha_\rho, \alpha_\omega, \alpha_\phi$ et $\alpha_{J/\psi}$ sont tirés des résultats expérimentaux et le carré de leur module peut être interprété comme la probabilité pour le photon d'être un méson-vecteur hors couche de masse. Ce modèle phénoménologique rend très bien compte des sections efficaces d'absorption de photons à haute énergie et de photoproduction de mésons-vecteurs [5]. Le Modèle de Dominance Vectorielle mériterait d'être développé très complètement dans ce cours, car il permet de décrire les dépendances en transfert des sections efficaces de photoproduction de mésons et d'électroproduction à petit Q^2 . Le lecteur peut se référer à [5] pour des informations très complètes.

Si on étudie la photoproduction inclusive à grande impulsion transverse, on quitte le domaine de validité de ce modèle et on devient de plus en plus sensible à des processus durs décrits par QCD perturbatif [8].

3 Aspects expérimentaux

Nous allons regarder les principales caractéristiques des faisceaux, des cibles et des détecteurs utilisés pour les expériences de diffusion d'électrons sur cible fixe dans le domaine d'énergie de 1 à 100 GeV.

3.1 Le faisceau

Le premier accélérateur d'électrons a été construit en Illinois en 1940 par Donald W. Kerst. Le premier béatron, baptisé ainsi à partir de la lettre grecque β utilisée comme symbole de la décroissance radioactive par émission d'électron, produisit un faisceau de 2,3 MeV. Le deuxième dès 1941 atteignait 22 MeV et fut le prototype de béatrons commerciaux utilisés comme source de rayons X par certaines industries pendant la guerre.

Les caractéristiques principales d'un faisceau sont son énergie, sa résolution en énergie, son intensité, son cycle utile, son émittance et sa polarisation.

Energie et résolution en énergie

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, l'énergie du faisceau représente approximativement l'énergie disponible à déposer dans le noyau ou le nucléon. Elle conditionne le type de processus étudié; ainsi l'ALS de Saclay avec son faisceau de 700 MeV a permis d'étudier la diffusion sur le noyau et la diffusion quasiélastique sur le nucléon de façon détaillée jusqu'à $Q^2 = 0.2(\text{GeV}/c)^2$. L'accélérateur américain CEBAF avec des électrons de 6 GeV permettra de poursuivre les études faites à l'ALS, à NIKHEF, à Bates et à Mayence sur l'élastique et le quasiélastique et permettra l'étude des résonances nucléoniques. La machine à électrons de 15 à 30 GeV aura pour objectif l'étude de la structure en quarks et gluons de la matière hadronique.

Une excellente résolution en énergie des faisceaux et des détecteurs est indispensable pour séparer les états d'excitation du noyau et les niveaux nucléaires d'origine des protons éjectés en $(e,e'p)$. Rappelons qu'à l'ALS, une résolution en énergie de 100 keV en diffusion inclusive (e,e') a permis de séparer les niveaux d'excitation de noyaux déformés comme le ^{76}Ge (voir figure 5). A NIKHEF, la résolution en masse manquante de quelques dizaines de keV a permis le développement d'un programme très fructueux de diffusion quasiélastique $(e,e'p)$ (voir figure 9).

Intensité du faisceau

Une des principales différences entre les faisceaux de hadrons et les faisceaux d'électrons vient de la très haute intensité de ces derniers. La très grande majorité des accélérateurs d'électrons aujourd'hui délivrent des faisceaux dont l'intensité est supérieure ou égale à 10 μA . Une intensité de 10 μA correspond à un flux de $n_{e^-} = 10 \cdot 10^{-6} / 1.610^{-19} \approx 6 \cdot 10^{13}$ électrons/s. Un tel flux d'électrons est nécessaire car les sections efficaces de diffusion d'électrons sur les noyaux sont typiquement très inférieures au μbarn (10^{-30} cm^2).

L'accélérateur d'électrons est constitué d'une série de cavités dans lesquelles l'électron est accéléré par une onde générée dans un klystron. Le faisceau d'électrons est pulsé de telle sorte que chaque pulse soit en phase avec l'onde d'accélération dans chaque cavité.

Cycle utile

Le cycle utile est égal à la longueur d'un pulse-faisceau τ en secondes multiplié par la fréquence de ces pulses en Hz. Une approximation couramment utilisée est de dire que le cycle utile C est égal à τ/T , où T est l'intervalle de temps entre deux pulses-faisceau.

Un bon cycle utile est essentiel pour les expériences où l'on veut détecter plusieurs particules dans l'état final dont les cinématiques ne sont pas fortement corrélées. En effet, soit une expérience où l'on détecte n particules, par exemple les deux protons p et l'électron d'une réaction $e + A \rightarrow e' + p + p + B^*$. Appelons σ_{PHYS} la section efficace de cette réaction. L'expérience va consister par exemple dans la détection de l'électron et des deux protons dans trois détecteurs différents en coïncidence en temps. Lorsqu'un détecteur voit un proton, on va déclencher l'ouverture d'une porte en temps de longueur τ_{porte} , pendant laquelle les trois détecteurs vont être lus. Dans un certain nombre de cas, on constatera une coïncidence ($e, e'pp$); cependant, cette coïncidence peut être fortuite, les nucléons et l'électron pouvant avoir été produits dans la même porte en temps, mais par des processus différents. Appelons par exemple σ_e et σ_p les sections efficaces de production inclusive d'un électron et d'un proton. Soit N_e le nombre d'électrons incidents dans la porte en temps. Pour une valeur donnée du courant moyen $\langle I \rangle$, N_e dépend du cycle utile, puisque la porte en temps est ouverte pendant le pulse faisceau :

$$N_e = I_{c\grave{r}ete} \times \tau_{porte}$$

où $I_{c\grave{r}ete}$ est le courant crête dans le pulse-faisceau, relié au courant moyen et au cycle utile par :

$$I_{c\grave{r}ete} = \frac{\langle I \rangle}{C} \implies N_e = \langle I \rangle \times \frac{\tau_{porte}}{C}$$

La probabilité d'un évènement physique est proportionnelle à $\sigma_{PHYS} \times N_e$. La probabilité d'un évènement fortuit est égale au produit de la probabilité de produire un électron par la probabilité de produire 2 protons, par n'importe quel processus, dans la porte en temps. Donc, elle est proportionnelle au produit des sections efficaces inclusives multipliées par le nombre d'électrons incidents dans la porte en temps,

$$\sigma_e N_e \times (\sigma_p N_e)^2$$

Donc le rapport signal/bruit est proportionnel à

$$\frac{\sigma_{PHYS}}{\sigma_e(\sigma_p)^2} \times \frac{1}{N_e^2} = \frac{\sigma_{PHYS}}{\sigma_e(\sigma_p)^2} \times \frac{C^2}{\langle I \rangle^2}$$

A courant moyen fixé, le rapport signal sur bruit fortuit d'une expérience de détection en coïncidence de n particules dont les cinématiques ne sont pas corrélées varie comme C^{n-1} .

Lorsque les cinématiques des particules sont très corrélées, comme dans le cas d'une cinématique à 2 corps, la connaissance de la position d'une particule contraint très fortement l'espace de phases de la deuxième. On peut donc soustraire l'essentiel du bruit de fond des coïncidences fortuites en requérant la conservation de l'impulsion-énergie au cours de la réaction.

Ainsi, malgré un faible cycle utile de 2%, un programme d'expériences de coïncidence ($e, e'p$) a pu être mené à bien à l'ALS de Saclay.

Le tableau 4 présente les principales caractéristiques techniques des accélérateurs d'électrons en fonctionnement actuellement ou qui démarreront dans les 5 ans à venir. Les machines de la nouvelle génération (Mayence, CEBAF, NIKHEF) ont un cycle utile proche de 100%.

Lieu géographique	Faisceaux	Energie en GeV	Intensité Cycle utile	Polarisation	Démarrage
CEBAF (USA)	électrons	0.5-4.0	200 μ A-100%	Oui	1994-95
CERN Genève	Muons	280	$10^7 \mu s^{-1}$	Oui	opérationnel
ELSA Bonn	électrons	2.5	200nA-95%	Oui	opérationnel
ESRF Grenoble	photons	1.8	$10^7 \gamma s^{-1}$	Oui	1992
HERA Hamburg	Electrons	30	60mA - 10^{-4}	Prévue	Opérationnel
LEGS Brookhaven(USA)	photons	0.35	$10^7 \gamma s^{-1}$	Oui	opérationnel
MAMI Mayence	électrons	0.855	100 μ A-100%	Oui	1991
MIT-Bates (USA)	électrons	1.	50 μ A-80%	Oui	1992
NIKHEF Amsterdam	électrons	0.800	100 μ A-90%	Non	1992
SLAC (USA)	électrons	22.6	10 μ A- $1.2 \cdot 10^{-4}$	Oui	opérationnel
YEREVAN (URSS)	électrons	4.5	1 μ A-15%	Non	opérationnel

Table 4: Récapitulatif des moyens expérimentaux pour la sonde électromagnétique aux énergies intermédiaires dans le monde

Emittance

L'émittance d'un faisceau est une mesure de l'encombrement spatial et de la dispersion en impulsion d'un faisceau. Chaque pulse d'un faisceau se propageant dans le vide est constitué de particules dont les quantités de mouvement sont différentes en module et en direction. L'émittance est le volume qu'occupe l'ensemble des particules de chaque pulse faisceau dans un espace à 6 dimensions (p_x, p_y, p_z, x, y, z) où (O, x, y, z) est un repère orthonormé, oz étant la direction moyenne du faisceau, et (p_x, p_y, p_z) les coordonnées de l'impulsion des particules dans ce repère. En général, on regarde l'émittance à une abscisse z fixée et on se ramène à une émittance dans l'espace à 5 dimensions (p_x, p_y, p_z, x, y) .

Le théorème de Liouville énonce que le volume occupé par un ensemble de particules dans l'espace des phases est un invariant de leur mouvement, hormis le cas où une partie des particules est arrêtée par des fentes ou des collimateurs.

L'émittance totale est un concept important, mais difficile à manipuler. Dans certaines conditions de transport, on peut définir deux plans orthogonaux ayant pour intersection l'axe faisceau, tels que le comportement d'une particule dans l'un des plans est indépendant de son comportement dans l'autre. Si par exemple un faisceau est transporté horizontalement et dévié dans le plan horizontal pour entrer dans une salle expérimentale, on pourra définir indépendamment une émittance horizontale du faisceau, surface du faisceau dans l'espace (x, p_x) et une émittance verticale égale à la surface du faisceau dans le plan (y, p_y) . Ces émittances sont exprimées en mm.mrad, car plutôt que de travailler

dans le plan (x, p_x) ou le plan (y, p_y) , on travaille dans des plans (x, θ_x) ou (y, θ_y) où

$$\theta_x = \frac{p_x}{p_z} \quad \text{et} \quad \theta_y = \frac{p_y}{p_z}$$

La projection de l'espace de phase du faisceau sur ces deux plans est une ellipse.

A l'ALS, les émittances du faisceau d'électrons étaient de l'ordre de 1 mm.mrad. Les émittances du faisceau de CEBAF sont de l'ordre de 10^{-3} mm.mrad.

Polarisation

L'intérêt des mesures de polarisation dans la diffusion d'électrons sur les noyaux et les nucléons peut se résumer en quelques points forts [11]-[12] ;

- Les effets dépendant du spin de l'électron incident peuvent s'écrire sous forme de deux termes dûs aux polarisations longitudinale et transverse de l'électron par rapport à la direction du faisceau. L'électron est polarisé longitudinalement quand l'orientation de son spin est parallèle ou antiparallèle par rapport au faisceau. L'effet relatif du terme transverse est en m/E , donc négligeable pour les électrons relativistes.

- Dans le cas de la diffusion inclusive, où seul le faisceau incident est polarisé, l'asymétrie obtenue par renversement de l'hélicité viole la parité et par suite ne fait intervenir que les interactions faibles.

- Pour les cibles de spin 1/2, pour obtenir un effet de polarisation dans les interactions électromagnétiques en diffusion inclusive, il faut ajouter à la polarisation du faisceau celle de la cible ou celle du noyau de recul.

- Dans les expériences en coïncidence, la section efficace comprend des termes supplémentaires si le faisceau et/ou la cible sont polarisés. La séparation de ces termes apporte une information physique plus complète (cf cours H. Fonvieille).

Il existe plusieurs types de sources d'électrons polarisés. Citons les sources à l'arséniure de Gallium permettant d'atteindre des polarisations de 90% (SLAC-1992). Le transport de particules polarisées pose des problèmes complexes, qui se simplifient dans un accélérateur linéaire ; les électrons polarisés longitudinalement à la source sont accélérés sans dépolarisation [12]. dans les anneaux de stockage, les électrons acquièrent une polarisation transverse par rayonnement synchrotron et on utilise des rotateurs de spin pour tourner le spin et l'orienter longitudinalement au point d'impact (Projet HERMES a HERA).

3.2 La cible

On utilise plusieurs unités pour exprimer l'épaisseur t d'une cible. L'unité la plus simple est bien sur le centimètre, mais il est usage courant de remplacer t par ρt , ρ étant la masse volumique de la cible : les épaisseurs cibles sont alors données en $g.cm^{-2}$. Le nombre de noyaux diffuseurs par centimètre carré de cible est égal à

$$\frac{\mathcal{N}}{A} \times \rho t$$

où \mathcal{N} est le nombre d'Avogadro et A la masse atomique de la cible.

Luminosité

A haute énergie, il est d'usage courant de définir la luminosité \mathcal{L} , produit de l'intensité du faisceau par l'épaisseur cible :

$$\mathcal{L} = n_{\text{electrons incidents /s}} \times n_{\text{centres diffuseurs /cm}^2}$$

L'unité de la luminosité est donc le $s^{-1} \text{cm}^{-2}$. Le nombre d'électrons incidents par seconde est donné par :

$$n_{\text{electrons incidents}} = \frac{\langle I \rangle_{\text{en A}}}{1.6 \cdot 10^{-19}} \approx 6. \cdot 10^{12} \times \langle I \rangle_{\text{en } \mu\text{A}}$$

où $\langle I \rangle$ est l'intensité moyenne du faisceau.

Suivant l'énergie des électrons et les processus étudiés, on considère le noyau ou le nucléon comme centre diffuseur. Ainsi, en diffusion profondément inélastique, l'électron voit les quarks de chaque nucléon, tandis que lorsqu'on excite une résonance géante du noyau, on excite le noyau dans son ensemble. Si les centres diffuseurs sont des noyaux,

$$n_{\text{centres diffuseurs/cm}^2} = \frac{\mathcal{N}}{A} \rho t \quad (t \text{ en cm}) = \frac{\mathcal{N}}{A} t \quad (t \text{ en g.cm}^{-2})$$

et la luminosité s'écrit :

$$\mathcal{L} \approx 3.6 \cdot 10^{36} \times \frac{t(\text{g/cm}^2)}{A} \times \langle I \rangle \text{ (en } \mu\text{A)} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

Si les centres diffuseurs sont des nucléons, le nombre de centres diffuseurs est multiplié par A et la luminosité s'écrit :

$$\mathcal{L} \approx 3.6 \cdot 10^{36} \times t(\text{g/cm}^2) \times \langle I \rangle \text{ (en } \mu\text{A)} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

La luminosité d'un faisceau de $10 \mu\text{A}$ sur une cible d'épaisseur 1 g/cm^2 de Carbone est de l'ordre de $3. \cdot 10^{36} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, ou $35. \cdot 10^{36} \text{ nucleons.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Une luminosité de $10^{36} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ est donc tout à fait accessible sur les accélérateurs d'électrons.

Une relation très simple relie le taux de comptage N à la luminosité \mathcal{L} et à la section efficace σ intégrée sur l'angle solide des détecteurs :

$$N \text{ (en } s^{-1}) = \mathcal{L} \text{ (cm}^{-2}\text{s}^{-1}) \times \sigma \text{ (cm}^2)$$

Processus radiatifs dans la cible

La figure 16 présente la contribution relative des principaux mécanismes de perte d'énergie des électrons et des positrons dans une cible de ^{208}Pb en fonction de leur énergie. Au-delà de 10 MeV , presque toute l'énergie perdue par un électron dans la matière est rayonnée dans le champ des noyaux et des électrons atomiques. La probabilité ϕ d'émission d'un photon de bremsstrahlung d'énergie k par une particule de charge unité et de masse m dans le champ d'un noyau statique de charge Z , a été calculée par Bethe et Heitler [6] :

$$\phi = \left(\frac{dk}{k}\right) \times \frac{\alpha Z^2}{m^2} \times \left(\frac{e^2}{c^2}\right)^2 \times \frac{4}{E^2} (E^2 + E'^2 - \frac{2}{3}EE') \left(\log \frac{2EE'}{kmc^2} - \frac{1}{2}\right)$$

où E et E' sont l'énergie de la particule avant et après émission du photon ($k = E - E'$). Cette formule ne tient pas compte de l'effet d'écran du cortège atomique, mais cet effet

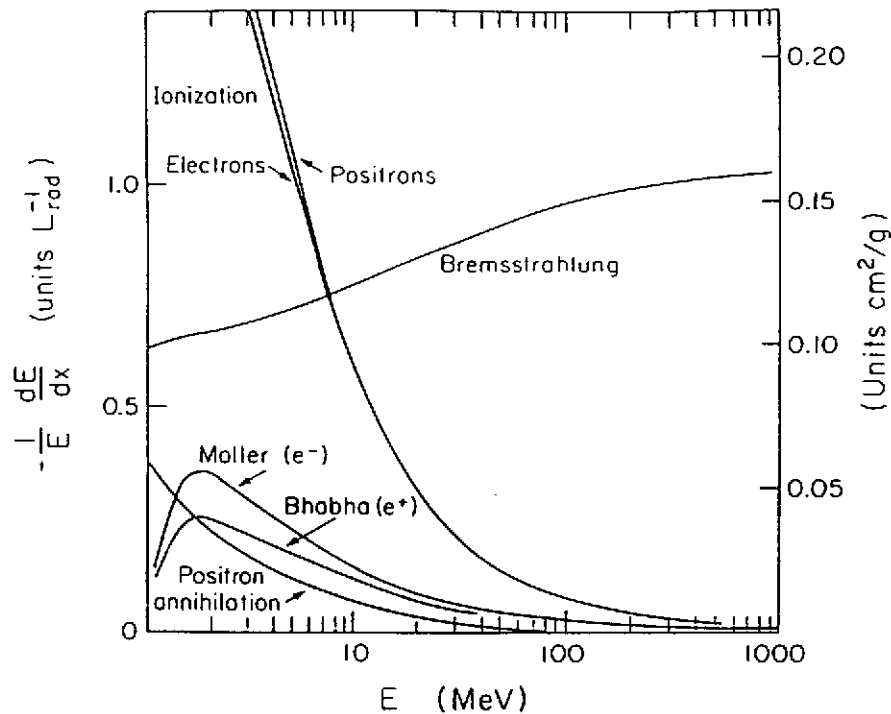


Figure 16: Principaux mécanismes de perte d'énergie des électrons et positrons dans la matière

d'écran ne modifie pas la dépendance de la probabilité en $1/k$ et en $1/m^2$. Ainsi, la probabilité pour un électron de rayonner est $5 \cdot 10^4$ fois plus grande que la probabilité pour un muon de rayonner. Les effets radiatifs sont donc beaucoup moins "généants" en diffusion de muons qu'en diffusion d'électrons.

On définit L , la longueur de radiation d'un matériau, comme la longueur parcourue par un électron pour perdre toute son énergie, sauf $1/e$ ($\ln e = 1$), par bremsstrahlung. Par exemple, la longueur de radiation du ^{12}C est de 43 g.cm^{-2} ou 19 cm. Le Particle Properties Data Booklet [7] contient toutes les informations sur les longueurs de radiation des matériaux.

Il est courant d'exprimer une épaisseur cible en unités de longueur de radiation. Les cibles utilisées en diffusion d'électrons font de l'ordre de quelques centièmes à quelques dixièmes de longueur de radiation; au-delà, les corrections dues au rayonnement de freinage mais aussi à d'autres processus électromagnétiques deviennent très importantes.

Comme nous l'avons vu, la perte d'énergie des muons par bremsstrahlung est plus de 4 ordres de grandeur plus faible que la perte d'énergie des électrons par le même processus. Pour les muons, le processus dominant est la perte d'énergie par ionisation. Une bonne approximation de la perte d'énergie dE/dx des muons dans la matière est donnée par la formule suivante :

$$\frac{dE}{dx} = a + bE$$

où $a \approx 2 \text{ MeV/g/cm}^2$ est le terme dû à l'ionisation et b regroupe la contribution des autres processus.

La figure 17 montre la variation de b et des termes qui y contribuent en fonction de l'énergie des muons. Ce n'est qu'au delà de 100 GeV que la contribution du terme bE devient significative. Dans une longueur de radiation de ^{12}C , un muon de 10 GeV perd environ 100 MeV, tandis qu'un électron perd 6 GeV. Ainsi, les cibles utilisées pour

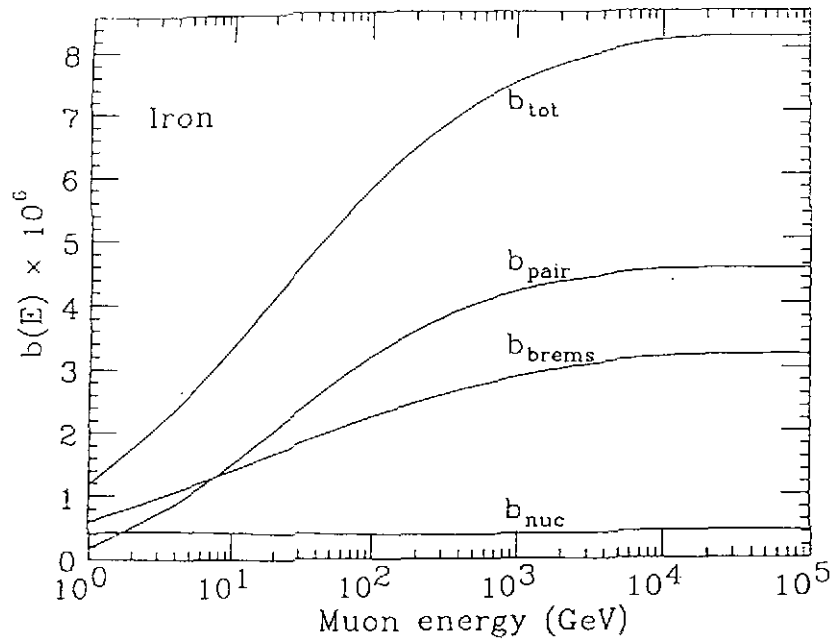


Figure 17: Contribution à b de différents mécanismes de perte d'énergie des muons dans la matière

la diffusion de muons peuvent être beaucoup plus épaisses, ce qui compense en partie l'intensité plus faible des faisceaux de muons qui sont des faisceaux extraits alors que les faisceaux d'électrons sont des faisceaux primaires.

Les photons produits dans la cible par le rayonnement de freinage des électrons constituent un véritable faisceau de photons réels qui interagit avec la cible. Considérons une cible d'épaisseur t et une tranche d'épaisseur dx de cette cible. Le nombre de photons d'énergie k produits dans cette tranche s'écrit :

$$dN(k) = \frac{\langle I \rangle}{e} \times \frac{dx}{L} \times \frac{1}{k}$$

La probabilité d'interaction de ces photons dans la cible restante est proportionnelle à l'épaisseur-cible restante ($t-x$) et à la section efficace d'absorption de photons réels :

$$\mathcal{P} \propto \sigma_{\gamma \text{ reel}}(k) \times (t-x)$$

Donc, le nombre d'évènements dus aux photons de bremsstrahlung est proportionnel à

$$\int dk \int_0^t dx \times (t-x) \times \sigma_{\gamma \text{ reel}}(k) \times \frac{1}{k}$$

Ce nombre augmente quadratiquement avec l'épaisseur cible, alors que le nombre d'évènements d'électroproduction varie linéairement avec l'épaisseur-cible.

Notion de photons quasi-réels

En diffusion inclusive d'électrons, la section efficace se factorise de la façon suivante (cf cours H. Fonvieille Ecole JC92 - Equation 60) :

$$\frac{d\sigma}{dE_{e'} d\theta} = \Gamma(E_{e'}, \theta) [\sigma_T + \epsilon \sigma_L]$$

où Γ est un terme cinématique appelé flux de photons virtuels :

$$\Gamma(E_{e'}, \theta) = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{K}{|\bar{q}^2|} \times \frac{E_e}{E_{e'}} \times \frac{1}{1 - \epsilon}$$

Avec :

$$K = \nu + Q^2/2M_{cible}$$

$$\epsilon = [1 - 2\frac{\nu^2 - Q^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\theta}{2}]^{-1}$$

$$\bar{q}^2 = Q^2 + \nu^2$$

La figure 18 montre la variation du flux de photons virtuels avec θ et ω , l'énergie du photon virtuel ($\omega = E_e - E_{e'}$) pour un faisceau de 4 GeV. Le flux décroît très vite en θ et ω . Au voisinage de $\theta = 0^\circ$, il varie en $1/\omega$.

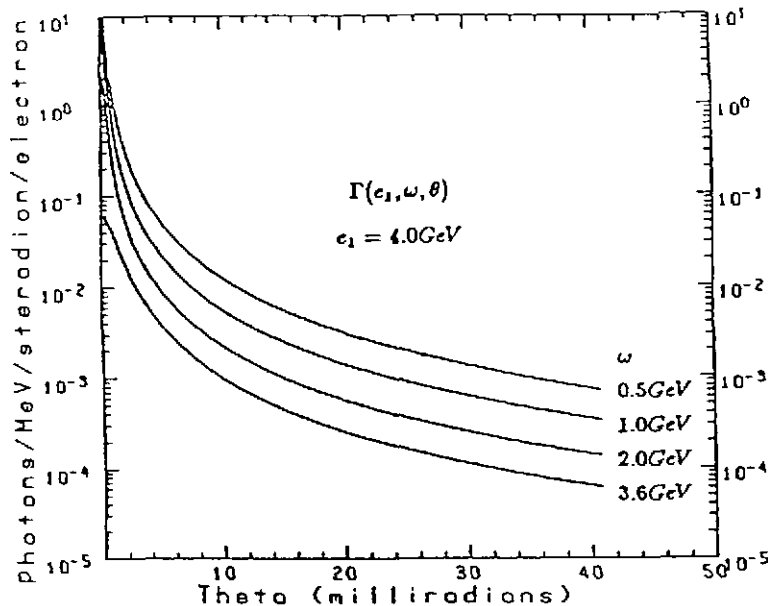


Figure 18: Variation du flux de photons virtuels avec l'angle de diffusion de l'électron et l'énergie du photon virtuel

On appelle photons quasiréels les photons émis par des électrons diffusés à très petits angles, où ils ne peuvent être détectés en général puisqu'ils sont dans le tube faisceau. Le moment transféré est très petit ($Q^2 \approx 0$), et donc les photons sont presque sur couche de masse, d'où leur nom de photons quasiréels [9].

Presque tous les événements d'électroproduction proviennent de photons quasiréels non étiquetables. En effet, le flux de photons virtuels décroît très vite avec l'angle de l'électron diffusé (cf figure 18). La figure 19 représente l'intégrale du flux de photons virtuels de 0° à un angle variable θ de 0 à 50 mrad, pour deux valeurs de ω et une énergie de faisceau incident de 4 GeV. L'intégrale du flux croît très vite jusqu'à 2 mrad, puis sature à partir d'environ 35 mrad (2 degrés) (cf cours H. Fonvieille - Paragraphe 4.1). Ainsi, presque tous les photons virtuels sont créés par des électrons émis à moins de 2 degrés. Ces photons quasi-réels ont une dépendance en énergie en $1/\omega$, comme les photons de bremsstrahlung.

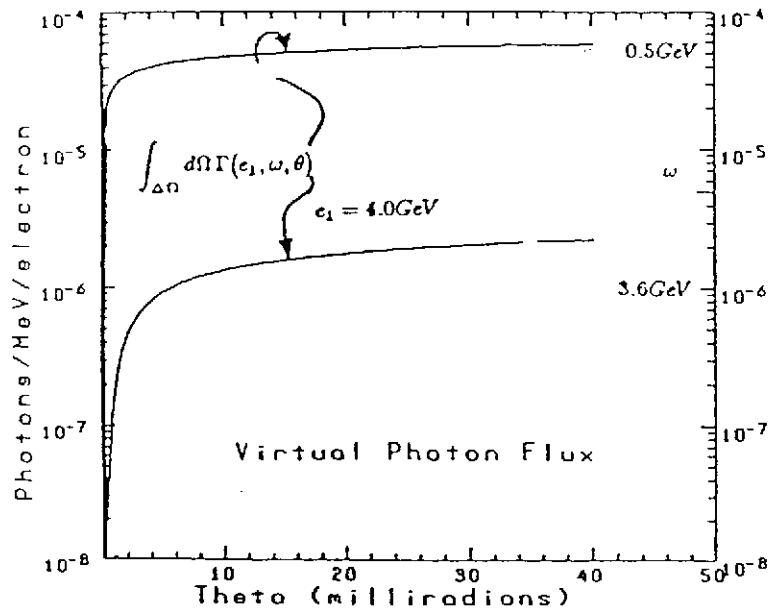


Figure 19: Intégrale du flux de photons virtuels de 0 degré à un angle variable de 0 à 50 mrad

Le nombre d'évènements N_{QR} créés par des photons quasiréels peut s'écrire :

$$N_{QR} = \mathcal{L} \times \int d\omega \int_{0^\circ}^{2^\circ} \Gamma(\omega, \theta) d\Omega [\sigma_t(\omega)]$$

car $\epsilon(\omega, Q^2 \approx 0) \sigma_L(\omega, Q^2 \approx 0) \approx 0$

Il est d'usage courant d'écrire :

$$\int_{0^\circ}^{2^\circ} \Gamma(\omega, \theta) d\Omega = \frac{t_V}{\omega}$$

où t_V est une épaisseur-cible virtuelle, par analogie avec l'expression du nombre N_R d'évènements créés par les photons réels de bremsstrahlung dans la cible :

$$N_R = \mathcal{L} \times \int d\omega \frac{t}{2\omega} \sigma_t(\omega)$$

où t est l'épaisseur réelle de la cible en longueur de radiation (expression valable pour $t < 1$).

Ainsi, tout électron traversant une cible, quelque soit l'épaisseur de celle-ci, produit des photons quasi-réels dont le flux Φ en fonction de l'énergie ω est donné par

$$\frac{d\Phi}{d\omega} = \frac{t_V}{\omega}$$

par électron, par unité d'énergie.

La variation de l'épaisseur cible équivalente t_V en fonction de l'énergie du faisceau incident est donnée sur la figure 20.

Pour des énergies de faisceau autour du GeV, t_V est typiquement de l'ordre de 2% de longueur de radiation. Cela signifie que le nombre de photons quasiréels est égal au

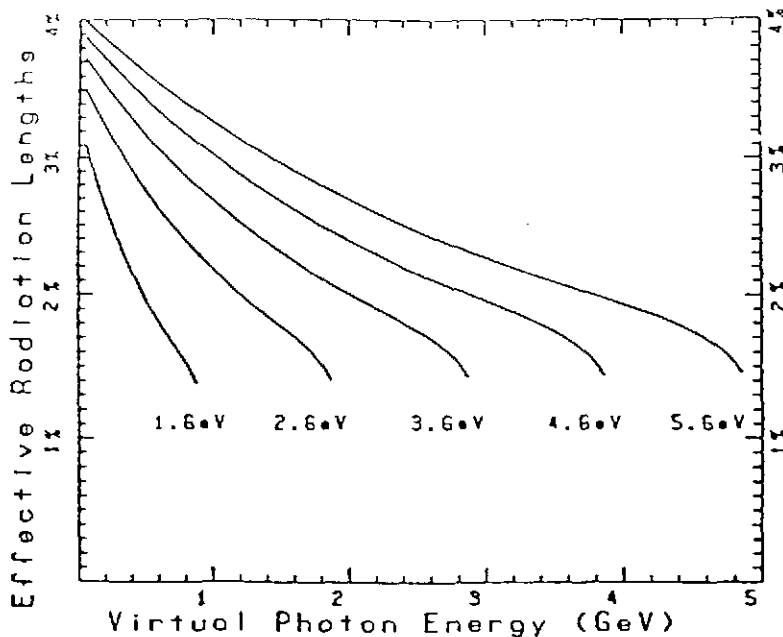


Figure 20: Variation de l'épaisseur cible équivalente en fonction de l'énergie du faisceau

nombre de photons réels de bremsstrahlung pour une cible d'épaisseur physique $2t_V$, soit environ 4% de longueur de radiation. Lorsque la cible physique est plus mince, les photons quasiréels sont plus nombreux que les photons réels.

Ces photons quasiréels permettent l'étude simultanée de l'électroproduction et de la photoproduction à $Q^2 \approx 0$. Par exemple, l'électroproduction de J/Ψ à 15 GeV est très difficile à étudier car les taux de comptage sont très faibles. Avec le même faisceau d'électrons, le nombre de J/Ψ produits par les photons quasiréels est 40 fois plus grand. Cependant, il n'y a pas de moyen de connaître l'énergie du photon quasiréel qui a créé le J/ψ .

Ainsi, un faisceau d'électrons est un puissant générateur de photons. Ces photons peuvent être à leur tour utilisés comme un faisceau secondaire sur une cible. On utilise alors une cible comme pré-radiateur où les électrons rayonnent : les électrons sortants sont balayés par un puissant champ magnétique et les photons sont collimatés sur une deuxième cible (figure 21).

Il est possible d'étiqueter les électrons qui ont rayonné pour connaître l'énergie des photons.

En conclusion de ce chapitre sur la cible, notons que pour une valeur donnée de la luminosité, il vaut mieux un fort courant qu'une cible épaisse, sauf dans le cas des cibles cryogéniques qui sont limitées en tenue thermique.

En effet, les spectres en énergie transférée sont déformés du fait des interactions électromagnétiques des électrons le long de leur parcours dans la cible. Ces processus sont principalement le rayonnement de freinage avant et après la diffusion dure sur un noyau et la diffusion sur les électrons atomiques (diffusion Möller) : ils sont pris en compte dans les corrections radiatives. Ces corrections, de l'ordre de 10% à 20% pour des cibles de $0.1g.cm^{-2}$ et des électrons de quelques GeV, atteignent 30 à 40% pour des cibles de $1g.cm^{-2}$ ou des énergies plus élevées.

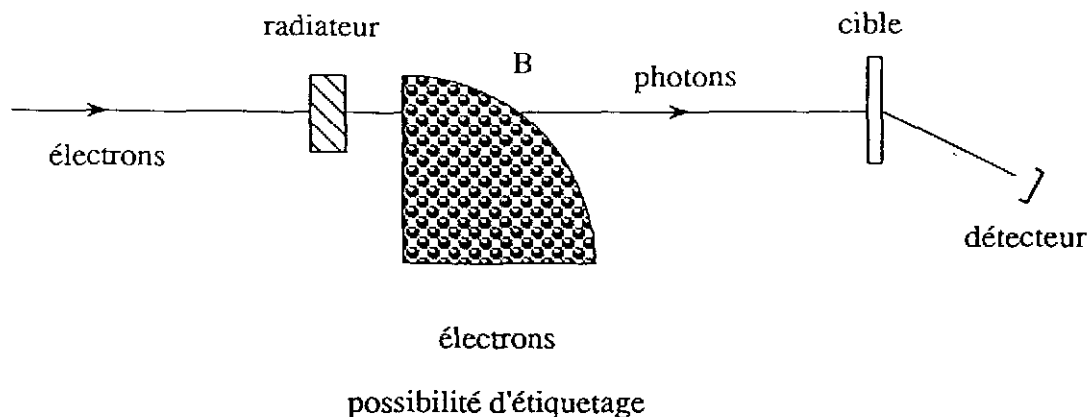


Figure 21: Fabrication d'un faisceau de photons réels à partir d'un faisceau d'électrons

3.3 Les détecteurs

Les détecteurs font l'objet d'un cours de cette école (cours de Pascal Vernin). L'instrumentation en Physique Nucléaire et en Physique des Particules a été aussi le sujet de l'Ecole Joliot-Curie 1988. Nous ne détaillerons donc pas les caractéristiques des détecteurs utilisés en diffusion d'électrons dans ce cours. Nous nous contenterons d'en mentionner les principales caractéristiques.

Nous avons souligné dans les chapitres précédents que les faisceaux d'électrons étaient des faisceaux intenses (10^{13} électrons/s) et généraient d'importants flux de photons dans la cible. Tout cela fait que les détecteurs doivent fonctionner dans un bruit de fond électromagnétique très intense (photons, électrons, positrons). Ils sont donc blindés. De plus, sans déviation magnétique, toutes les particules, notamment celles de basse énergie, peuvent atteindre les détecteurs et ceux-ci sont aveuglés. On a donc utilisé jusqu'à aujourd'hui de façon extensive les spectromètres en diffusion d'électrons, car ils permettent à la fois une rejection des particules dont l'impulsion est hors de l'acceptance, et une analyse des particules acceptées. Grâce aux impacts de celles-ci dans les détecteurs et à la connaissance de la carte de champ magnétique du spectromètre, on peut reconstruire l'impulsion des particules et leur angle de diffusion.

La figure 22 représente une coupe des 2 spectromètres d'un hall expérimental de l'accélérateur NIKHEF d'Amsterdam. Rappelons les principales caractéristiques d'un spectromètre :

- Le plan focal : 2 mêmes particules parties du centre de la cible avec la même impulsion arrivent au même point du plan focal. L'équipement de détection est localisé à proximité du plan focal.

- Acceptance angulaire et acceptance en impulsion : typiquement de l'ordre de 10 msr environ et de quelques % (Spectromètres de L'ALS, CEBAF, NIKHEF, SLAC), elles peuvent être modifiées pour s'adapter aux besoins spécifiques des expériences en changeant

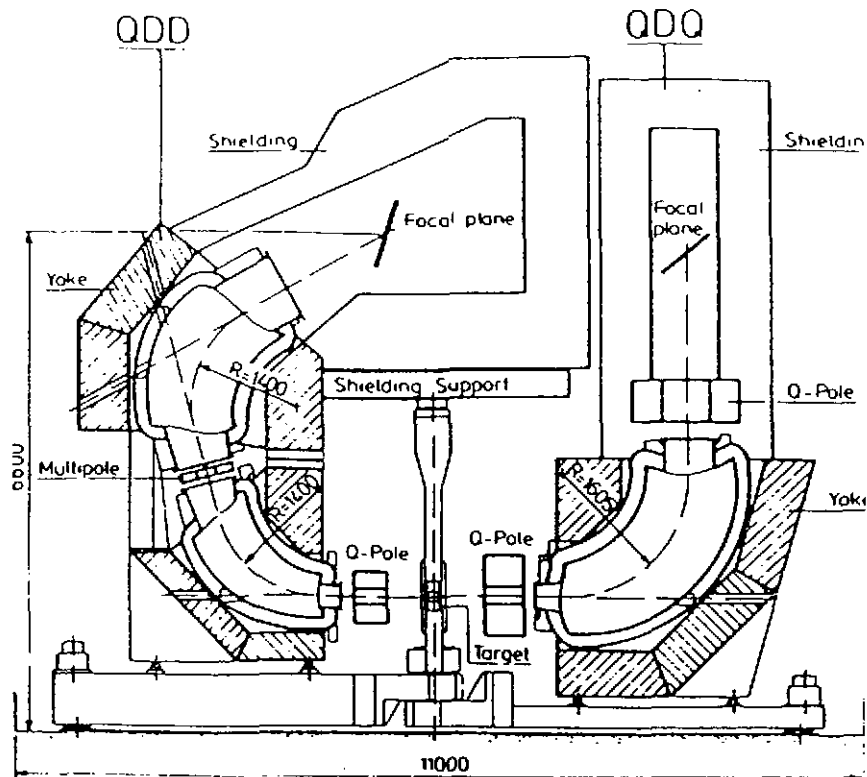


Figure 22: Spectromètres de NIKHEF

l'optique magnétique des spectromètres. Dans ce cas, généralement, l'accroissement d'une acceptation s'accompagne d'une diminution de l'autre et d'une perte de résolution.

- Résolution : précision de la mesure d'énergie. Elle dépend à la fois de la qualité de l'optique magnétique et de la résolution des détecteurs. Une mauvaise optique magnétique entraîne une mauvaise corrélation entre la position dans le plan focal et la position et l'impulsion à la sortie de la cible. Un mauvais équipement de détection entraîne une mauvaise mesure des caractéristiques de la particule dans le plan focal.

3.4 La mesure de courant

La mesure de courant en diffusion d'électrons s'effectue derrière la cible : en effet, la proportion d'électrons du faisceau diffusés à grand angle en traversant la cible est très faible, et la très grande majorité des électrons (> 99%) va subir seulement une très légère déviation, due principalement aux multiples diffusions coulombiennes des électrons passant dans le champ des noyaux. Cet effet, appelé Diffusion Coulombienne Multiple, a pour conséquence essentielle un élargissement du faisceau. La distribution angulaire des électrons est approximativement une gaussienne dont la largeur θ_0 en radians est donnée par ([7] et références incluses) :

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c P_e} Z \sqrt{\frac{x}{L}} [1 + 0.038 \ln(\frac{x}{L})]$$

où βc , P_e et Z sont la vitesse, l'impulsion et la charge des particules du faisceau, x/L l'épaisseur cible en unités de longueurs de radiation.

Pour des électrons de 1 GeV et une cible de 0.1 longueur de radiation, $\theta_0 = 4.10^{-3} \approx 2^\circ$. Donc, il suffit par exemple d'élargir le tube faisceau après la cible pour conserver la très grande majorité des particules du faisceau. Cependant, ce faisceau est dégradé en énergie et ne peut être dévié dans un champ magnétique sans forte dispersion. En général, le faisceau est envoyé en ligne droite dans une cage de Faraday. Une telle cage est formée d'un bloc de Plomb isolé dans lequel tous les électrons vont être arrêtés. Le bloc est isolé et les charges déposées sont comptées dans un intégrateur de courant; on mesure ainsi avec une précision de 1% l'intensité du faisceau. La figure 23 représente la cage de Faraday utilisée dans la salle HE1 à l'ALS.

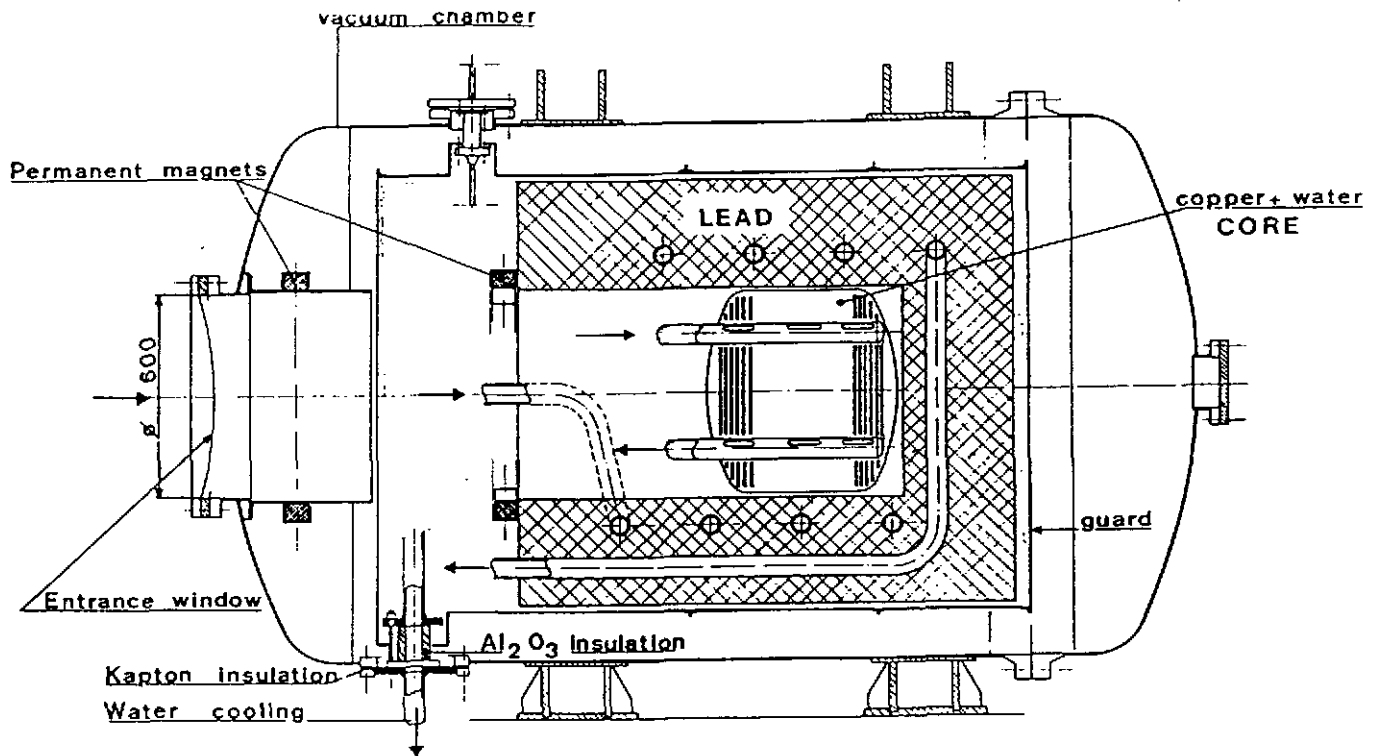


Figure 23: Cage de Faraday de la salle HE1 de l'ALS

4 Expériences marquantes

Pour conclure cette première partie du cours, voici quelques figures illustrant des expériences avec la sonde électromagnétique qui ont permis de mettre en évidence des effets nouveaux et/ou de faire progresser la compréhension du noyau et du nucléon.

4.1 Expériences de Hofstadter au SLAC dans les années 50

Avec un accélérateur linéaire de 600 MeV, Hofstadter et son équipe dans les années 50 au SLAC étudie la diffusion élastique (e, e') sur les noyaux. Ils en déduisent les densités de charge des noyaux (Figure 24). La figure 25 montre un spectre en énergie transférée mesurée au SLAC en diffusion (e, e') sur le Deutérium. Ces travaux vaudront à R. Hofstadter le prix Nobel de Physique.

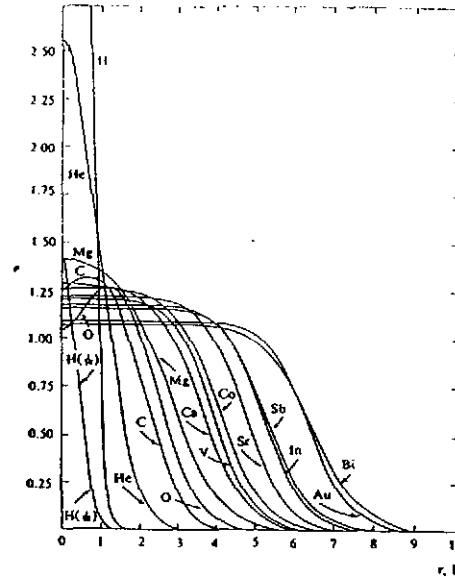


Figure 24: Densités de charge tirées des expériences de Hofstadter et al. au SLAC; ρ est exprimée en unités de 10^{19} Coulomb. cm^{-3} - Hofstadter, *Ann. Rev. Nuc. Sci.* 7 (1957)231.

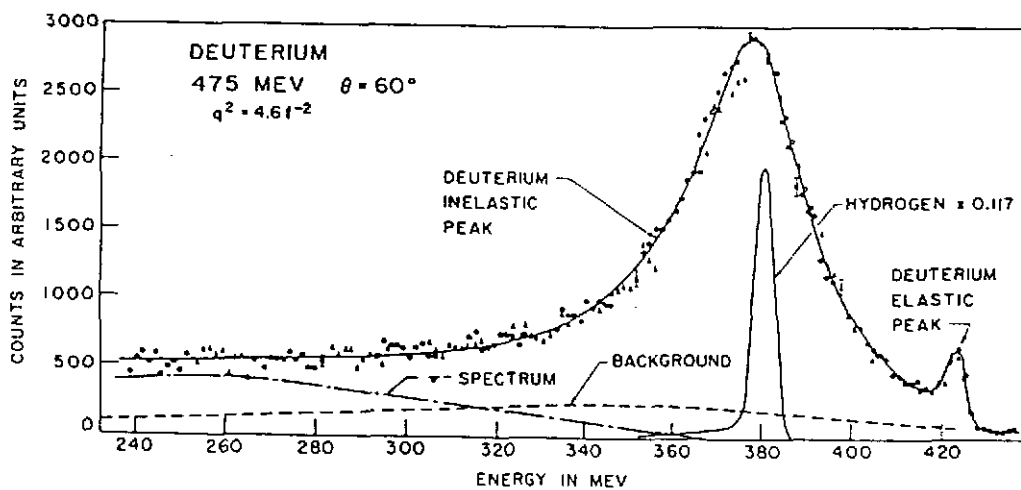


Figure 25: Spectre en énergie transférée sur une cible de Deutérium. SLAC 1954 - *Proceeding of the workshop "50 years of Electron scattering", Urbana-Champaign (USA) (1986)*

4.2 expérience de Friedmann, Kendall et Taylor au SLAC (1968)

La figure 26 présente la variation de la fonction de structure inélastique $W_2(Q^2, \nu)$ (cf cours H. Fonvieille - paragraphe 4.4) en fonction de ν à différentes valeurs de Q^2 . Le résultat surprenant était la très lente décroissance de W_2 en fonction de Q^2 . La figure 27 représente $F(\omega) = \nu W_2(Q^2, \nu)$ en fonction de $\omega = \nu/Q^2$ ($= 1/2Mx_{Bjorken}$ en notation de diffusion profondément inélastique).

La figure met en évidence une loi d'échelle approximative. Ces données furent présentées à la conférence de Vienne en 1968 par Panofsky, alors directeur du SLAC. Il en fit le commentaire suivant : "...Therefore, theoretical speculations are focused on the possibility that these data might give evidence on the behaviour of point-like, charged structures within the nucleon." C'était la première mise en évidence expérimentale de l'existence des quarks. Cela vaudra à Friedmann, Kendall et Taylor le prix Nobel de physique 1990.

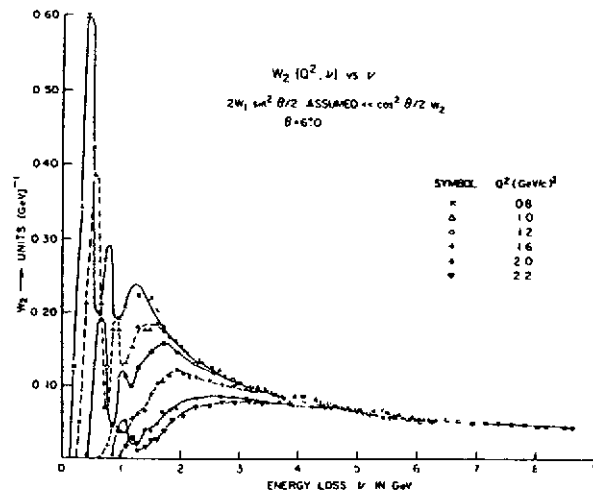


Figure 26: Variation de la fonction de structure inélastique $W_2(Q^2, \nu)$ en fonction de ν à différentes valeurs de Q^2 - Panofsky, *International conference on HEP, Vienna (1968)*

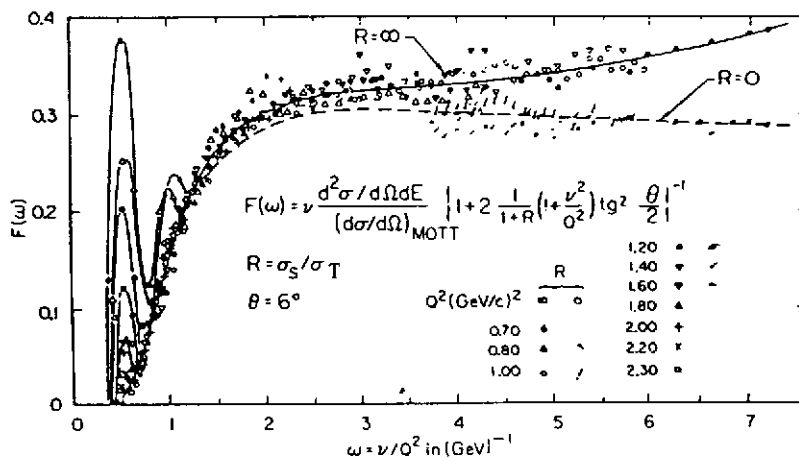


Figure 27: $F(\omega) = \nu W_2(Q^2, \nu)$ en fonction de $\omega = \nu/Q^2 = 1/2Mx_{Bjorken}$ - Panofsky, *International conference on HEP, Vienna (1968)*

4.3 Expériences de diffusion élastique (e, e')

Ces expériences menées au cours des années 70 et 80 à l'ALS de Saclay par le groupe de B. Frois ont permis de mesurer les sections efficaces élastiques sur des noyaux sphériques jusqu'à de grands transferts ($q = 4 \text{ fm}^{-1}$ pour le ^{208}Pb - figure 28) avec une très grande précision. De ces sections efficaces ont pu être déduites les densités de charge de ces noyaux avec de très petites barres d'erreur (Figure 29).

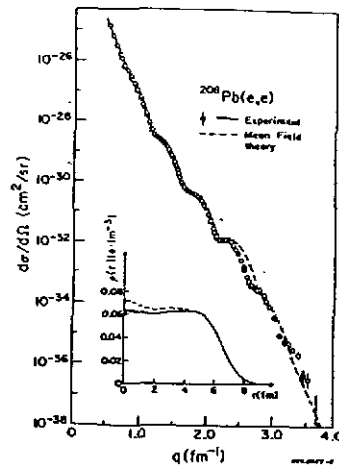


Figure 28: Section efficace de diffusion élastique d'électrons sur le ^{208}Pb mesurées à Saclay - B. Frois et al., *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 152.

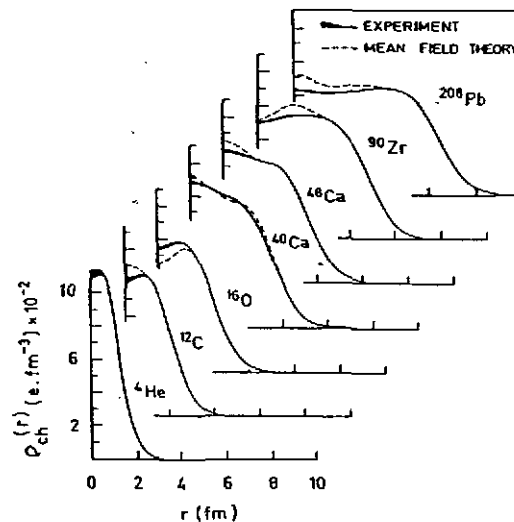


Figure 29: Densités de charge déduites des mesures de sections efficaces de diffusion d'électrons faites à Saclay. La barre d'erreur expérimentale est égale à l'épaisseur de la courbe.

4.4 Expériences d'électrodésintégration du Deutérium

Ces expériences menées au cours des années 80 dans plusieurs laboratoires ont permis de mettre en évidence l'existence des courants d'échange mésoniques (Figure 30).

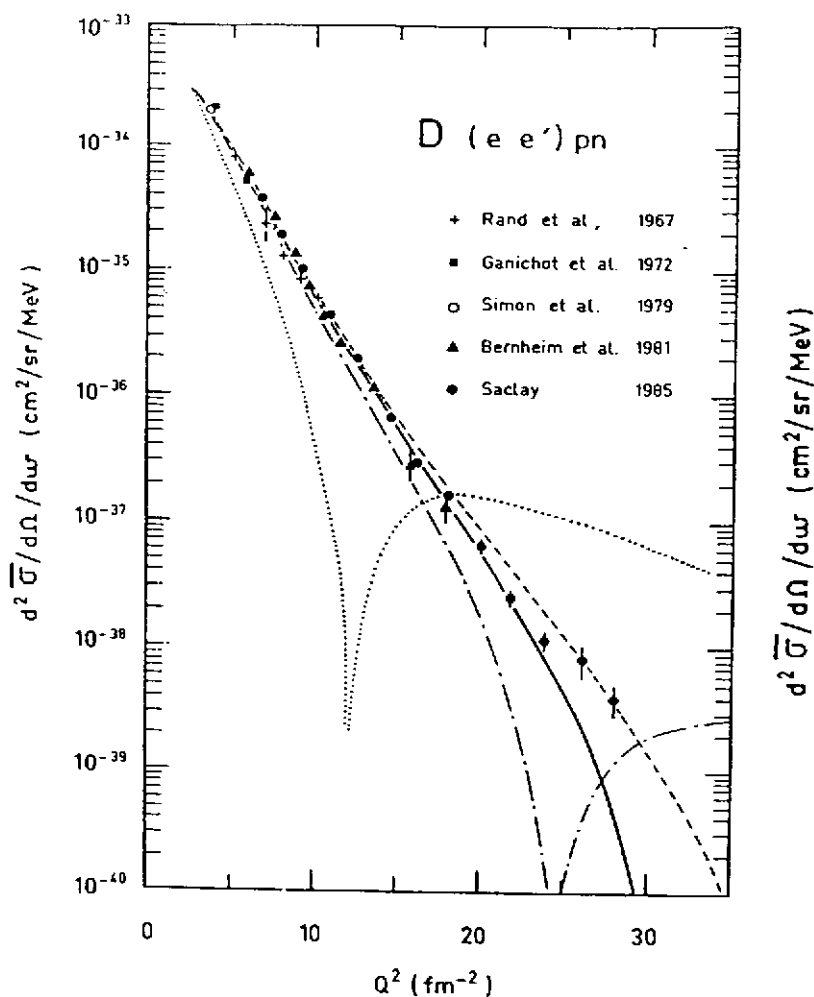


Figure 30: Sections efficaces expérimentales d'électrodésintégration du Deutérium au seuil comparées aux prédictions théoriques : la courbe en pointillés correspond à un calcul en approximation d'impulsion (nucléons seuls pris en compte), la courbe en trait plein à un calcul prenant en compte les courants d'échange mésoniques. - S. Auffret et al., PRL 55 (1985) 1362.

4.5 Diffusion inclusive de muons au CERN : l'effet EMC

La différence dans les fonctions de structure du nucléon libre et du nucléon lié dans le noyau (Figure 30) a été mise en évidence par l'expérience EMC de diffusion de muons de 150 GeV au CERN en 1985. L'interprétation de cette différence fait encore l'objet de controverses parmi les théoriciens.

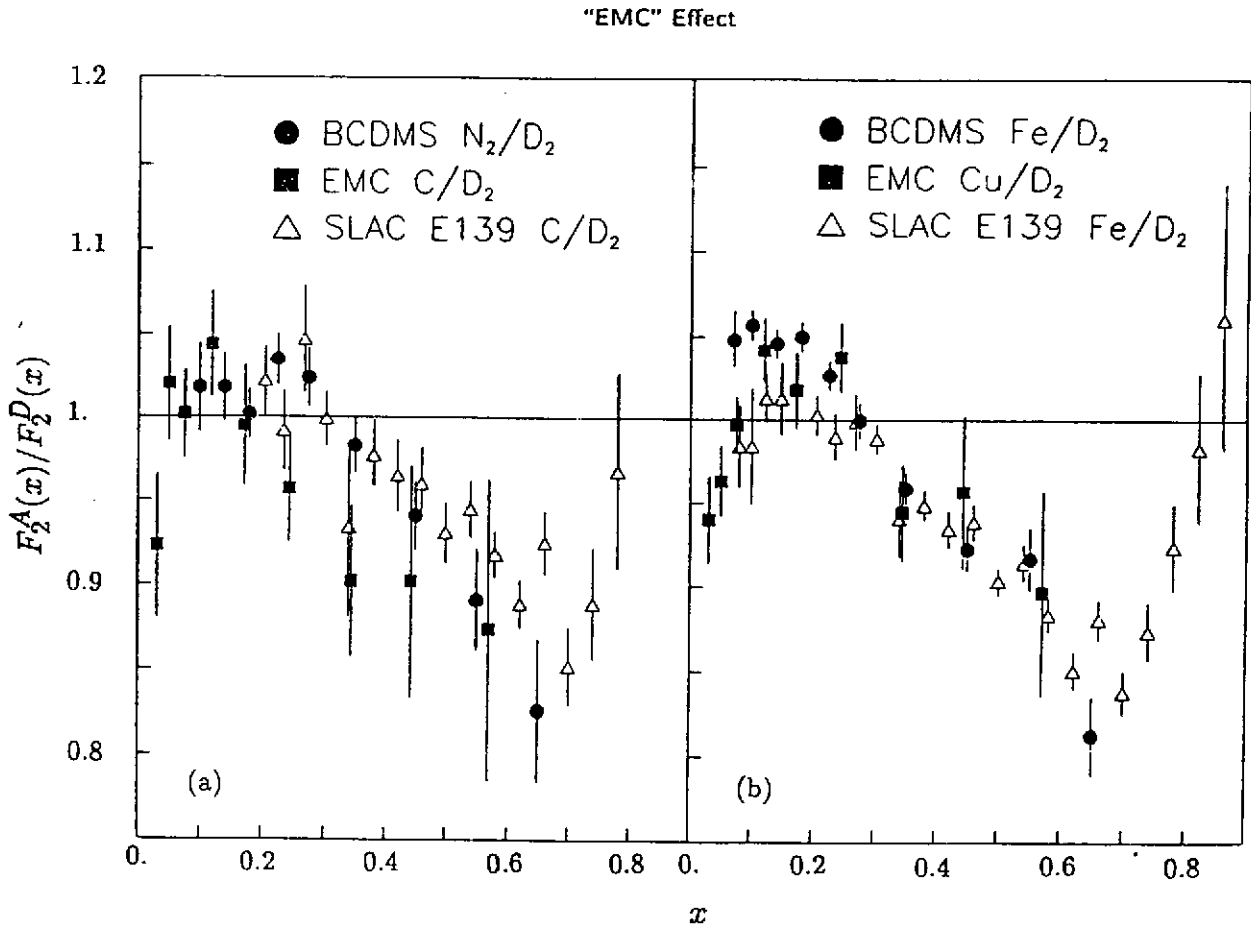


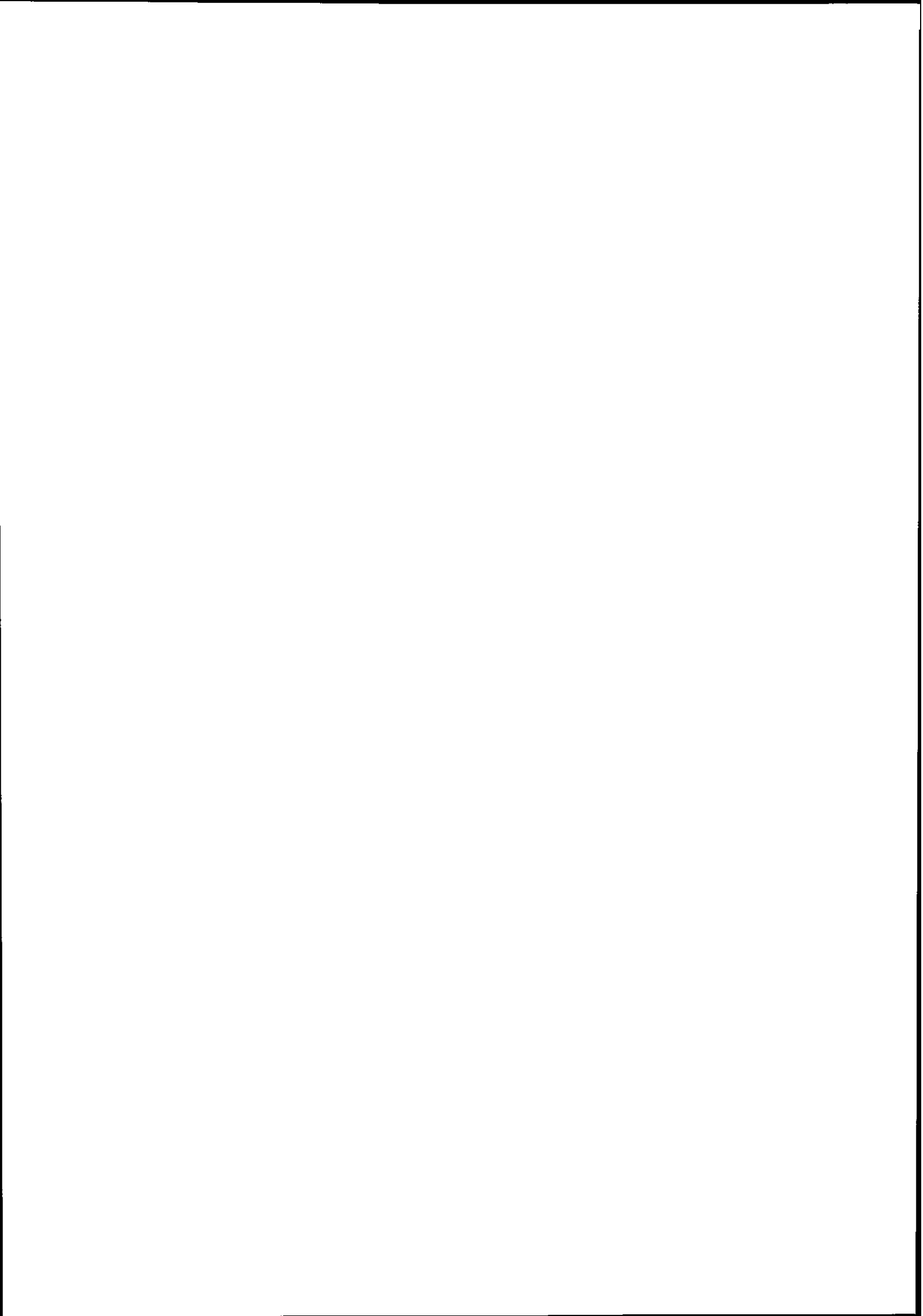
Figure 31: Effet EMC : rapport des fonctions de structure des nucléons $F_2^A(x)/F_2^D(x)$ pour des cibles nucléaires A comparées au Deutérium D mesurées en diffusion profondément inélastique de muons et d'électrons : (a) cibles de poids atomique moyen, (b) cibles lourdes - *CERN Particle properties data booklet et références incluses*

Remerciements

Je tiens à remercier Dominique Goutte, Serge Kox, Eric Voutier pour leurs commentaires.

References

- [1] A. Messiah Mécanique Quantique Tome 1 - Editions Dunod Paris (1962)
- [2] S. Gales Ecole Joliot-Curie 1989 IN2P3
- [3] G. Smadja Ecole Joliot-Curie 1992 IN2P3
- [4] J-F Mathiot Ecole Joliot-Curie 1992 IN2P3
- [5] T.S. Bauer et al, Rev. Mod. Phys. **50** (1978) 261.
- [6] H. Bethe et W. Heitler, Proc. R. Soc. **A146** (1934) 83.
- [7] Particle Properties Data Booklet tiré du Review of Particle Properties, Phys. Rev. **D45**, Part 2 (June 1992), disponible au CERN
- [8] E. Paul, Nucl. Phys. **A446** (1985)203c-218c
- [9] C. Hyde-Wright et al, Proc. Journées de Clermont (1986) 532.
- [10] M.J. Parizet, E. Borie, B. Grossetête et al - Ann. Phys. fr. **9** (1984) 103.
- [11] T.W. Donnelly & A.S. Raskin, Ann. Phys. **169** (1986)247.
- [12] Perspectives de la Physique Nucléaire avec la sonde électromagnétique - Rapport du groupe "Programme" IN2P3-IRF (1988)
Liste de références générales :
F. Halzen & A.D. Martin - Quarks and Leptons, John Wiley 1979
F.E. Close - An Introduction to Quarks and Leptons, Academic Press 1979
T.W. Donnelly & J.D. Walecka - Electron Scattering and Nuclear Structure, Ann. Rev. Part. Nucl. Sci. **25** (1975) 329.
L.W. Mo & Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys. **41** (1969) 205.



LA NATURE DE LA SONDE ELECTROMAGNETIQUE

DEUXIEME PARTIE

H. Fonvieille, LPC-Clermont

Abstract

Ce cours est une introduction au formalisme théorique utilisé en diffusion d'électrons à haute énergie: propriétés de l'électron et du photon en ElectroDynamique Quantique, et établissement de la section efficace dans les principaux cas de diffusion d'électron. L'accent est mis sur l'aspect formulaire et les propriétés de la sonde. L'interprétation et les propriétés de la cible font l'objet des autres cours.

This lecture introduces the basic theoretical ingredients used in electron scattering: electron and photon properties (QED) and derivation of the main cross sections. We shall focus on formulae and characteristics of the probe. The physics interpretation and target properties are the subject of the other lectures.

Nota: les renvois "cf. cours VB §..." font référence à la première partie du cours, écrite par Vincent Breton.

1 L'ELECTRON

1.1 Rappels sur l'équation de Dirac

La théorie de l'électron relativiste est basée sur l'équation de Dirac, qui décrit les états de la particule libre. On rappelle sa forme covariante:

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\psi = 0 \quad (1)$$

dans laquelle il y a sommation sur $\mu = 0, 1, 2, 3$. x^μ représente le quadrivecteur des coordonnées contravariantes d'espace-temps, et $\partial_\mu = \partial/\partial x^\mu$. m est la masse de la particule.

On montre que la dimension de γ^μ est celle de matrices 4×4 ; ψ , état solution de l'équation, est un spineur à quatre composantes. Bien que le choix des γ^μ ne soit pas unique, pour développer les calculs on doit choisir une représentation explicite: par exemple celle du formulaire 1. Ces matrices sont intimement connectées aux propriétés de spin de l'électron puisqu'elles sont construites à partir des matrices de Pauli. En fait, c'est en explicitant la covariance de l'équation de Dirac que l'on montre qu'elle s'applique à une particule de spin 1/2, i.e. l'électron (cf. ref. [1]).

formulaire 1 (tiré de [7])

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$$

$$x^\mu = (t, \mathbf{x}),$$

$$p^\mu = (E, \mathbf{p}) = i \left(\frac{\partial}{\partial t}, -\nabla \right) = i \partial^\mu$$

$$p \cdot x = Et - \mathbf{p} \cdot \mathbf{x},$$

$$p^2 \equiv p^\mu p_\mu = E^2 - \mathbf{p}^2 = m^2$$

$$(\square^2 + m^2)\phi = 0,$$

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0.$$

In an electromagnetic field, $i\partial^\mu \rightarrow i\partial^\mu + eA^\mu$ (charge $-e$)

$$j^\mu = -ie(\phi^* \partial^\mu \phi - \phi \partial^\mu \phi^*) \text{ (spin 0)} \quad j^\mu = -e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi \text{ (spin 1/2)}$$

γ-Matrices

$$\gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu}, \quad \gamma^{\mu\dagger} = \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^0.$$

$$\gamma^{0\dagger} = \gamma^0, \quad \gamma^0 \gamma^0 = I; \quad \gamma^{k\dagger} = -\gamma^k, \quad \gamma^k \gamma^k = -I, \quad k = 1, 2, 3.$$

$$\gamma^5 = i\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3, \quad \gamma^\mu \gamma^5 + \gamma^5 \gamma^\mu = 0, \quad \gamma^{5\dagger} = \gamma^5.$$

Standard representation:

$$\text{(Dirac matrices)} \quad \gamma^0 \equiv \beta = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \quad \gamma^i \equiv \beta \alpha^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}$$

$$\text{(Pauli matrices)} \quad \sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

$$\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma_\mu, \gamma_\nu]$$

Spinors

$$\begin{cases} (\not{p} - m)u = 0 \\ \bar{u}(\not{p} - m) = 0 \end{cases} \quad \begin{cases} \bar{u} \equiv u^\dagger \gamma^0 \\ \not{p} \equiv \gamma_\mu p^\mu \end{cases}$$

$$u^{(r)\dagger} u^{(s)} = 2E\delta_{rs}, \quad \bar{u}^{(r)} u^{(s)} = 2m\delta_{rs}, \quad \sum_{s=1,2} u^{(s)} \bar{u}^{(s)} = \not{p} + m = 2m\Lambda_+$$

$$\frac{1}{2}(1 - \gamma^5)u \equiv u_L, \quad \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)u \equiv u_R.$$

If $m = 0$ or $E \gg m$, then u_L has helicity $\lambda = -\frac{1}{2}$, u_R has $\lambda = +\frac{1}{2}$.

1.2 solutions

On cherche des solutions de l'équation sous la forme:

$$\psi(x) = e^{ikx} U(k) \quad (2)$$

$k = (k^0, \vec{k})$ étant le quadrivecteur énergie-impulsion de la particule. On adopte la notation : U, V pour les spineurs, où l'état est spécifié par l'impulsion \vec{k} , le spin s et la nature particule-antiparticule:

$$\begin{array}{ll} U(\vec{k}, s) & \text{pour l'électron (solution d'énergie positive)} \\ V(\vec{k}, s) & \text{pour le positron (solution d'énergie négative)} \end{array} \quad (3)$$

Une représentation utile consiste à grouper les 4 composantes en 2 fois 2 composantes:

$$U = \begin{pmatrix} U_a \\ U_b \end{pmatrix} \quad (4)$$

L'équation de Dirac se réécrit alors sous forme de deux équations couplées:

$$\begin{aligned} \vec{\sigma} \cdot \vec{k} U_b &= (k^0 - m) U_a \\ \vec{\sigma} \cdot \vec{k} U_a &= (k^0 + m) U_b \end{aligned} \quad (5)$$

($\vec{\sigma}$ = matrices de Pauli). U_a est notée "grande composante", et U_b "petite", de par sa propriété:

$$U_b = \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{k}}{k^0 + m} U_a \rightarrow 0 \quad \text{quand } \vec{k} \rightarrow 0 \quad (6)$$

(on a la relation inverse pour V : V_b = grande composante; cf. équation 8). On peut prendre comme représentation de U_a, U_b à une normalisation près, les spineurs de Pauli:

$$\chi(\uparrow) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \chi(\downarrow) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (7)$$

c'est-à-dire les états propres de σ_z . On obtient alors la forme suivante pour les spineurs de Dirac:

$$U(\vec{k}, s) = \sqrt{k^0 + m} \begin{pmatrix} \chi \\ \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{k}}{k^0 + m} \chi \end{pmatrix}, \quad V(\vec{k}, s) = \sqrt{k^0 + m} \begin{pmatrix} \frac{-\vec{\sigma} \cdot \vec{k}}{k^0 + m} \chi \\ \chi \end{pmatrix} \quad (8)$$

avec $\chi = \chi(\uparrow)$ ou $\chi(\downarrow)$, $k^0 > 0$, et la relation de normalisation:

$$U^\dagger(\vec{k}, s) U(\vec{k}, s) = 2k^0 \quad \text{ou} \quad \bar{U}(\vec{k}, s) U(\vec{k}, s) = 2m \quad (9)$$

U^\dagger est le conjugué hermitique de U . On a introduit $\bar{U} = U^\dagger \gamma^0$, le spineur adjoint de U . L'équation de Dirac pour U et \bar{U} s'écrit:

$$\begin{aligned} (\gamma \cdot k - m) U(\vec{k}, s) &= 0 \\ \bar{U}(\vec{k}, s) (\gamma \cdot k - m) &= 0 \end{aligned} \quad (10)$$

1.3 Spin versus Hélicité

Plutôt que le formalisme de spin, c'est généralement celui d'hélicité qui est adopté en diffusion d'électrons (ainsi que pour tous les processus QED à haute énergie). La raison en est que, si l'on néglige la masse de l'électron, son hélicité est conservée au cours de la diffusion, ce qui simplifie notablement les calculs.

Rappel sur l'hélicité :

Soit une particule de spin $\vec{S} = \vec{\sigma}/2$ (spin 1/2), de moment orbital $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{k}$, de moment cinétique total \vec{J} , de vecteur directeur \hat{k} le long de sa quantité de mouvement, et un axe de quantification z . On a:

$$\begin{aligned} \vec{J} &= \vec{L} + \vec{\sigma}/2 \\ \Rightarrow \vec{J} \cdot \hat{k} &= 0 + \vec{\sigma} \cdot \hat{k}/2 \end{aligned} \quad (11)$$

$\vec{J} \cdot \hat{k}$ est par définition l'opérateur d'hélicité associé à la particule, et h sa valeur propre ou hélicité. De ceci on déduit 2 représentations équivalentes pour décrire l'état de spin:

- la représentation (\vec{S}^2, S_z) .

S_z est égal à J_z dans le repère de repos de la particule (car $\vec{k} = 0 \Rightarrow \vec{L} = 0$), avec la valeur propre $\sigma/2$. J_z est une observable indépendante du temps, alors que S_z ne l'est pas, dans un repère quelconque. L'état est défini par:

$$\begin{aligned} \vec{P} |\vec{k}, s_z\rangle &= \vec{k} |\vec{k}, s_z\rangle & (\vec{P} = \text{opérateur d'impulsion}) \\ |\vec{k}, s_z\rangle &= \Lambda(\vec{k}) |\vec{0}, s_z\rangle & (\Lambda(\vec{k}) = \text{opérateur de boost}) \\ S_z |\vec{0}, s_z\rangle &= s_z |\vec{0}, s_z\rangle & (s_z = \pm 1/2 = \text{valeur propre de } S_z) \end{aligned} \quad (12)$$

- la représentation (\vec{S}^2, h) .

L'hélicité h a l'inconvénient de n'être pas définie dans le repère de repos de la particule (car \hat{k} non défini), mais l'avantage d'être invariante par transformation de Lorentz le long de \vec{k} . L'état propre d'hélicité $|\vec{k}, h\rangle$ est défini par:

$$\vec{J} \cdot \hat{k} |\vec{k}, h\rangle = h |\vec{k}, h\rangle, \quad h = \pm 1/2. \quad (13)$$

1.4 Spineurs d'hélicité

En formalisme d'hélicité, les spineurs de Dirac vont être indicés non plus par le spin s mais par l'hélicité h . Pour une particule d'impulsion \vec{k} et d'angles polaire θ , azimuthal ϕ :

$$\vec{k} = \begin{pmatrix} k \sin \alpha \cos \phi \\ k \sin \alpha \sin \phi \\ k \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (14)$$

une représentation des spineurs est:

$$U(\vec{k}, h) = \begin{pmatrix} \sqrt{k^0 + m} \chi(h) \\ \sqrt{k^0 - m} 2h\chi(h) \end{pmatrix}, \quad V(\vec{k}, h) = \begin{pmatrix} -\sqrt{k^0 - m} 2h\chi(h) \\ \sqrt{k^0 + m} \chi(h) \end{pmatrix} \quad (15)$$

avec:

$$\chi(h = +\frac{1}{2}) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha/2) \\ e^{i\phi} \sin(\alpha/2) \end{pmatrix}, \quad \chi(h = -\frac{1}{2}) = \begin{pmatrix} -e^{-i\phi} \sin(\alpha/2) \\ \cos(\alpha/2) \end{pmatrix} \quad (16)$$

Ces formules expriment un simple changement de base par rapport aux formules (7,8).

1.5 Conservation de l'hélicité de l'électron au cours d'une diffusion à haute énergie

Dans la diffusion illustrée à la figure 2, à l'électron entrant correspond le spineur $U(\vec{k}, h)$ et à l'électron sortant le spineur adjoint $\bar{U}(\vec{k}', h')$. On peut montrer que $h = h'$ dans la limite où l'on néglige la masse m de la particule.

γ^5 est dit opérateur de chiralité, de valeur propre $2h$ (cf. référence [4]) :

$$\begin{aligned} \gamma^5 U(\vec{k}, h) &= 2h U(\vec{k}, h) \\ U^\dagger(\vec{k}, h) \gamma^5 &= 2h U^\dagger(\vec{k}, h) \end{aligned} \quad (17)$$

Alors :

$$\begin{aligned} j^\mu &= \bar{U}(h') \gamma^\mu U(h) \\ &= U^\dagger(h') \gamma^0 \gamma^\mu U(h) \\ &= U^\dagger(h') \gamma^0 \gamma^5 \gamma^5 \gamma^\mu U(h) \end{aligned}$$

$$[\gamma^5, \gamma^0 \gamma^\mu] = 0 \Rightarrow$$

$$\begin{aligned} j^\mu &= -U^\dagger(h') \gamma^0 \gamma^5 \gamma^\mu \gamma^5 U(h) \\ &= (-2h) U^\dagger(h') \gamma^0 \gamma^5 \gamma^\mu U(h) \\ &= (+2h) U^\dagger(h') \gamma^5 \gamma^0 \gamma^\mu U(h) \\ &= (+2h)(+2h') U^\dagger(h') \gamma^0 \gamma^\mu U(h) \\ &= (4hh') \bar{U}(h') \gamma^\mu U(h) \end{aligned}$$

$$\Rightarrow 4hh' = \delta(h, h'); \quad h = h' = \pm 1/2. \quad (18)$$

c'est-à-dire que le courant d'électrons j^μ , défini au paragraphe 2.2, est diagonal dans le formalisme d'hélicité.

En terme de chiralité, on désigne par Left et Right les spineurs d'hélicité: $U_L = U(h = -1/2)$, $U_R = U(h = +1/2)$. En conclusion, en diffusion d'électrons ou de positrons, le courant leptonique est de la forme:

$$e(\bar{U}_L \gamma^\mu U_L + \bar{U}_R \gamma^\mu U_R) \quad (\text{électron})$$

ou:

$$e(\bar{V}_L \gamma^\mu V_L + \bar{V}_R \gamma^\mu V_R) \quad (\text{positron}) \quad (19)$$

sans terme croisé en $\bar{U}_L \gamma^\mu U_R$, etc (cf. figure 2). De la même manière [7], en collision e^+e^- le courant leptonique formé par l'électron et le positron entrants est de la forme:

$$e(\bar{V}_L \gamma^\mu U_R + \bar{V}_R \gamma^\mu U_L) \quad (20)$$

Figure 1: hélicité de l'électron.

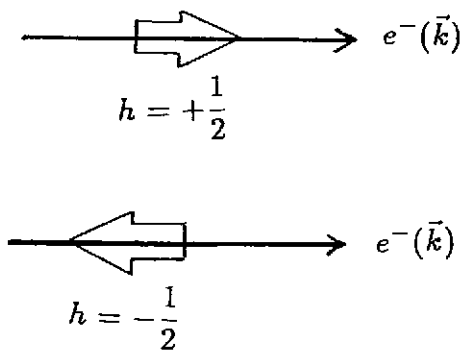


Figure 2: courant en diffusion d'électrons et en annihilation e^+e^- .

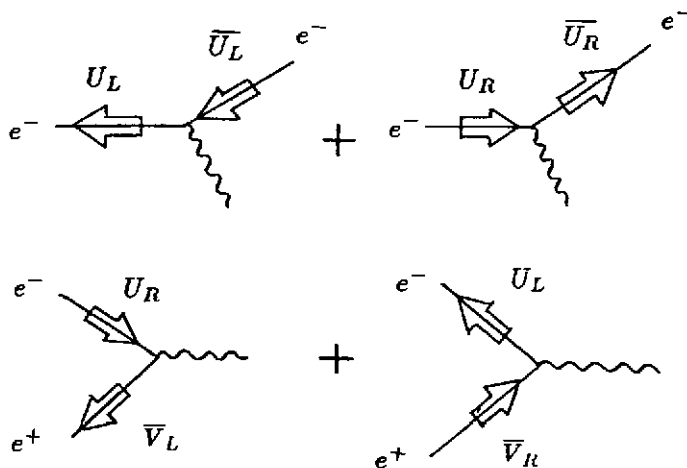
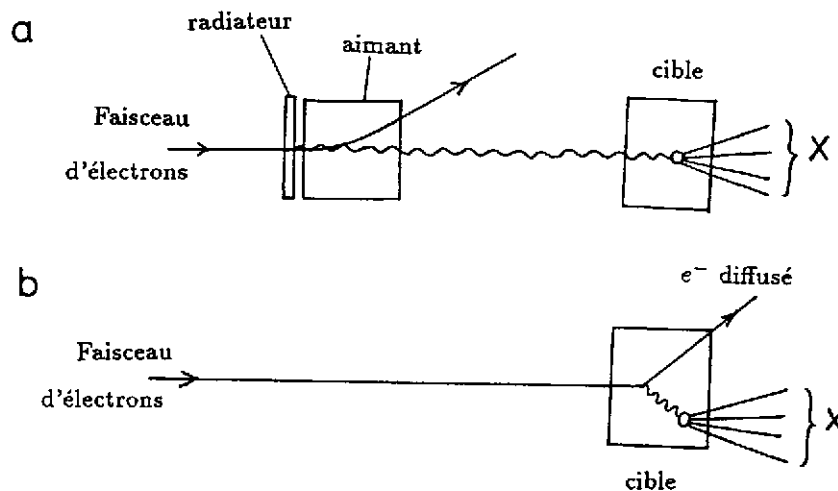


Figure 3: photon réel (a) et virtuel (b).



2 LE PHOTON

2.1 Distinction expérimentale entre photon réel et virtuel

Le photon est la particule qui porte l'interaction électromagnétique, l'électron incident servant essentiellement à produire ce photon.

Tous les photons avec lesquels on fait des expériences ont donc été émis en un point de l'espace-temps, puis réabsorbés dans une interaction en un autre point de l'espace-temps. En ce sens, ils sont tous "virtuels". Expérimentalement, on considérera comme réel un photon qui se propage sur une distance dont l'ordre de grandeur est macroscopique : cf. figures 3-a, 3-b.

2.2 Le photon: boson de jauge

Dans la théorie de jauge électrofaible, le photon est le boson de jauge de l'interaction électromagnétique. Je renvoie au cours de J.P.Blaizot sur ce sujet, et rappelle seulement quelques points importants ici.

- c'est en imposant au lagrangien de QED de posséder l'invariance de jauge locale que l'on introduit le champ du photon: $A^\mu(x)$, et que l'on déduit la forme de l'interaction électromagnétique dans le lagrangien. Elle est de la forme $e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi$, et décrit l'interaction entre le champ A_μ et le courant j^μ :

$$j^\mu(x) = e\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi(x) \quad (21)$$

dans lequel on a par convention inclus la constante de couplage électromagnétique e ($\alpha = e^2/4\pi = 1/137$). Ce courant correspond à la notion habituelle de courant de probabilité en mécanique ondulatoire, qui satisfait toujours à une équation de continuité. Dans notre cas, le courant d'électrons j^μ , dérivé de l'équation de Dirac, satisfait à :

$$\partial_\mu j^\mu = 0. \quad (22)$$

C'est donc un quadrivecteur $j^\mu = (\rho, \vec{j})$ dont la conservation exprime simplement la conservation de la charge électrique. De manière plus générale, tous les courants de type électromagnétique (i.e. décrivant le couplage à une charge électrique ou à un moment magnétique) sont conservés, c'est-à-dire satisfont à : $\partial_\mu j^\mu = 0$.

- souvent, on se place explicitement dans une jauge pour développer les calculs (le résultat physique étant indépendant de la jauge choisie). Classiquement, cela revient à imposer des conditions sur le champ $A^\mu = (\Phi, \vec{A})$, c'est-à-dire fixer les potentiels scalaire et vecteur des équations de Maxwell.
- la condition: $\partial_\mu A^\mu(x) = 0$ (somme sur $\mu = 0, 1, 2, 3$) définit la (famille de) jauge(s) de Lorentz, couramment adoptée, dans laquelle les équations de Maxwell prennent une forme particulièrement simple: cf. tableau 1.
- Le tableau 1 résume les principales caractéristiques du photon en QED, et permet de comparer les photons réel et virtuel, notamment en ce qui concerne leur polarisation.

TABEAU 1
CARACTERISTIQUES DU PHOTON VIRTUEL ET REEL

	photon réel	photon virtuel (de type espace)
Jauge de Lorentz	$\partial_\mu A^\mu(x) = 0$	$\partial_\mu A^\mu(x) = 0$
Equ. de Maxwell	$\square^2 A^\mu(x) = 0$	$\square^2 A^\mu(x) = j^\mu(x)$
masse	$q_\mu q^\mu = 0$	$q_\mu q^\mu \neq 0$
champ $A^\mu = (A^0, \vec{A})$	$A^\mu(x) = \epsilon^\mu e^{-iqx}$	$A^\mu(x) = \int d^4x' j^\mu(x') G(x - x')$
Polarisation ϵ^μ	$\epsilon^\mu = (\epsilon^0, \vec{\epsilon})$	$\epsilon^\mu = \langle k' A^\mu(0) k \rangle$ $\epsilon^\mu = \bar{U}(k') \gamma^\mu U(k) \times \frac{e}{Q^2}$
nb. de comp. indép. de polarisation	$\partial_\mu A^\mu = 0 \Rightarrow q_\mu \epsilon^\mu = 0$ $\Rightarrow 3$ comp. indép.	$\partial_\mu A^\mu = 0 \Rightarrow q_\mu \epsilon^\mu = 0$ $\Rightarrow 3$ comp. indép.
réduction de ce nb.	$\vec{q} \cdot \vec{\epsilon} = 0 \Rightarrow$ 2 comp. transverses	pas de réduction. 2 comp. transverses + 1 longitudinale
valeurs propres d'hélicité	+1 , -1	+1 , -1 , 0

Notations:

k et k' sont les quadri-vecteurs énergie-impulsion des électrons entrant et sortant.

$q^\mu = (k - k')^\mu$ est le quadri-vecteur énergie-impulsion du photon virtuel.

$Q^2 = -\underline{q}^2 = -q^\mu q_\mu = \vec{q}^2 - q_0^2$ ($Q^2 > 0$).

$j^\mu =$ courant d'électron.

$G(x - x') =$ fonction de Green.

1. pour un photon libre, définir le champ A^μ équivaut à se donner sa polarisation ϵ^μ , et son impulsion \vec{q} . Le vecteur polarisation $\vec{\epsilon}$ est perpendiculaire à la direction de spin du photon. On peut montrer que la polarisation $\vec{\epsilon}$ d'un photon réel est uniquement transverse ([8], p.40) ; le nombre de composantes indépendantes de polarisation est alors égal à deux. (cf. tableau 1 : une manière de les dénombrer consiste à appliquer la condition de jauge de Lorentz : $q_\mu \epsilon^\mu = 0$ puis se placer dans la "jauge de Coulomb", où : $\vec{q} \cdot \vec{\epsilon} = 0$). A partir de ces deux composantes (ϵ_1, ϵ_2) projetées sur le repère orthonormé de la figure 4-a, on définit par changement de base les deux états de polarisation circulaire Left et Right, ou états propres d'hélicité pour le photon réel:

$$\begin{aligned} \epsilon_{Left} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon_1 - i\epsilon_2) & (\text{hélicité} = -1) \\ \epsilon_{Right} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon_1 + i\epsilon_2) & (\text{hélicité} = +1) \end{aligned} \quad (23)$$

2. pour un photon virtuel la situation est plus complexe. Le quadrivecteur polarisation ϵ^μ est construit à partir du courant d'électron j^μ (cf. tableau 1), et comporte cette fois trois composantes indépendantes au lieu de deux. En effet la condition de Lorentz $q_\mu \epsilon^\mu = 0$ s'applique toujours, mais il existe des états tels que $\vec{\epsilon} \cdot \vec{q} \neq 0$, correspondant à une polarisation longitudinale du photon et donc à une hélicité nulle; cf. figure 4-b.

Nous nous intéresserons à partir de maintenant exclusivement au photon virtuel.

2.3 Référentiels et transversalité du photon virtuel

Le degré de transversalité de la polarisation du photon virtuel est variable avec le repère, car le spin est un vecteur qui se transforme avec le boost de Lorentz. Plaçons-nous d'abord dans un repère d'école, le plus simple.

1. *diffusion* (e, e') dans le repère de Breit des électrons

Dans ce repère, les trois vecteurs \vec{k}, \vec{k}' et \vec{q} sont colinéaires, avec:

$$\begin{aligned} \vec{k}' &= -\vec{k} \\ k_0 &= k'_0 \\ q_0 &= 0 \end{aligned} \quad (24)$$

comme indiqué à la figure 5-a. Compte-tenu de la conservation de l'hélicité de l'électron expliquée au paragraphe 1.5, sur l'axe des impulsions (noté z) le photon virtuel doit emporter une unité de moment cinétique: $J_z = \pm 1$. Son hélicité vaut donc ± 1 , et sa polarisation est purement transverse.

2. *annihilation* (e^+, e^-) dans le centre de masse

La situation est strictement analogue en collision $(e^+ e^-)$ dans le centre de masse des deux particules (= le labo). Pour la même raison que précédemment le photon virtuel produit par l'annihilation est purement transverse; cf. figure 5-b.

Figure 4: (a) composantes de polarisation du photon réel; (b) du photon virtuel.

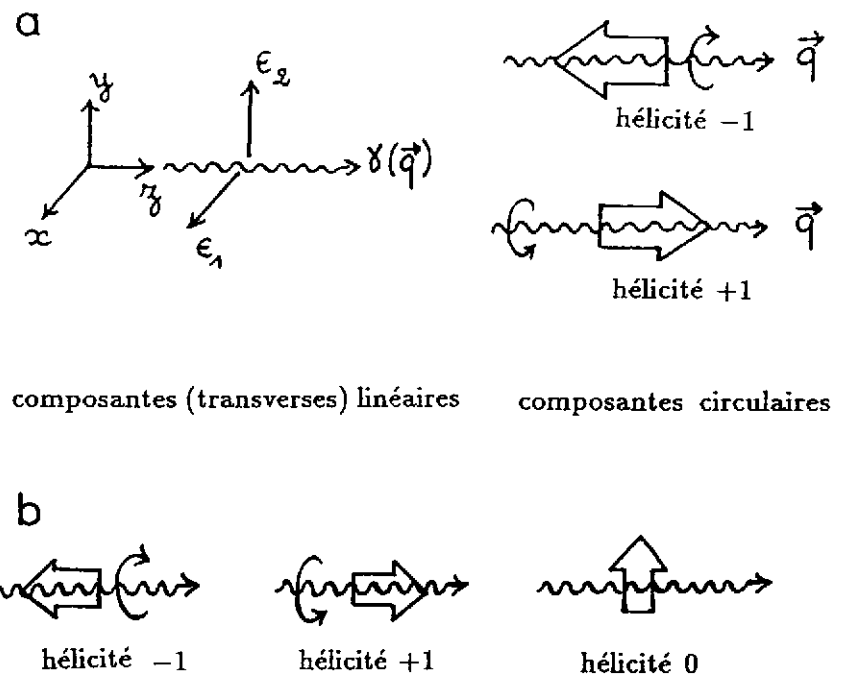
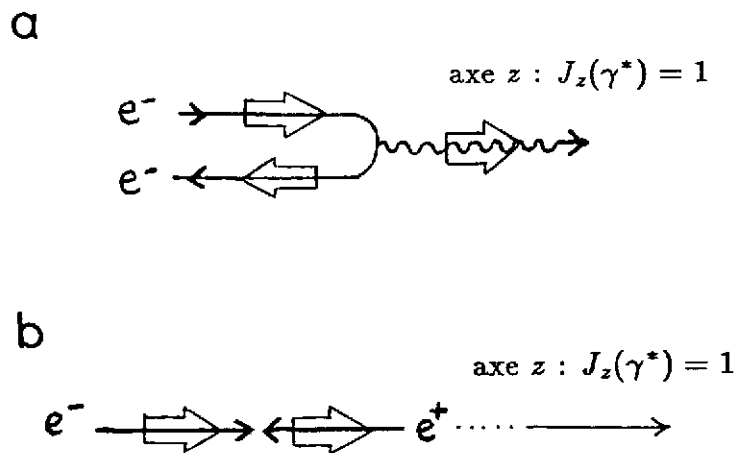


Figure 5 : (a) diffusion (e, e') dans le repère de Breit des électrons. (b) : annihilation e^+e^- dans le centre de masse.



3. diffusion (e, e') dans le laboratoire

Le passage du repère de Breit au système du laboratoire se fait le long d'une direction non parallèle à l'axe z précédent, c'est pourquoi il apparaît une composante longitudinale de polarisation du photon virtuel dans le laboratoire.

On passe également communément du laboratoire au centre de masse γ^* - cible . Ce changement de référentiel se fait le long de \vec{q} ; en conséquence, il conserve les composantes de polarisation transverse du γ^* , alors que la composante longitudinale est modifiée.

Remarque:

En diffusion (e, e') il n'existe pas de transformation de Lorentz amenant dans le repère propre du photon virtuel, car dans tout repère celui-ci transporte plus d'impulsion que d'énergie (c'est un photon du genre "espace", de vitesse $v > 1$).

3 SECTIONS EFFICACES DE DIFFUSION D'ELECTRONS . FORMALISME GENERAL

La figure 6 représente le graphe de Feynman de la diffusion d'électrons à l'ordre le plus bas, i.e. avec échange d'un seul photon virtuel, et dans le cas général d'un état final quelconque non spécifié, noté P' . La figure 6 définit les notations pour toute la suite du cours.

On prendra comme formule de départ donnant la section efficace différentielle de ce processus général [13] :

$$d\sigma = (2\pi)^4 \left[\frac{1}{4\sqrt{(p.k)^2 - m_e^2 M^2}} \right] \times \left[\delta^4(k + p - k' - p') \frac{d^3 \vec{k}'}{n(k')} \prod_{j=1}^n \frac{d^3 \vec{p}_j}{n(p_j)} \right] \times \left[|T_{fi}|^2 \right] \quad (25)$$

Le premier crochet est le facteur de flux ($M =$ masse de la cible). Le deuxième est le facteur d'espace de phase; le troisième le carré de l'amplitude de transition $\langle f|T|i \rangle$.

L'écriture (25) est invariante (il y a invariance pour les crochets 1, 2, et aussi pour le 3^e quand on moyenne sur les spins). Par la suite on se placera dans le laboratoire, où l'on écrira:

$$d\sigma = (2\pi)^{10} \left[\frac{1}{n(p)n(k)} \right] \times \left[\delta^4(k + p - k' - p') \frac{d^3 \vec{k}'}{n(k')} \prod_{j=1}^n \frac{d^3 \vec{p}_j}{n(p_j)} \right] \times \left[|T_{fi}|^2 \right] \quad (26)$$

Dans le facteur de flux, on a négligé m_e (ce qui revient à faire l'approximation $v = 1$, v étant la vitesse relative électron-cible) et fait apparaître la normalisation des états: $n(k) = (2\pi)^3 k_0$, etc .

L'espace de phase et $|T_{fi}|^2$ sont à calculer dans chaque cas particulier.

3.1 Structure de T_{fi}

De même que les électrons entrant et sortant forment le courant leptonique j^μ , le hadron initial et l'ensemble P' des hadrons finals forment un courant électromagnétique "hadro-

nique" J^μ . Comme expliqué au paragraphe 2.2, ces courants sont conservés:

$$\partial_\mu j^\mu(x) = 0, \quad \partial_\mu J^\mu(x) = 0 \quad (27)$$

ou, pour les éléments de matrice : $q_\mu j^\mu = 0$, $q_\mu J^\mu = 0$. L'amplitude T_{fi} décrit alors l'interaction entre ces deux courants par l'intermédiaire d'un photon virtuel (cf. figure 7) :

$$T_{fi} = \langle k' | j^\mu(0) | k \rangle \times \frac{1}{Q^2} \times \langle p' | J_\mu(0) | p \rangle \quad (28)$$

(sommation sur $\mu = 0, 1, 2, 3$). La forme du courant j^μ est parfaitement connue; cf. équation (21). La structure du courant hadronique J^μ est connue dans les cas les plus simples; on en verra des exemples.

En se reportant à l'équation (21) et l'expression de ϵ^μ dans le tableau 1, on voit apparaître le quadrivecteur polarisation du photon virtuel dans la formule (28) :

$$\begin{aligned} T_{fi} &= \epsilon^\mu \langle p' | J_\mu(0) | p \rangle \Rightarrow \\ |T_{fi}|^2 &= \epsilon^\mu \epsilon^{\nu*} \langle p' | J_\mu(0) | p \rangle \langle p' | J_\nu(0) | p \rangle^* \end{aligned} \quad (29)$$

(double sommation sur $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$). Ceci est la formule générale dont on part pour traiter tous les cas particuliers. Elle exprime $|T_{fi}|^2$ comme fonction du produit du tenseur leptonique :

$$L^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_{spin} \langle k' | j^\mu(0) | k \rangle \langle k' | j^\nu(0) | k \rangle^*$$

par le tenseur hadronique :

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_{spin} \langle p' | J_\mu(0) | p \rangle \langle p' | J_\nu(0) | p \rangle^* \quad (30)$$

3.2 décomposition transverse-longitudinale de la section efficace (e, e')

On montre ici comment la section efficace générale de diffusion d'électrons se décompose classiquement en ses composantes transverse, longitudinale, ... correspondant aux différents états de polarisation du photon virtuel.

3.2.1 états de polarisation du photon virtuel

Rappelons que le quadrivecteur polarisation du photon virtuel ϵ^μ est spécifié entièrement par les quadrimoments k, k' des électrons entrant et sortant, et leur hélicité $h = h'$.

$$\epsilon^\mu = \bar{U}(\vec{k}', h) \gamma^\mu U(\vec{k}, h) \times \frac{e}{Q^2} \quad (31)$$

Trois de ses composantes seulement sont indépendantes, car $q_\mu \epsilon^\mu = 0$. On peut donc décomposer ϵ^μ sur trois quadrivecteurs indépendants : $e^\mu(1)$, $e^\mu(2)$, $e^\mu(3)$, chacun de norme 1, et vérifiant : $q_\mu e^\mu(i) = 0$. Il suffit, pour spécifier entièrement le problème, de se donner la partie spatiale de ces 3 quadrivecteurs, soit : $\vec{e}(1)$, $\vec{e}(2)$, $\vec{e}(3)$ dans un

repère quelconque. Le choix est explicité sur la figure 8: les vecteurs $\vec{e}(1), \vec{e}(2)$ portent les composantes transverses de polarisation, et le vecteur $\vec{e}(3)$ la composante longitudinale.

Alors, on peut mener le calcul détaillé de ϵ^μ pour chaque état d'hélicité d'électron: $h = \pm 1/2$. On trouve:

$$\epsilon^\mu(h = +1/2) = \frac{e \times 2\sqrt{k^0 k'^0}}{Q^2} \times$$

$$\left[\frac{k^0 + k'^0}{|\vec{q}|} \sin \frac{\theta}{2} e^\mu(1) + i \sin \frac{\theta}{2} e^\mu(2) + \frac{\sqrt{Q^2}}{|\vec{q}|} \cos \frac{\theta}{2} e^\mu(3) \right]$$

et : $\epsilon^\mu(h = -1/2) = \epsilon^\mu(h = +1/2)^*$ (32)

où θ est l'angle de diffusion (\vec{k}, \vec{k}') dans ce repère, et Q^2 le quadritransfert du photon échangé.

3.2.2 taux de polarisation ϵ du photon virtuel

On désigne sous cette appellation simplifiée la notion plus exacte de taux de polarisation linéaire dans le plan transverse, défini à partir des composantes transverses de polarisation de la formule (32) par:

$$\epsilon = \frac{|\epsilon^\mu e_\mu(1)|^2 - |\epsilon^\mu e_\mu(2)|^2}{|\epsilon^\mu e_\mu(1)|^2 + |\epsilon^\mu e_\mu(2)|^2} = \dots = \frac{2\vec{k}^2 \vec{k}'^2 \sin^2 \theta}{2\vec{k}^2 \vec{k}'^2 \sin^2 \theta + \vec{q}^2 Q^2} \quad (33)$$

et, à la limite $m_e \rightarrow 0$:

$$\epsilon = \frac{1}{1 + \frac{2\vec{q}^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\theta}{2}} \quad (34)$$

C'est cette dernière formule qu'utilise l'expérimentateur. A retenir:

- le taux de polarisation ϵ est compris entre 0 et 1.
- il dépend, dans un référentiel donné, de la cinématique; c'est-à-dire par exemple de la donnée de θ et Q^2 .
- il dépend, pour une cinématique donnée, du référentiel. Par exemple on rappelle que dans le repère de Breit du paragraphe 2.3, on a $\theta = \pi$, $\Rightarrow \epsilon = 0$: la polarisation est purement transverse et le taux de polarisation linéaire est nul.
- on peut définir un taux de polarisation longitudinale par:

$$\epsilon_{long} = \frac{|\epsilon^\mu e_\mu(3)|^2}{|\epsilon^\mu e_\mu(1)|^2 + |\epsilon^\mu e_\mu(2)|^2} = \dots = \frac{2\vec{q}^2}{q_0^2} \epsilon \quad (35)$$

- les formules 33 à 35 s'appliquent dans tout repère, puisque le référentiel de travail a été choisi quelconque.

Figure 6 : graphe général de diffusion d'électrons.

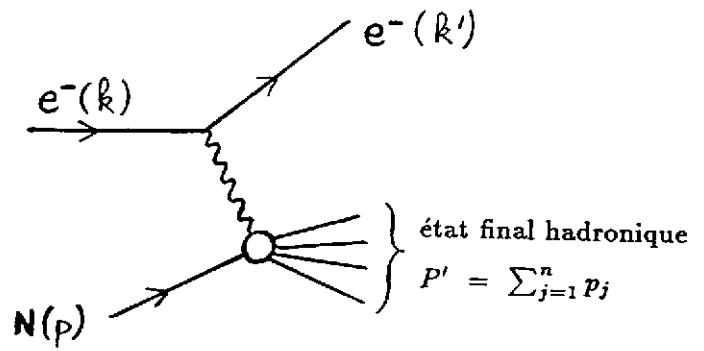


Figure 7 : structure de l'amplitude de diffusion.

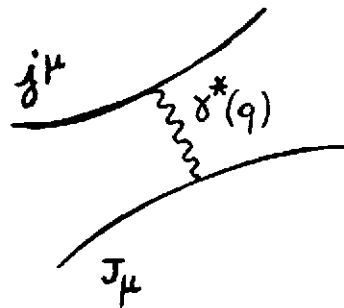
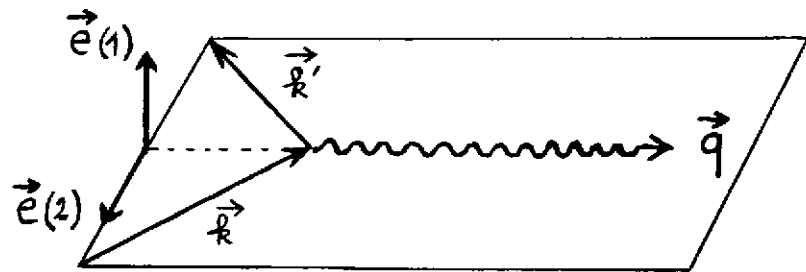


Figure 8 : choix des composantes de ϵ^μ



$$\vec{e}(2) = \frac{\hat{k} \times \hat{k}'}{|\hat{k} \times \hat{k}'|}, \quad \vec{e}(1) = \vec{e}(2) \times \hat{q}$$

$$e^\mu(1) = \begin{pmatrix} 0 \\ \vec{e}(1) \end{pmatrix} \quad e^\mu(2) = \begin{pmatrix} 0 \\ \vec{e}(2) \end{pmatrix} \quad e^\mu(3) = \frac{1}{\sqrt{Q^2}} \begin{pmatrix} |\vec{q}| \\ q_0 \cdot \hat{q} \end{pmatrix}$$

- la valeur du taux de polarisation ϵ est inchangée entre deux repères déduits par boost de Lorentz le long de \vec{q} , parce que cette transformation laisse les composantes transverses $\vec{e}(1), \vec{e}(2)$ inchangées. Par contre la valeur de ϵ_{long} est modifiée dans cette transformation.

3.2.3 taux de polarisation circulaire, linéaire, etc.

L'expression (33) donnant ϵ est indépendante de h , hélicité de l'électron. La formule (32) indique que, pour un état donné de h , la polarisation du photon dans le plan transverse est généralement elliptique, avec un sens de rotation fixé par l'hélicité de l'électron. Cette polarisation, intermédiaire entre linéaire et circulaire, provient du déphasage entre les composantes le long de $e^\mu(1)$ et $e^\mu(2)$. Pour un faisceau d'électrons non polarisé, i.e. pour une combinaison à égale proportion de $e^\mu(h = +1/2)$ et $e^\mu(h = -1/2)$, le photon virtuel n'a donc en moyenne pas de polarisation circulaire.

Au lieu d'utiliser la décomposition $e^\mu(1), (2), (3)$, on a intérêt à décomposer la polarisation e^μ sur les états propres d'hélicité du photon virtuel : circulaires Right et Left, et longitudinal. On fait pour cela un changement de base identique à celui des équations (23) :

$$\begin{aligned} e_{Left}^\mu &= \frac{1}{\sqrt{2}} [e^\mu(1) - ie^\mu(2)] \\ e_{Right}^\mu &= \frac{1}{\sqrt{2}} [e^\mu(1) + ie^\mu(2)] \\ e_{long}^\mu &= e^\mu(3) \end{aligned} \quad (36)$$

On obtient alors la décomposition suivante:

$$\begin{aligned} e^\mu(h = +\frac{1}{2}) &= \frac{e}{\sqrt{Q^2(1-\epsilon)}} \left[\alpha(+)\epsilon_{Right}^\mu + \alpha(-)\epsilon_{Left}^\mu + \frac{\sqrt{Q^2}}{|\vec{q}|} \cos \frac{\theta}{2} e_{long}^\mu \right] \\ e^\mu(h = -\frac{1}{2}) &= \frac{e}{\sqrt{Q^2(1-\epsilon)}} \left[\alpha(-)\epsilon_{Right}^\mu + \alpha(+)\epsilon_{Left}^\mu + \frac{\sqrt{Q^2}}{|\vec{q}|} \cos \frac{\theta}{2} e_{long}^\mu \right] \end{aligned} \quad (37)$$

avec:

$$\alpha(\pm) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{1+\epsilon} \pm \sqrt{1-\epsilon} \right] \quad (38)$$

On peut définir le taux de polarisation circulaire ϵ_c par:

$$\epsilon_c = \frac{|\epsilon_\mu e_{Right}^\mu|^2 - |\epsilon_\mu e_{Left}^\mu|^2}{|\epsilon_\mu e_{Right}^\mu|^2 + |\epsilon_\mu e_{Left}^\mu|^2} \quad (39)$$

3.2.4 décomposition Transverse-Longitudinale de la section efficace . Flux de photons virtuels et section efficace d'absorption de photon virtuel.

On rappelle que $|T_{fi}|^2$ est de la forme : $\epsilon^\mu \epsilon^{\nu*} W_{\mu\nu}$, avec ϵ^μ donné par l'équation (37). Dans cette double sommation vont donc apparaître des termes produits portant sur des

polarisations de photon différentes, ce que l'on indique par un double label sur le tenseur hadronique: R,L,l (= Right, Left, longitudinal).

- $W_{RR}, W_{LL}, W_{ll} =$ termes purs.
- $W_{RL}, W_{RI}, W_{LI} =$ termes croisés.

On traite le cas d'un faisceau d'électrons non polarisé. La quantité à calculer est :

$$|T_{fi}|^2_{\text{non polarisé}} = \frac{1}{2} \left[|T_{fi}(h = +\frac{1}{2})|^2 + |T_{fi}(h = -\frac{1}{2})|^2 \right] \quad (40)$$

pour laquelle on obtient l'expression suivante:

$$|T_{fi}|^2 = \frac{e^2}{Q^2(1-\epsilon)} \times \left[W_{RR} + W_{LL} + 2\epsilon W_{ll} + \epsilon W_{RL} + \sqrt{\epsilon(1+\epsilon)}(W_{RI} + W_{LI}) \right] \quad (41)$$

On peut alors mettre l'équation (26) sous la forme :

$$d\sigma = \left[v_{pq} \frac{n(q)}{n(k)} \frac{d^3\vec{k}'}{n(k')} \frac{2e^2}{Q^2} \frac{1}{1-\epsilon} \right] \times \left[\frac{(2\pi)^{10}}{n(p)n(q)} \frac{1}{v_{pq}} \delta^4(q+p-p') \prod_j \frac{d^3\vec{p}_j}{n(p_j)} \left(\frac{W_{RR} + W_{LL}}{2} + \epsilon W_{ll} + \dots \right) \right] \quad (42)$$

L'intérêt de cette écriture est de factoriser le sous-processus d'interaction photon-cible:

- le 2^{ème} crochet = la section efficace différentielle d'absorption de photon virtuel, correspondant au sous-processus : $\gamma^* + \text{cible} \rightarrow \text{hadrons}$.
- le 1^{er} crochet = "facteur de flux" associé; c'est ainsi qu'apparaît la notion de flux de photons virtuels.

On a introduit v_{pq} , la vitesse relative de q (photon virtuel) et p (cible) dans le labo, pour la raison suivante. La quantité $n(p)n(q)v_{pq}$ du 2^e crochet étant invariante par boost le long de \vec{q} , on peut donc calculer tout le 2^e crochet dans le c.m. $\gamma^* - \text{cible}$; et calculer le 1^{er} crochet dans le labo, où $v_{pq} = |\vec{q}|/q_0$.

En utilisant : $\alpha = e^2/4\pi$, et $d^3\vec{k}' = (k'_0)^2 dk'_0 d\Omega$, le premier crochet de l'équation (42) se réécrit:

$$\left[v_{pq} \frac{n(q)}{n(k)} \frac{d^3\vec{k}'}{n(k')} \frac{2e^2}{Q^2} \frac{1}{1-\epsilon} \right] = (dk'_0 d\Omega) \times \Gamma_v \quad (43)$$

Γ_v est appelé flux de photons virtuels, et vaut:

$$\Gamma_v = \left[\frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{k'_0}{k_0} \frac{|\vec{q}|}{Q^2} \frac{1}{1-\epsilon} \right] \quad (44)$$

Cette écriture correspond à la convention de Gilman (cf.réf. [9]). Il reste néanmoins un arbitraire dans l'écriture de ce flux, dû à la façon dont on identifie le 2^e crochet de (42) à une section efficace quand on passe à la limite du photon réel. Une autre écriture correspond à la convention de Hand [9]) :

$$\Gamma_v = \left[\frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{k'_0}{k_0} \frac{\tilde{q}_0}{Q^2} \frac{1}{1-\epsilon} \right] \quad (44 - b)$$

où \tilde{q}_0 vaut l'énergie du photon réel qui donnerait le même état final hadronique P' que celui de la figure 6. Les relations cinématiques donnent : $\tilde{q}_0 = q_0 - (Q^2/2M)$, où M est la masse de la cible.

Dans le deuxième crochet de l'équation (42), on notera que:

- le terme en $(W_{RR} + W_{LL})$ donne la section efficace σ_T d'absorption de photons virtuels de polarisation transverse;
- le terme en W_{ll} donne la section efficace σ_l d'absorption de photons longitudinaux;
- les termes en W_{RL}, W_{Rl}, W_{Ll} donnent les "sections efficaces" d'interférence transverse-transverse σ_{TT} et longitudinale-transverse σ_{Tl} , qui peuvent être négatives.

L'équation (42) se réécrit alors sous la forme usuelle:

$$\frac{d^2\sigma}{dk'_0 d\Omega} = \Gamma_v \times \left[\sigma_T + \epsilon\sigma_l + (\text{termes d'interf.}) \right] \quad (45)$$

3.3 Cas du photon réel

Le formalisme précédent a l'avantage d'établir le parallèle naturel entre les sections efficaces d'absorption de photon virtuel et de photon réel. En effet, à la limite du photon réel ($Q^2 \rightarrow 0$) on aura:

$$\begin{aligned} \sigma_T &\rightarrow \sigma_{tot}(\gamma + cible) = \text{sect. eff. totale d'absorption de photon réel} \\ \sigma_l &\rightarrow 0 \\ \sigma_{interf.} &\rightarrow 0 \end{aligned} \quad (46)$$

3.4 Différents cas de diffusion d'électrons

Le formalisme introduit est très général, valable quel que soit le type de diffusion à condition que le faisceau ne soit pas polarisé (sinon il faut reprendre le calcul à partir de l'équation 40). On examine ci-dessous les conséquences dans des cas particuliers.

3.4.1 électroproduction d'une particule

On se place dans le cas où l'on détecte l'électron diffusé et au moins une autre particule. On suppose de plus que toutes les particules de l'état final hadronique ($\vec{p}_1, \vec{p}_2, \dots, \vec{p}_n$ de la figure 6) sont coplanaires. Elles définissent ainsi le plan hadronique, qui fait l'angle Φ

avec le plan (\vec{k}, \vec{k}') des électrons. Un exemple typique est la réaction d'électroproduction de pion dans la voie exclusive: $ep \rightarrow en\pi^+$ (pour $n = 2$). Dans l'équation (45) on peut montrer que la dépendance en Φ devient alors explicite, sous la forme:

$$\frac{d^3\sigma}{dk'_0 d\Omega d\Omega_\pi} = \Gamma_\nu \times \left[d\sigma_T + \epsilon d\sigma_l + \epsilon \cos(2\Phi) d\sigma_{TT} + \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} \cos \Phi d\sigma_{Tl} \right] \quad (47)$$

(cf. par exemple référence [3]). Cette formule s'étend aussi au cas plus général de production semi-inclusive (i.e. $n > 2$) d'une particule H. Même si tous les hadrons finals ne sont pas émis dans un seul plan, on définit le plan hadronique (\vec{q}, \vec{p}_H) , et l'angle azimuthal de production de H. La section efficace $d\sigma/dE'd\Omega_e d^3\vec{p}_H d\Omega_H$ se décompose de manière identique à (47) (cf. cours VB §2.3).

3.4.2 Cas sans dépendance azimuthale

Dans de nombreux cas de diffusion d'électrons, l'angle Φ précédemment défini à partir des hadrons finals n'existe pas:

- soit aucun hadron n'est détecté: il s'agit de la diffusion inclusive (e, e').
- soit un seul hadron est produit: il s'agit de la diffusion élastique électron-nucléon ou électron-noyau.
- soit on produit une particule strictement au seuil; elle est alors émise dans la direction du photon virtuel.

Dans ces différents cas la section efficace ne peut pas dépendre de Φ (il y a symétrie autour de l'axe \vec{q}), ce qui impose que les termes d'interférence soient nuls: $d\sigma_{TT} = d\sigma_{Tl} = 0$. Seulent restent les contributions transverse et longitudinale:

$$d\sigma = \Gamma_\nu \times \left[d\sigma_T + \epsilon d\sigma_l \right] \quad (48)$$

3.4.3 formule de Rosenbluth. séparation transverse-longitudinale

Compte-tenu de l'expression (34) donnant le taux de polarisation ϵ , on peut réécrire (48) sous la forme:

$$\begin{aligned} d\sigma &= \left[\Gamma_\nu \epsilon \right] \times \left[(d\sigma_l + d\sigma_T) + \left(2 \frac{\vec{q}^2}{Q^2} d\sigma_T \right) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] \\ \Rightarrow d\sigma &= \left[\Gamma_\nu \epsilon \right] \times \left[A + B \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] \end{aligned} \quad (49)$$

Les équations (48) et (49) sont deux versions équivalentes de la formule dite de Rosenbluth, exprimant que la section efficace ne contient que deux inconnues physiques: $d\sigma_T$ et $d\sigma_l$, ou A et B . Ces inconnues sont:

- les sections efficaces d'absorption de photon virtuel dans le cas d'électroproduction d'une particule;

- les facteurs de forme dans le cas élastique;
- les fonctions de structure dans le cas inélastique inclusif.

Le but d'une séparation transverse-longitudinale (ou "de Rosenbluth") est de déterminer ces deux inconnues physiques, à même transfert (\vec{q}, q^0), c'est-à-dire pour la même cinématique de l'interaction entre le photon virtuel et la cible.

La procédure expérimentale est la suivante: on mesure $d\sigma$ pour deux cinématiques différentes, pour lesquelles ϵ varie (ou l'angle de diffusion θ varie) mais pas le transfert (\vec{q}, q^0). On joue pour cela sur la cinématique des électrons incident et diffusé. Un fit linéaire d'après la formule (48) ou (49) permet alors d'extraire les 2 inconnues.

Voici par exemple un choix de deux cinématiques de diffusion permettant d'effectuer une telle séparation:

	cinématique I	cinématique II
énergie incidente	15 GeV	6 GeV
énergie diffusée	10 GeV	1 GeV
angle de diffusion	5°	25°
taux de polarisation ϵ	0.92	0.30
transfert d'énergie q_0	5 GeV	5 GeV
transfert d'impulsion \vec{q}	5.1 GeV/c	5.1 GeV/c
quadransfert Q^2	1.1 GeV ²	1.1 GeV ²

4 SECTIONS EFFICACES DE DIFFUSION D'ELECTRONS: FACTEURS DE FORME ET FONCTIONS DE STRUCTURE

Dans cette partie du cours on traite :

- de la diffusion élastique $e - \mu$;
- de la diffusion élastique d'électrons sur le nucléon et le noyau;
- de la diffusion inclusive inélastique et profondément inélastique (DIS ou Deep Inelastic Scattering). A haute énergie, les formules seront utilisables aussi pour un faisceau de muons (notamment paragraphes 4.4 à 4.6).

Cette physique -DIS notamment- est devenue un domaine de recherche majeur depuis une vingtaine d'années, révélant la structure partonique du nucléon. En conséquence, le sujet est très bien traité dans nombre d'ouvrages de physique des hautes énergies ([9], [7]) auxquels je renvoie, en particulier pour tout ce qui concerne l'interprétation physique des résultats.

Le présent chapitre est plutôt conçu comme un résumé-formulaire (non exhaustif) et suit l'organisation traditionnelle par niveau de complexité croissant. On se place toujours dans le cas non-polarisé, sauf au paragraphe 4.6.

4.1 Diffusion élastique $e\mu \rightarrow e\mu$

Il s'agit d'un cas d'école, le plus simple: la diffusion entre deux particules de Dirac, i.e. ponctuelles et de spin 1/2. Le processus est entièrement calculable par l'ElectroDynamique Quantique. Reprenant la formule (30), nous sommes dans le cas où les courants j^μ et J^μ ont exactement la même forme, d'où l'écriture des deux tenseurs, avec les notations de la figure 9:

$$\begin{aligned} L^{\mu\nu}(\text{électron}) &= e^2 \frac{1}{2} \sum_{h_e} (\bar{U}(\vec{k}', h_e) \gamma^\mu U(\vec{k}, h_e)) (\bar{U}(\vec{k}', h_e) \gamma^\nu U(\vec{k}, h_e))^* \\ W_{\mu\nu}(\text{muon}) &= e^2 \frac{1}{2} \sum_{h_\mu} (\bar{U}(\vec{p}', h_\mu) \gamma_\mu U(\vec{p}, h_\mu)) (\bar{U}(\vec{p}', h_\mu) \gamma_\nu U(\vec{p}, h_\mu))^* \end{aligned} \quad (50)$$

(on a utilisé la conservation de l'hélicité du muon à haute énergie, comme pour l'électron). Le calcul utilise les propriétés des matrices γ et de leurs traces. On trouve:

$$L^{\mu\nu}(\text{électron}) = 2e^2 [k'^\mu k^\nu + k'^\nu k^\mu - g^{\mu\nu}(k \cdot k' - m_e^2)] \quad (51)$$

$$\Rightarrow |T_{fi}|^2 = \frac{8e^4}{Q^4} [(k' \cdot p')(k \cdot p) + (k' \cdot p)(k \cdot p') - m_\mu^2 k \cdot k'] \quad (52)$$

(en négligeant m_e). On adopte les notations habituelles dans le système du laboratoire: $k_0 = E$, $k'_0 = E'$, θ = angle de diffusion. L'état final est décrit par une seule variable indépendante, par exemple θ (ou Q^2 , ou E' , ...; cf. cours VB §2.1). On intègre donc l'espace de phase de l'équation (26) de manière à ne garder qu'une variable. On trouve:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{labo}} = \left(\frac{\alpha^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \right) \times \frac{E'}{E} \times \left(1 + \frac{Q^2}{2m_\mu^2} \tan^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (53)$$

La première parenthèse est la section efficace de Mott, correspondant à la diffusion d'une particule ponctuelle de spin 1/2 sur une cible ponctuelle sans spin et de masse infinie. Le terme en E'/E prend en compte le recul de la cible, ou encore sa masse finie. Le terme en $\tan^2(\theta/2)$ prend en compte le spin 1/2 de la cible, ou plus exactement est le terme d'interaction avec le moment magnétique de spin de la cible ($\vec{\mu} = \frac{-e}{2m} \vec{\sigma}$).

Deux remarques:

- la section efficace est extrêmement piquée à petit angle, à cause de $\sigma_{Mott} \sim \theta^{-4}$. C'est une caractéristique générale de toutes les sections efficaces de diffusion d'électrons.
- on retrouve le comportement, également général, en $A + B \tan^2(\theta/2)$ de l'équation (49), dû à l'hypothèse d'échange d'un seul photon virtuel. Nous y reviendrons encore par la suite.

4.2 Diffusion élastique électron-nucléon

Ce cas ne diffère du précédent que par:

- le caractère non ponctuel de la cible, cf figure 10. D'où l'introduction des facteurs de forme (élastiques) F_1 , F_2 du nucléon au couplage γ^* -cible, traduisant l'extension spatiale de la distribution de charge électromagnétique à l'intérieur de l'objet sondé. Ces quantités ne dépendent que d'une variable, Q^2 , pour la même raison qu'au paragraphe précédent.
- la masse de la cible, $M_N \sim 1$ GeV, non négligeable sauf à très haute énergie. La conservation de l'hélicité (cf. paragraphe 1.5) ne s'applique donc pas en général au nucléon.

Le courant hadronique J^μ a la structure d'un "courant de Dirac", aux différences près mentionnées ci-dessus. En utilisant des propriétés générales d'invariance, il s'écrit :

$$J^\mu = e\bar{U}(\vec{p}', h') \left[F_1(Q^2)\gamma^\mu + \frac{\kappa}{2M_N} F_2(Q^2) i\sigma^{\mu\nu} q^\nu \right] U(\vec{p}, h) \quad (54)$$

Seul le premier terme, en F_1 , conserve l'hélicité du nucléon. κ est le moment magnétique anormal du nucléon. La contraction des tenseurs $L^{\mu\nu}$ et $W_{\mu\nu}$ mène alors à la forme classique de Rosenbluth pour la section efficace:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{labo}} = \sigma_{Mott} \times \frac{E'}{E} \times \left[(F_1^2 + \frac{\kappa^2 Q^2}{4M_N^2} F_2^2) + \frac{Q^2}{2M_N^2} (F_1 + \kappa F_2)^2 \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (55)$$

On rappelle les normalisations: pour le proton, $F_1(0) = F_2(0) = 1$, $\kappa = 1.79$; pour le neutron, $F_1(0) = 0$, $F_2(0) = 1$, $\kappa = -1.91$. On introduit les facteurs de forme électrique et magnétique G_E, G_M :

$$\begin{aligned} F_1(Q^2) + \kappa F_2(Q^2) &= G_M(Q^2) \\ F_1(Q^2) - \kappa \tau F_2(Q^2) &= G_E(Q^2) \\ \tau &= \frac{Q^2}{4M_N^2} \end{aligned} \quad (56)$$

La section efficace s'écrit alors:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{labo}} = \sigma_{Mott} \times \frac{E'}{E} \times \left[\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2 \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (57)$$

Les facteurs de forme ont été mesurés, par la méthode de la droite de Rosenbluth comme expliqué au paragraphe 3.4.3. Leur dépendance en Q^2 est bien paramétrisée par une forme dipolaire (cf. figure 11; comportement en Q^{-4} à grand Q^2).

4.3 Diffusion élastique électron-noyau

Comme au paragraphe précédent, la section efficace est de la forme:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{labo}} = \sigma_{Mott} \times \frac{E'}{E} \times \left[A(Q^2) + B(Q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (58)$$

Figure 9: diffusion élastique $e - \mu$.

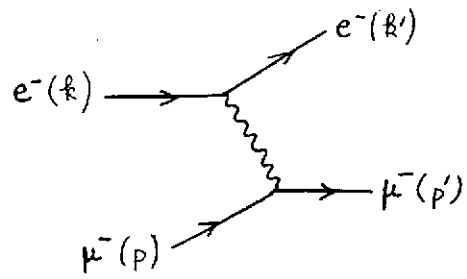


Figure 10: diffusion élastique e -nucléon.

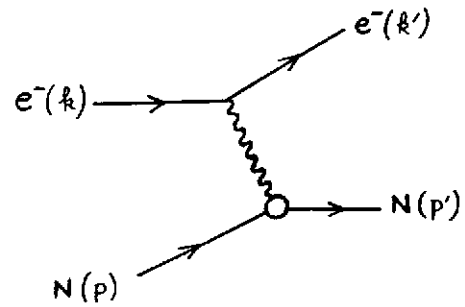


Figure 11: facteurs de forme élastiques du proton (tiré de [7]) ($\mu = 1 + \kappa$).

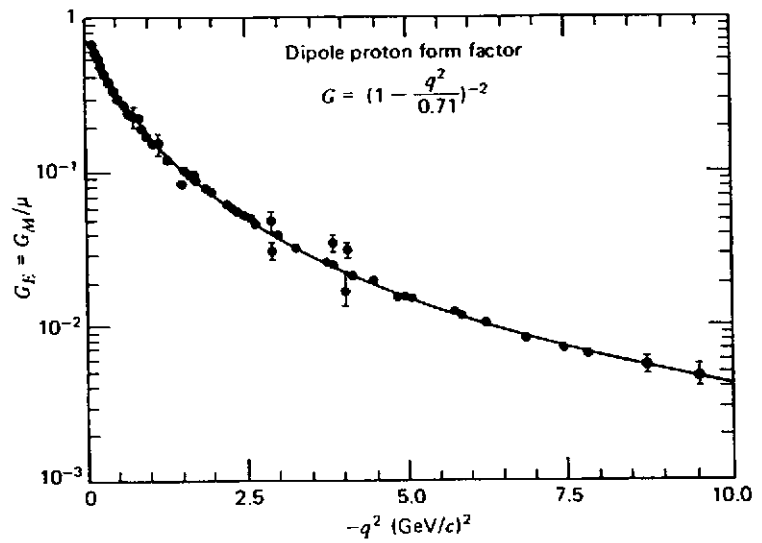
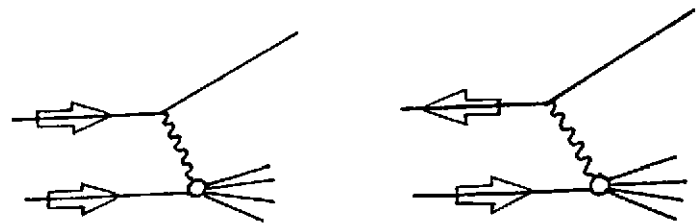


Figure 13: diffusion inélastique avec faisceau et cible polarisés.



où on a remplacé α par $Z\alpha$ dans σ_{Mott} , et les facteurs de forme élastiques du nucléon par ceux du noyau.

Pour un noyau de spin 1/2, il y a deux facteurs de forme G_E, G_M , et l'expression (57) est valable. Pour un noyau de spin 1 (tel que le deutérium) il y a trois facteurs de forme: de charge G_C , dipolaire magnétique G_M , et quadrupolaire électrique G_Q , dont la combinaison dans $A(Q^2), B(Q^2)$ est donnée par exemple dans la référence [6]. Dans ce cas il faut faire des expériences avec polarisation pour extraire les trois facteurs de forme.

4.4 Diffusion inélastique inclusive sur le nucléon $N(e, e')X$ (D.I.S.)

Dans ce cas, la forme du courant hadronique J^μ est inconnue, l'état $|X\rangle$ correspondant à de multiples états finals, non observés (cf. figure 6). Le tenseur hadronique $W_{\mu\nu}$ est construit de manière à satisfaire aux principes généraux, et ne contient finalement que deux inconnues, comme dans le cas élastique. Ce sont les fonctions de structure du nucléon W_1, W_2 , équivalentes inélastique des facteurs de forme F_1, F_2 ; mais elles dépendent cette fois de deux variables, par exemple Q^2 et $q_0 = E - E' = \nu$. En effet, dans le cas élastique le transfert d'impulsion et le transfert d'énergie portés par le photon virtuel sont liés (ce qui revient à imposer $x_{Bjorken} = 1$), alors que dans le cas inélastique ils sont découplés ($x_{Bjorken} < 1$), et l'interaction γ^* -cible dépend à la fois de ν et Q^2 .

On obtient la forme de Rosenbluth pour la section efficace:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE'_{labo}} = \sigma_{Mott} \left[W_2(\nu, Q^2) + 2W_1(\nu, Q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (59)$$

ou encore la décomposition équivalente en contributions transverse et longitudinale:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE'_{labo}} = \Gamma_\nu \times \left[\sigma_T + \epsilon \sigma_l \right] \quad (60)$$

en ayant posé:

$$W_1 = \frac{\tilde{q}_0}{4\pi^2\alpha} \sigma_T \quad , \quad W_2 = \frac{\tilde{q}_0}{4\pi^2\alpha} \frac{Q^2}{\tilde{q}^2} (\sigma_T + \sigma_l)$$

et en utilisant la relation existant entre σ_{Mott} et le flux de photons virtuels de l'équation (44-b) :

$$\Gamma_\nu = \sigma_{Mott} \frac{\tilde{q}_0}{4\pi^2\alpha} \frac{Q^2}{\tilde{q}^2} \frac{1}{\epsilon} \quad (61)$$

Pour résumer en quelques mots les acquis de ce domaine de physique:

Expérimentalement, on a observé que les fonctions de structure $W_1, \nu W_2$ ne décroissent pratiquement pas avec Q^2 (à x fixé; cf. figure 12). Bjorken avait prédit ce comportement (notion de "scaling") et ce fut le point de départ pour l'interprétation du processus en termes de diffusion sur des partons ponctuels à l'intérieur du nucléon. Enfin, Feynman a établi dans la limite du scaling les relations qui lient les observables (les W) aux fonctions de distribution des quarks. La variable x de Bjorken joue un rôle central dans cette physique (cf. cours VB §2.5).

Figure 12: Fonctions de structure du proton en D.I.S.
(tiré de [9])

Fig. 12.11. Scaling behaviour of electromagnetic structure function νW_2 at various ω values. There is virtually no variation with Q^2 . (From Panofsky, 1968.)

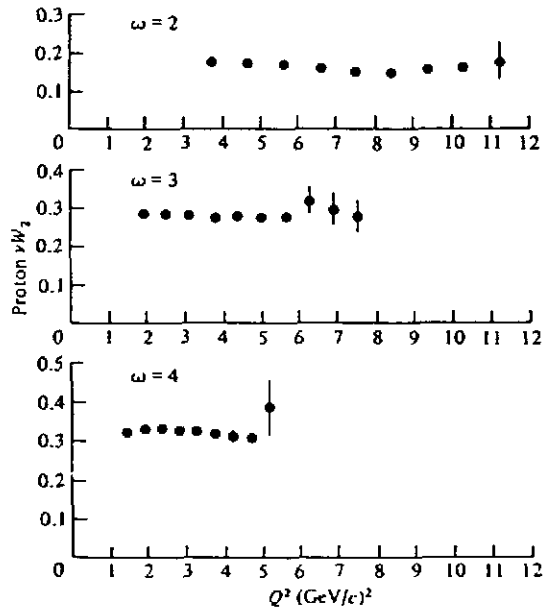
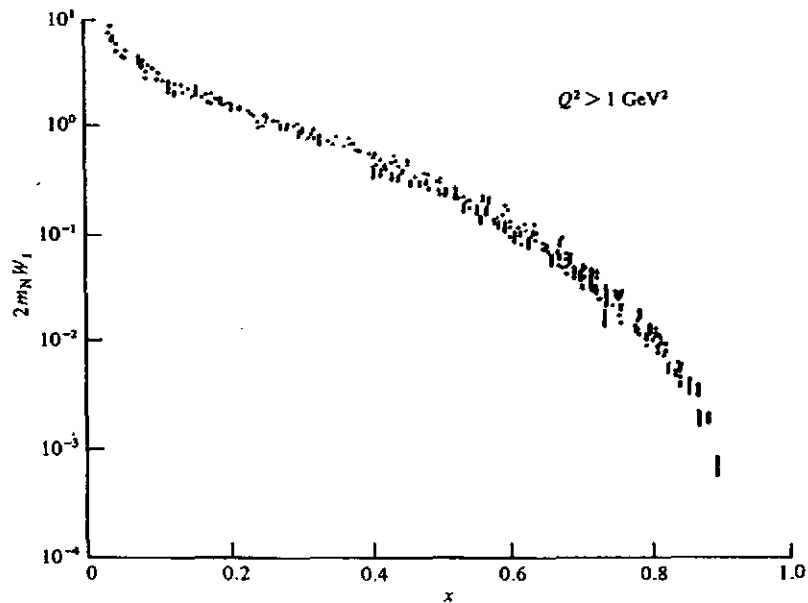


Fig. 12.12. Scaling behaviour of electromagnetic structure function $2m_N W_1$. Almost no Q^2 dependence is visible. (From Panofsky, 1968.)



Enfin, en opérant le changement de variables suivant:

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad , \quad y = \frac{E - E'}{E} \quad (\nu = E - E')$$

et en adoptant la notation des fonctions de structure à la limite de Bjorken ($Q^2 \rightarrow \infty, \nu \rightarrow \infty, x$ fixé) :

$$\nu W_2(\nu, Q^2) \mapsto F_2(x) \quad , \quad MW_1(\nu, Q^2) \mapsto F_1(x)$$

la formule (59) se réécrit:

$$\frac{d\sigma}{dx dy_{labo}} = \frac{1}{ME} \frac{2\pi\alpha^2}{x^2 y^2} \left[(xy^2)F_1 + \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E}\right)F_2 \right] \quad (62)$$

(cf. cours de G.Smadja).

4.5 Sections efficaces inélastiques sur le noyau

4.5.1 Diffusion inclusive $A(e, e')X$

Le formalisme est le même qu'au paragraphe précédent (avec $\alpha \rightarrow Z\alpha$ dans σ_{Mott}); mais la terminologie peut varier suivant les régions étudiées en énergie.

- dans la région en énergie diffusée correspondant au pic quasi-élastique ou à la résonance delta (cf. cours VB §2.6) on utilise les fonctions de réponse nucléaires transverse et longitudinale R_T, R_L qui sont proportionnelles à σ_T, σ_L ([11]).
- dans la région du "deep inelastic" on utilise les fonctions de structure nucléaires $W_{1,2}^A(\nu, Q^2)$ (ou $F_{1,2}^A(x)$ qui en sont la limite dans l'approximation de scaling). On en tire les fonctions de structure du nucléon dans un noyau :

$$F_{1,2}^N(A) = \frac{1}{A} F_{1,2}^A \quad (63)$$

pour chaque valeur de $x_{Bjorken}$. Notamment, l'étude du rapport : $F_2^N(\text{Fe})/F_2^N(\text{D})$ a mis en évidence les effets du milieu nucléaire ("effet EMC").

4.5.2 Sections efficaces semi-inclusives sur un noyau

L'exemple le plus étudié est la diffusion $A(e, e')A-1$ dans la région quasi-élastique, avec détection du proton (cf. cours VB §2.3). On ne donne ici que l'expression la plus simple de la section efficace:

$$\frac{d^6\sigma}{d^3\vec{k}' d^3\vec{p}'} = [K] \times \left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(ep \rightarrow ep) \right] \times [S(E_m, \vec{p}_m)] \quad (64)$$

où K est un facteur purement cinématique. Cette écriture a l'avantage de factoriser la partie de diffusion élastique sur le proton -hors couche- (2^e crochet), de l'interaction proton-noyau (3^e crochet) caractérisée par la fonction spectrale $S(E_m, \vec{p}_m)$. Cette dernière représente la probabilité d'extraire du noyau A un proton d'impulsion initiale \vec{p}_m en laissant le noyau résiduel $A-1$ dans un état d'excitation E_m .

Cette factorisation n'est qu'une approximation; on trouvera plus de développements dans les références [12], [14], [2].

4.6 Fonctions de structure polarisées

On introduit ici le formalisme de la diffusion profondément inélastique inclusive lorsqu'on dispose d'un faisceau d'électrons polarisés et d'une cible polarisée. Ce formalisme est utilisé pour extraire les fonctions de structure du nucléon dans des expériences du type $\vec{N}(\vec{e}, e')X$, entreprises depuis une dizaine d'années (cf. le cours de J. Martino, consacré entièrement à ce sujet).

Lorsque l'on calcule le tenseur leptonique $L^{\mu\nu}$ en sommant sur les états de spin, cf. équation (50), le résultat est symétrique en μ, ν , cf. équation (51); idem pour $W_{\mu\nu}$. Lorsqu'on ne somme plus sur les spins, ce n'est plus vrai. Chaque tenseur possède une partie antisymétrique :

$$\begin{aligned} L^{\mu\nu} &= \dot{L}^{\mu\nu}(S) + iL^{\mu\nu}(A) \\ W_{\mu\nu} &= W_{\mu\nu}(S) + iW_{\mu\nu}(A) \end{aligned} \quad (65)$$

On renvoie p.ex. à la référence [9] pour les expressions détaillées dans le cas le plus courant: électrons polarisés longitudinalement, et orientation longitudinale ou transverse du spin de la cible. Dans la contraction des deux tenseurs on aura alors, en plus du terme non-polarisé habituel, un terme en $L^{\mu\nu}(A)W_{\mu\nu}(A)$. Cette partie contient deux nouvelles fonctions de structure G_1, G_2 appelées fonctions de structure polarisées, ou fonctions de structure en spin du nucléon, objet de l'étude.

Remarque:

G_1 et G_2 n'apparaissent que si cible et faisceau sont simultanément polarisés. Si seul le faisceau est polarisé, dans les équations (65) seul $L^{\mu\nu}$ possède une partie antisymétrique. Celle-ci n'a donc pas de contribution dans la contraction des deux tenseurs -pour ce qui est de l'interaction purement électromagnétique- et on se retrouve dans le cas du paragraphe 4.4. Par contre, si seul le faisceau est polarisé, on peut mesurer une asymétrie due à l'échange d'un Z^0 . En effet le terme antisymétrique dans $L^{\mu\nu}$ trouvera un analogue dans $W_{\mu\nu}$ de par la nature du couplage $V - A$ de l'interaction faible. Il s'agit d'expériences (e, e') de violation de parité.

Revenons au cas électromagnétique, p.ex. celui de la figure 13 : polarisations longitudinales de la cible et du faisceau. La section efficace s'écrit alors:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\vec{e}\vec{N} \rightarrow e'X)}{d\Omega dE'} \Big|_{\text{labo}} &= \sigma_{Mott} \left[W_2(\nu, Q^2) + 2W_1(\nu, Q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right. \\ &\left. + 2 \tan^2 \frac{\theta}{2} (E + E' \cos \theta) M G_1(\nu, Q^2) - 2Q^2 \tan^2 \frac{\theta}{2} G_2(\nu, Q^2) \right] \end{aligned} \quad (66)$$

Les deux derniers termes changent de signe lorsque la polarisation de la cible passe de la direction parallèle (\rightarrow) à antiparallèle (\leftarrow) au faisceau. On extrait donc G_1, G_2 typiquement par une mesure d'asymétrie:

$$A = \frac{d\sigma(\rightarrow) - d\sigma(\leftarrow)}{d\sigma(\rightarrow) + d\sigma(\leftarrow)} \quad (67)$$

5 ANNEXES

Dans le cadre de ce cours, deux sujets ont été abordés de manière annexe durant l'Ecole. Il s'agit: 1) du modèle à dominance vectorielle [16], et 2) des corrections radiatives [15].

Le modèle à dominance vectorielle (VDM) traite du comportement "hadronique" du photon. Cette approche phénoménologique décrit bien l'interaction de photons réels de haute énergie avec un noyau. On peut se poser la question de savoir si une telle approche "interfère" ou non avec la description QED du photon virtuel de diffusion d'électrons, telle qu'elle a été donnée dans ce cours. Le principal élément de réponse consiste à dire qu'à grand Q^2 , ce photon virtuel est cinématiquement très loin d'un état de méson vecteur sur couche de masse, ce qui ne lui laisse qu'une très faible probabilité d'interagir avec le noyau par un mécanisme du genre VDM.

Le traitement des corrections radiatives à la diffusion d'électrons mériterait un cours entier pour être utilisable efficacement. Néanmoins un aperçu à la fois synthétique et complet a été donné par Seon-Ho Choi dans le cadre des "séminaires Jeunes"; ses transparents sont joints intégralement.

Enfin, ce cours ne prétend pas être exhaustif. On trouvera des informations et formules complémentaires dans un autre cours récent sur la diffusion d'électrons: celui de la référence [10]. Un autre cours complet sur le sujet est également en préparation [5].

Je tiens à remercier deux collègues qui ont aidé à maintenir à un niveau tolérable le nombre d'inezzactitudes contenues dans ce document. Merci d'abord à Pierre Guichon pour son aide irremplaçable dans la préparation de ce cours (et les corrections!). Merci aussi à Xavier Artru pour ses remarques attentives durant l'Ecole.

References

- [1] J.Bjorken, S.Drell: Relativistic Quantum Mechanics, Mc-Graw-Hill, New York (1964)
- [2] C.Ciofi degli Atti: High energy electron scattering and the structure of hadronic systems, in: Proceedings of the Workshop 'Hadronic Physics with MultiGeV Electrons', Les Houches (1990), 1991 Nova Science Publ.
- [3] G.Cochard, Modèle isobarique pour l'électroproduction d'un pion, Thèse d'Etat, Univ. Paris VI (1974)

- [4] P.Guichon: Symétrie Chirale, cours de l'Ecole Joliot-Curie (1986)
- [5] P.Guichon, communication privée.
- [6] M.Gourdin, Nuovo Cim. 28 (1963) 533; 32 (1964) 493.
- [7] F.Halzen, A.Martin: Quarks and Leptons, J.Wiley & Sons, New York (1984)
- [8] L.Landau, E.Lifchitz: Théorie Quantique Relativiste (1972) Editions Mir, Moscou.
- [9] E.Leader, E.Predazzi: Gauge Theories and the 'New Physics', Cambridge Univ. Press (1982)
- [10] J.Martino: An Introduction to Electron Scattering, in: Proceedings of the Workshop 'Hadronic Physics with MultiGeV Electrons', Les Houches (1990), 1991 Nova Science Publ.
- [11] Z.E.Meziani: Fonctions de réponse T et L en diffusion profondément inélastique d'électrons sur les noyaux ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{56}Fe , Thèse d'Etat, Univ. Paris-Sud/Orsay n^o2939 (1984)
- [12] J.Mougey: Réactions $(e, e'p)$ sur ^{12}C et ^{28}Si , Thèse d'Etat, Univ. Paris-Sud/Orsay n^o1684 (1976)
- [13] Particle Properties Data Booklet (1990) North-Holland
- [14] S.Turck: Electrodésintégration du deutérium $^2\text{H}(e, e'p)n$, Thèse d'Etat, Univ. Paris-Sud/Orsay n^o2960 (1985)
- [15] bibliographie sommaire sur corrections radiatives: // C.de Calan, H.Navelet, J.Picard, Note CEA N-2624 (1990) // J.Haissinsky, Rapport LAL 87-19 (1987) // L.Mo, Y.Tsai : Rev.Mod.Phys 41(1969) 205 // Y.Tsai: SLAC-PUB 848 (1971).
- [16] bibliographie sur VDM: // T.Bauer et al, Rev.Mod.Phys. 50 (1978) 261. // Ecole de Gif 1974.

CORRECTION RADIATIVE

Introduction dans le
cadre de QED

Seonho CHOI

DAPHNIA SPHN

CE Saclay

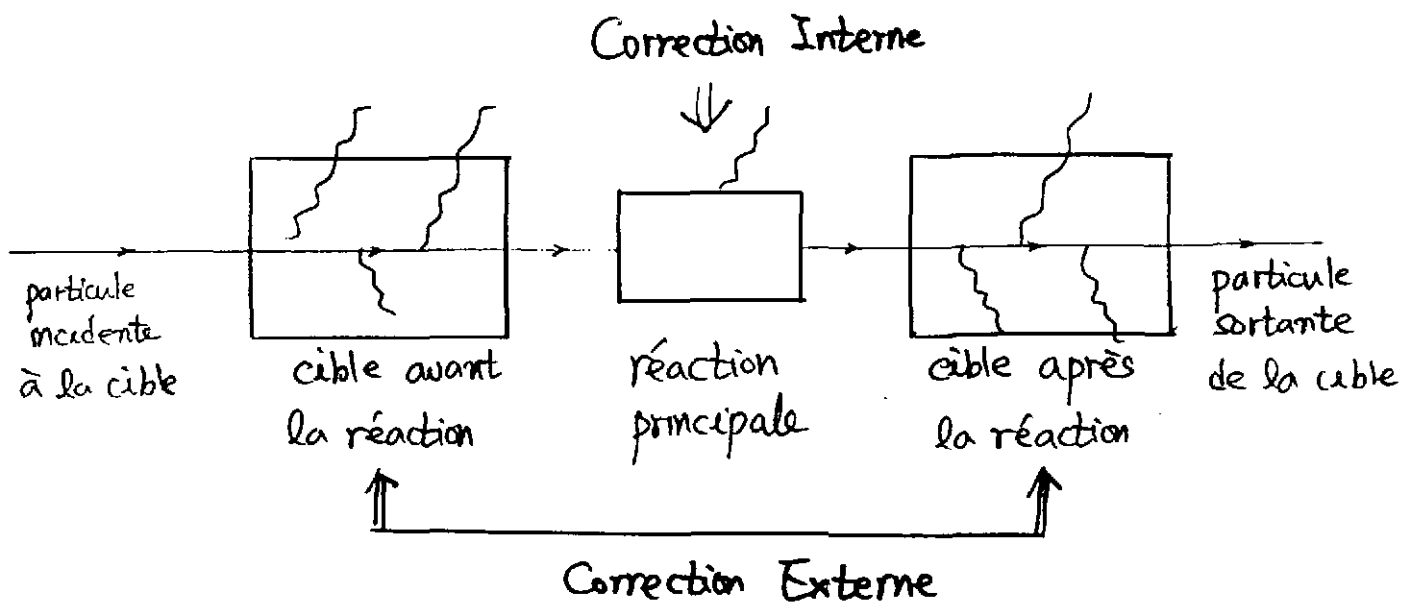
CORRECTION RADIATIVE

Origine : l'émission et/ou l'absorption des photons réels et/ou virtuels qui accompagne tout processus où des charges électriques ou des moments magnétiques subissent des accélérations.

Deux contributions du point de vue expérimentale

externe : l'émission des photons réels sur les noyaux autres que celui qui participe à la réaction principale

interne : l'émission des photons réels et/ou virtuels dans la réaction principale



Quelques définitions utiles de la section efficace

σ_0 : la section efficace de Born que l'on compare avec la théorie

σ_{exp} : la section efficace que l'on mesure dans l'expérience

σ_{eff} : σ_{exp} à la limite d'une cible d'épaisseur zéro

$\sigma_0 \longrightarrow \sigma_{eff}$: Correction radiative interne

$\sigma_{eff} \longrightarrow \sigma_{exp}$: Correction radiative externe

Remarques)

1) la masse de la particule $m \ll E$

2) son spin = $1/2$

Correction radiative externe (Bremsstrahlung externe)

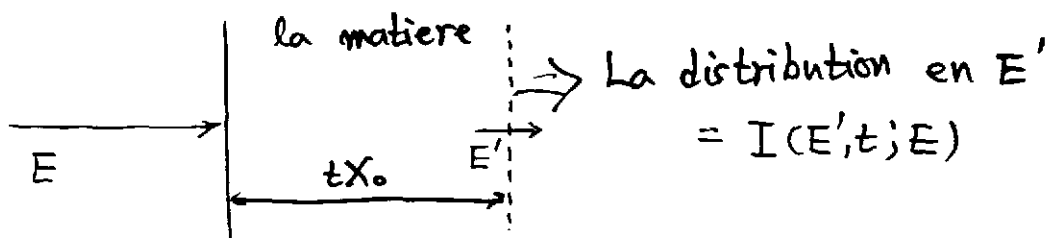
L'émission des photons réels sur le champ électromagnétique des noyaux en négligeant la déviation de la trajectoire

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{A}{N_A X_0} \frac{b}{\omega} \left(1 - \frac{\omega}{E} + \frac{3}{4} \frac{\omega^2}{E^2} \right)$$

X_0 : longueur de radiation de la matière

$$b \simeq 4/3$$

⇒ Fonction de distribution $I(E', t; E)$



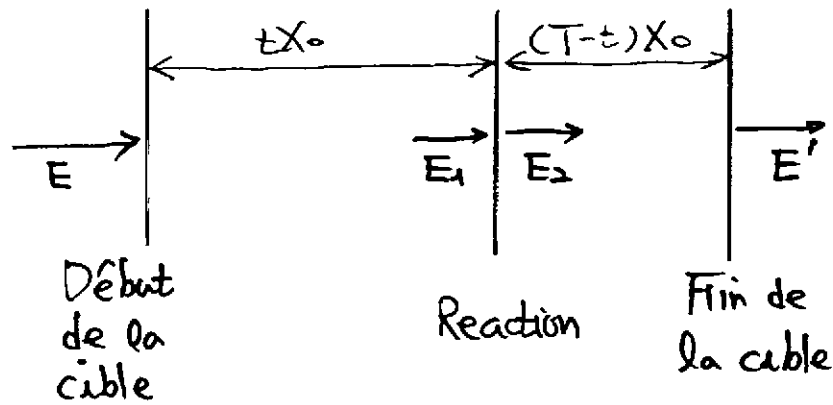
$$\frac{d\sigma}{d\omega} \xrightarrow{\text{Equation de Diffusion}} I(E', t; E)$$

↓ solution approximative

$$I(E', t; E) = \frac{bt}{\Gamma(1+bt)} \left(\frac{\omega}{E} \right)^{bt} \left(1 - \frac{\omega}{E} + \frac{3}{4} \frac{\omega^2}{E^2} \right)$$

Passage de σ_{eff} à σ_{exp} par une convolution

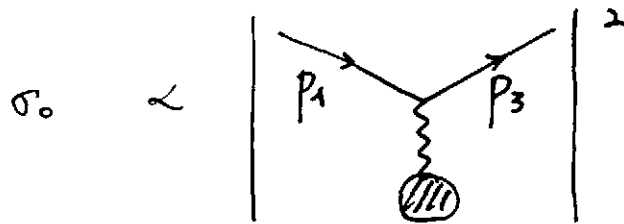
$$\sigma_{\text{exp}} = \int_0^T \frac{dt}{T} \int_{E_{\text{min}}}^E dE_1 \int_{E'}^{E'_{\text{max}}} dE_2 I(E_1, t; E) \sigma_{\text{eff}}(E_1, E_2) I(E', T-t; E_2)$$



L'intégration

- Analytique avec quelques approximations
- Numérique par la méthode de Monté-Carlo

Correction radiative interne



$\sigma_{\text{eff}} \propto$ | diagrammes de Feynman de tous les ordres de α |

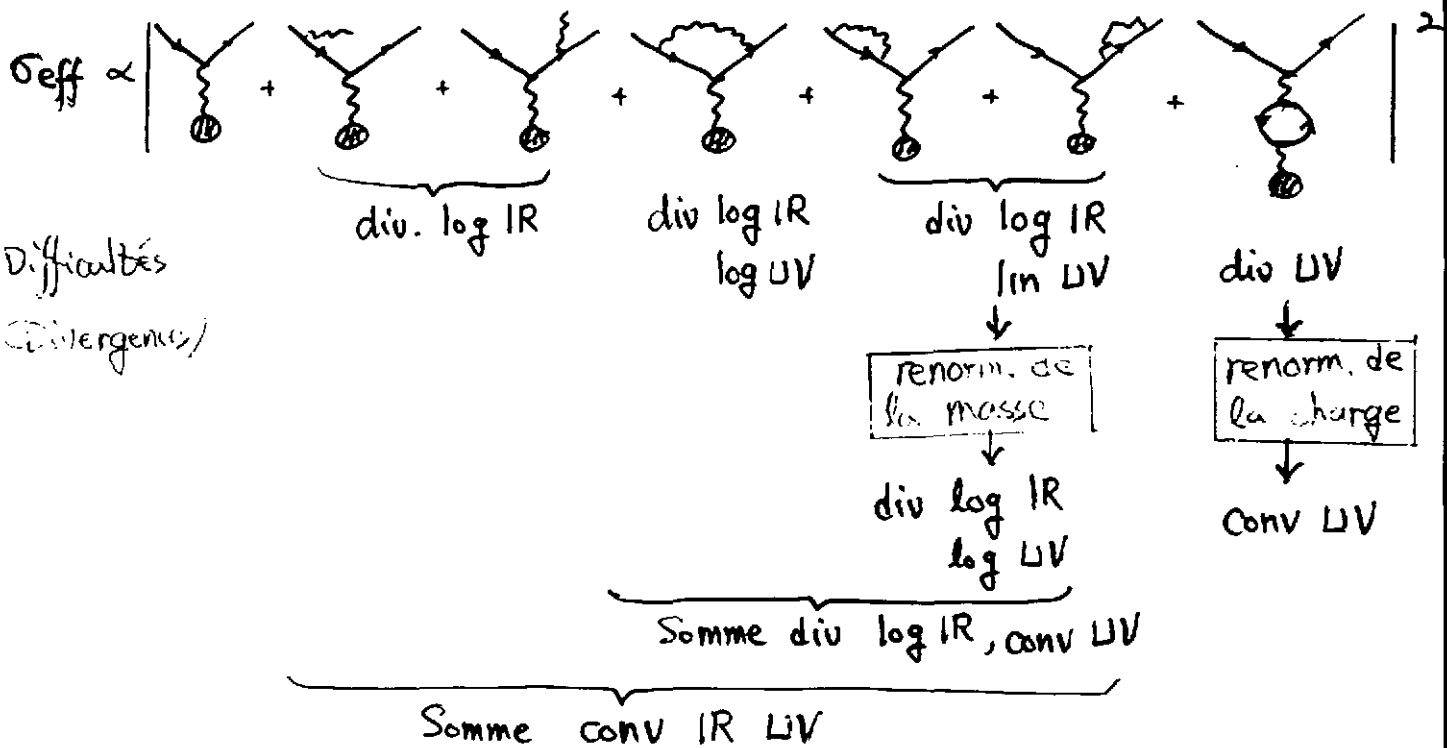
Approximations

i) $\sigma_0(p_1 - k, p_3 + k) \approx \sigma_0(p_1, p_3)$ pour petit k, k'

$\Rightarrow \sigma_{\text{eff}} = (1 + \delta) \sigma_0$

ii) Uniquement des graphs de l'ordre en α^3

iii) Pas de recul de la cible, pas de radiation de la cible



Résultat final de "de Calan, Navelet et Picard" (1992)

$$\delta = \frac{2\alpha}{\pi} \cdot \ln \frac{\Delta E}{E} \left(\ln \frac{q^2}{m^2} - 1 \right) \quad \left. \vphantom{\delta} \right] \rightarrow \delta_{\text{réel}}$$
$$+ \frac{\alpha}{\pi} \left[\frac{13}{6} \ln \frac{q^2}{m^2} - \frac{28}{9} \right] \quad \left. \vphantom{\delta} \right] \rightarrow \delta_{\text{virt}}$$
$$- \frac{\alpha}{\pi} \left[\frac{\pi^2}{6} - \Phi \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} \right) \right] + \frac{\alpha}{\pi}$$

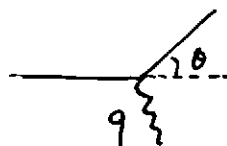
Séparation arbitraire de $\delta_{\text{réel}}$ et δ_{virt}

- Pas de justification théorique
- Pratique pour la simulation

Contribution des photons réels

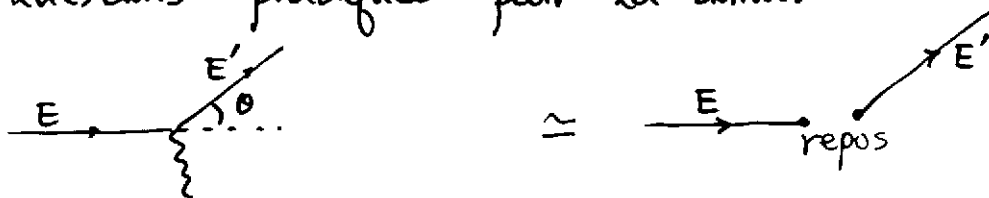
L'approche semi-classique

$$P(\omega) = \left(\frac{\omega}{E}\right)^\nu \frac{\gamma^{-\nu}}{\Gamma(1+\nu)}$$


$$\Rightarrow \nu = \frac{2\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{q^2}{m^2} - 1 \right)$$

$$dP = \frac{\nu}{E^\nu} \frac{\gamma^{-\nu}}{\Gamma(1+\nu)} \omega^{\nu-1} d\omega \quad (\text{valable pour petit } \omega)$$

Questions pratiques pour la simulation



$$\nu_1 = \frac{2\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{2E}{m} - 1 \right)$$

$$\nu_3 = \frac{2\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{2E'}{m} - 1 \right)$$

$$\Rightarrow dP \sim \omega^{(\nu_1 + \nu_3) - 1} \quad \text{comparer à } \omega^{\nu-1}$$

$$\text{Différence } \delta\nu = \frac{2\alpha}{\pi} \left[\ln \left(\sin^2 \frac{\theta}{2} \right) + 1 \right]$$

LES GRANDES LIGNES DU PROGRAMME DE RECHERCHES A CEBAF

Bernard Frois

DAPNIA/SPhN
Centre d'Etudes de Saclay,
91191 Gif sur Yvette, France.

1 INTRODUCTION

Pour comprendre comment est constituée la matière dense des noyaux atomiques, il faut disposer de sondes suffisamment pénétrantes pour "voir" les interactions entre particules au cœur des noyaux. En effet, sans mesures précises et d'interprétation simple, on ne peut espérer dégager une théorie de systèmes si complexes. Depuis le début des années 60, de très nombreux résultats expérimentaux ont mis en évidence les qualités des faisceaux d'électrons, de muons et de neutrinos. Ces particules, les leptons, sont ponctuelles et on connaît parfaitement leur interaction avec les constituants du noyau. Leur interaction est suffisamment faible pour leur permettre de pénétrer au cœur du noyau, sans en perturber de façon significative la structure.

De façon imagée on peut comparer la diffusion de leptons à un microscope dont la résolution spatiale est d'autant meilleure que l'énergie du faisceau est grande. Les faisceaux d'électrons de 500 MeV permettent aux physiciens nucléaires d'étudier la structure des noyaux avec une résolution de l'ordre de 1 fm, c'est à dire de la taille du nucléon. Des électrons d'énergie beaucoup plus élevée, $E > 20$ GeV, ne voient plus le noyau comme un ensemble cohérent, mais comme un nuage de quarks indépendants. Pour des raisons de simplicité, les recherches expérimentales se sont donc séparées en physique nucléaire à basse énergie, et en physique des particules à haute énergie. Entre ces deux domaines se situe une transition où l'on peut voir la transformation progressive des quarks en nucléons. C'est aujourd'hui un domaine de recherches passionnantes qui fait l'objet de l'Ecole Joliot-Curie 1992. Ce cours se propose de présenter le domaine expérimental qui va s'ouvrir avec CEBAF, un nouvel accélérateur d'électrons de 4 GeV à faisceau continu.

Au cours des années 1970-1980, l'étude de la structure nucléaire par diffusion d'électrons s'est concentrée sur la distribution des nucléons et des courants d'échanges mésoniques dans les noyaux. Les résultats expérimentaux ont montré la validité du concept de structure en couches au centre du noyau, et mesuré quantitativement les courants d'échan-

ges mésoniques. Mais, ils démontrent que nous sommes arrivés aux limites de cette description et que pour faire progresser notre compréhension de la matière nucléaire il faut maintenant tenir compte de la structure interne du nucléon. A peu près à la même époque, les expériences de haute énergie ont montré que les quarks et les gluons sont, avec les électrons et les photons, les constituants fondamentaux du noyau. La théorie de l'interaction forte s'est développée sur une base très solide dans le cadre de la chromodynamique quantique. On est désormais convaincu que cette théorie pour les quarks et les gluons est aussi solidement fondée que l'électrodynamique quantique pour les électrons et les photons dans les atomes. La recherche expérimentale se concentre actuellement dans deux directions:

- Etude du déconfinement des quarks dans les collisions d'ions lourds à très haute énergie pour découvrir le plasma quark-gluon. Les Etats-Unis ont entrepris la construction du collisionneur RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) à Brookhaven. En Europe, un programme a débuté avec le faisceau de SPS au CERN. A long terme, il est prévu un programme ambitieux utilisant le futur collisionneur de haute énergie du CERN, le LHC (Large Hadron Collider).
- Etude de la manière dont les quarks passent de l'état libre (qu'on voit dans les expériences de haute énergie) à l'état confiné dans les noyaux. Ce programme expérimental nécessite des faisceaux d'électrons continus dont l'énergie balaye le domaine situé traditionnellement entre la physique nucléaire classique et la physique des particules. Aux Etats-Unis, il va commencer avec l'accélérateur de 4 GeV de CEBAF. En Europe, on prépare un projet d'accélérateur d'électrons à faisceau continu de 15 à 30 GeV.

La physique nucléaire évolue donc naturellement aujourd'hui vers ce qui se situait il y a quelques années à la frontière de la physique nucléaire et de la physique des particules. On cherche aujourd'hui à comprendre non seulement les propriétés des noyaux, mais aussi la structure des hadrons et la dynamique du confinement des quarks. En effet, la chromodynamique quantique n'est vraiment prédictive qu'à très haute énergie où les quarks sont à l'état libre. Dans les noyaux, les quarks sont confinés dans les hadrons et la théorie n'en est là qu'à ses balbutiements. La chromodynamique quantique soulève plusieurs questions nouvelles sur la structure nucléaire: par exemple, le rôle des échanges de quarks, l'existence possible d'une interaction de couleurs entre nucléons dans un noyau, la transparence de couleur, la différence entre la distribution des quarks dans le nucléon et dans les noyaux. Toutes ces questions sont d'une importance fondamentale pour comprendre la physique de notre univers et en particulier pour construire une théorie réaliste de la matière dense.

2 CEBAF

En 1995, les installations expérimentales du nouvel accélérateur d'électrons de 4 GeV CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) vont entrer en service. CEBAF est situé à Newport News en Virginie aux Etats-Unis, près de la ville de Norfolk (Figure 1).

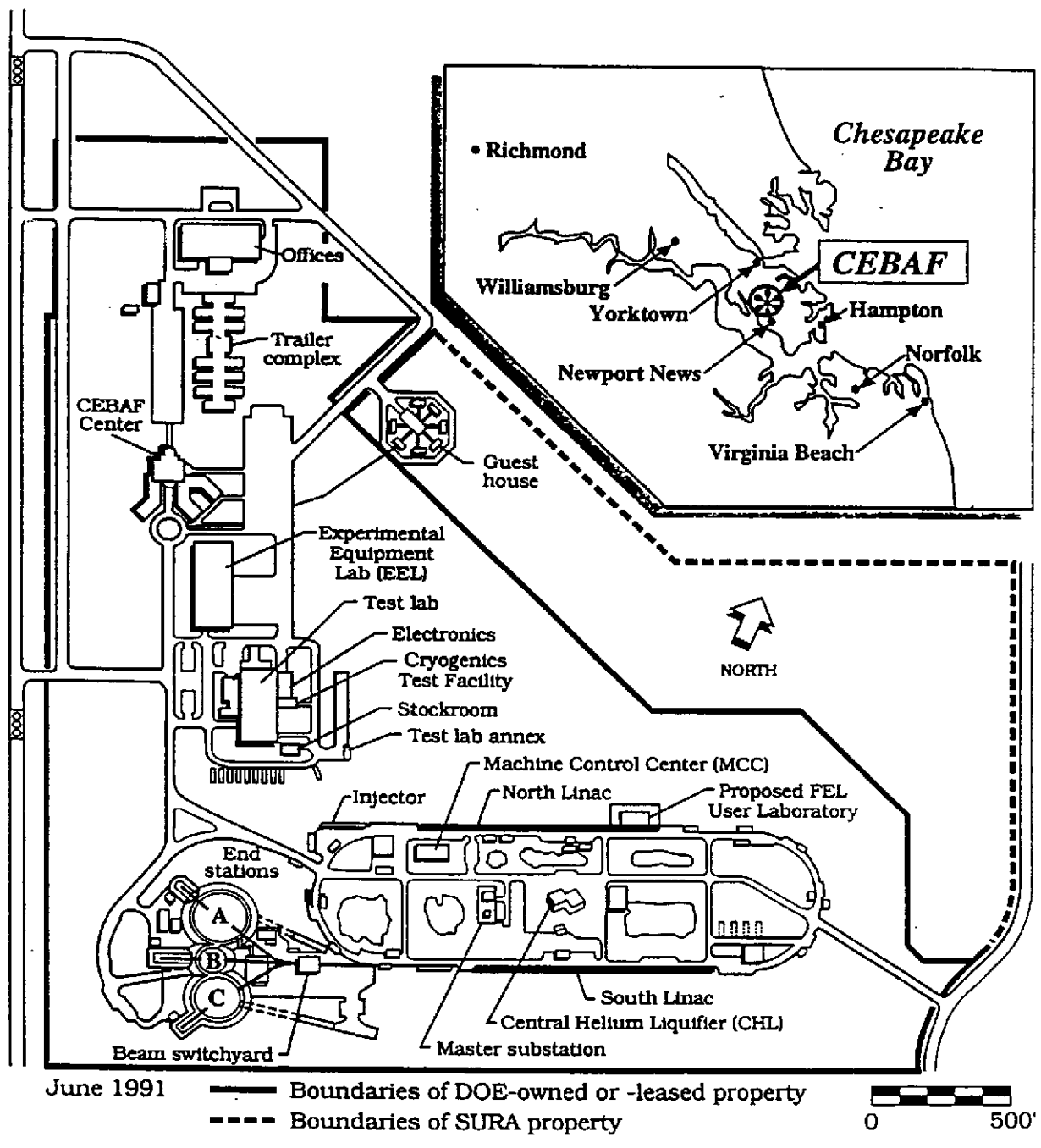


Figure 1: *Vue d'ensemble des installations de CEBAF.*

Les principales caractéristiques de CEBAF sont données dans la table 1. Le faisceau d'électrons de CEBAF disposera simultanément d'une émittance et d'une résolution en énergie tout à fait remarquables. Son intensité élevée lui permettra de faire fonctionner en même temps trois salles expérimentales, connues sous le nom de Halls A, B et C représentées sur la figure 2.

700 physiciens provenant de 200 institutions ont préparé des propositions d'expérience à CEBAF. Actuellement 34 propositions auxquelles participant 250 physiciens provenant de 66 institutions ont déjà été acceptées. Environ la moitié du temps de faisceau disponible jusqu'en 1996 a été ainsi distribuée, soit 783 jours de faisceau.

Jusqu'à présent les accélérateurs d'électrons avaient des faisceaux pulsés. Le cycle utile de ces accélérateurs était au mieux de l'ordre du pour-cent, ce qui limitait considérablement la qualité des résultats des expériences de détection de particules en coïncidence. L'utilisation de cavités supraconductrices à CEBAF permettra d'accélérer un faisceau continu d'électrons, d'énergie variable jusqu'à 4 GeV. Cet accélérateur représente avec le projet RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) à Brookhaven la majeure partie des investissements américains en physique nucléaire. Il ouvre un domaine d'exploration scientifique nouveau où il est possible de faire des expériences avec une détection de particules en coïncidences à grand transfert d'énergie et d'impulsion.

Energie minimum	0.5 GeV
Energie maximum	4 GeV
Intensité maximum	200 μ A
Cycle utile	100 %
Emittance ϵ	2×10^{-9} mr
Résolution en énergie	2×10^{-5}
Nombre de faisceaux simultanés	3

Table 1: Caractéristiques du faisceau d'électrons de CEBAF.

L'accélérateur est constitué de deux accélérateurs linéaires de 0.4 GeV parallèles à la fin desquels sont des arcs de recirculation. Les deux accélérateurs linéaires sont équipés de cavités supraconductrices où le faisceau d'électrons passe cinq fois. Les spécifications des cavités supraconductrices ont des caractéristiques bien meilleures que prévues. Les spécifications originales étaient d'un gradient de champ accélérateur de 5 MV/m et une valeur du facteur de qualité $Q_0 = 2.4 \times 10^9$. Les cavités mises en place ont un gradient de champ moyen de 9.1 MV/m et $Q_0 = 8 \times 10^9$. Ces performances sont nettement supérieures à celles prévues sur le cahier des charges et on peut penser que l'énergie maximum de CEBAF sera nettement plus élevée que 4 GeV. La direction de CEBAF a officiellement annoncé que les expérimentateurs peuvent faire des propositions avec une énergie de 6 GeV. Le choix technologique de CEBAF pour un accélérateur supraconducteur semble donc être déjà un succès.

L'accélérateur sera équipé d'une source d'électrons polarisés à photocathode GaAs mise au point en collaboration avec l'université d'Illinois. Cette source devrait permettre d'obtenir

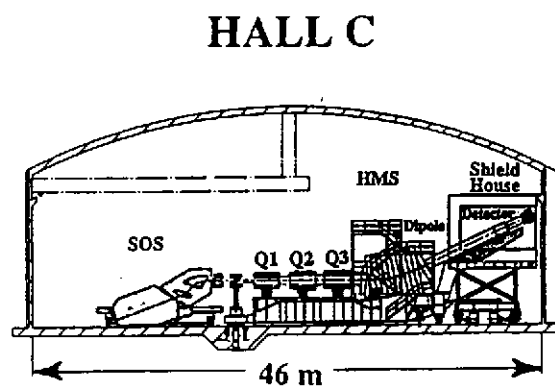
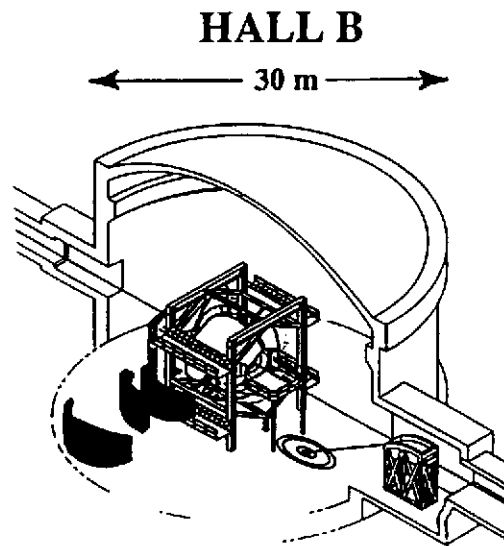
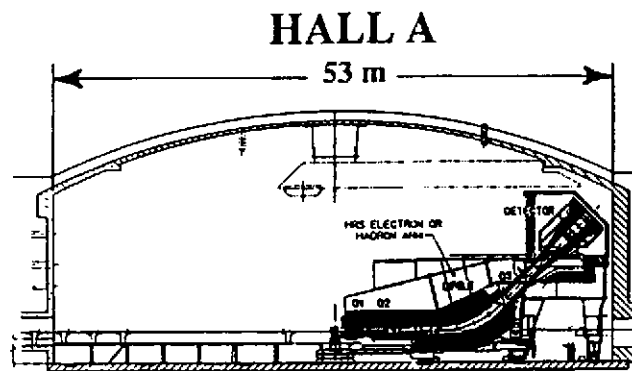


Figure 2: *Vue d'ensemble des salles expérimentales à CEBAF.*

un faisceau d'électrons de $100 \mu A$ polarisé à 50 %. CEBAF disposera d'un ensemble de cibles cryogéniques H_2 et D_2 liquides fonctionnant à une température de 20 K et une pression de 17 bars, et de cibles de 3He et 4He gazeuses fonctionnant à une température de 20 K (éventuellement 10 K) et une pression de 70 bar. Les cibles de nucléons polarisés seront des cibles à l'état solide de NH_3 et ND_3 dont la polarisation devrait être voisine de 100 %.

2.1 LE HALL A

Spectromètres HRS	Electron	Hadron
Configuration magnétique	QQDQ	QQDQ
Longueur optique	23.4 m	23.4 m
Impulsion minimum	0.3 GeV/c	0.3 GeV/c
Impulsion maximum	4 GeV/c	4 GeV/c
Résolution en impulsion (FWHM)	10^{-4}	10^{-4}
Résolution angulaire horiz. (FWHM)	0.5 mr	0.5 mr
Résolution angulaire vert. (FWHM)	1 mr	1 mr
Acceptance en impulsion $\Delta p/p$	10 % $\Delta p/p$	10 %
Angle solide $\Delta\Omega$	7.8 msr	7.8 msr
θ_{min}	12.5°	12.5°
θ_{max}	165°	130°
Cible étendue	10 cm	10 cm
Luminosité	$10^{38} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$10^{38} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

Table 2: Hall A: Caractéristiques des deux spectromètres.

Le Hall A sera équipé d'un ensemble de deux spectromètres identiques à très haute résolution Figure 3. Ils sont constitués d'un dipôle et de trois quadripôles ($\cos 2\theta$) à bobines supraconductrices. Leurs caractéristiques sont données dans le tableau 2. L'ensemble de détection comprendra un ensemble de chambres à fils, de scintillateurs plastiques, des compteurs Cerenkov, un compteur à gerbes ainsi qu'un polarimètre situé dans le plan focal du spectromètre pour les protons. Le programme de recherche du Hall A est centré sur l'étude des réactions (e,e) et $(e,e'p)$ dans les noyaux légers et les facteurs de forme du nucléon par les expériences de polarisation. Dans ce cours, je ne citerai que quelques idées générales sur les expériences proposées à CEBAF. Pour en savoir plus, il est intéressant de consulter directement les propositions d'expériences à CEBAF. Elles sont répertoriées par numéro d'arrivée en fonction des années où elles ont été présentées au comité scientifique de CEBAF. Il y a actuellement deux séries de propositions qui ont été examinées en 1989 et 1991 et numérotées PR-89-001, 002, etc ... pour la première série et PR-91-001, PR-91-002, etc ... pour la deuxième série.

Les expériences acceptées dans le hall A sont les suivantes :

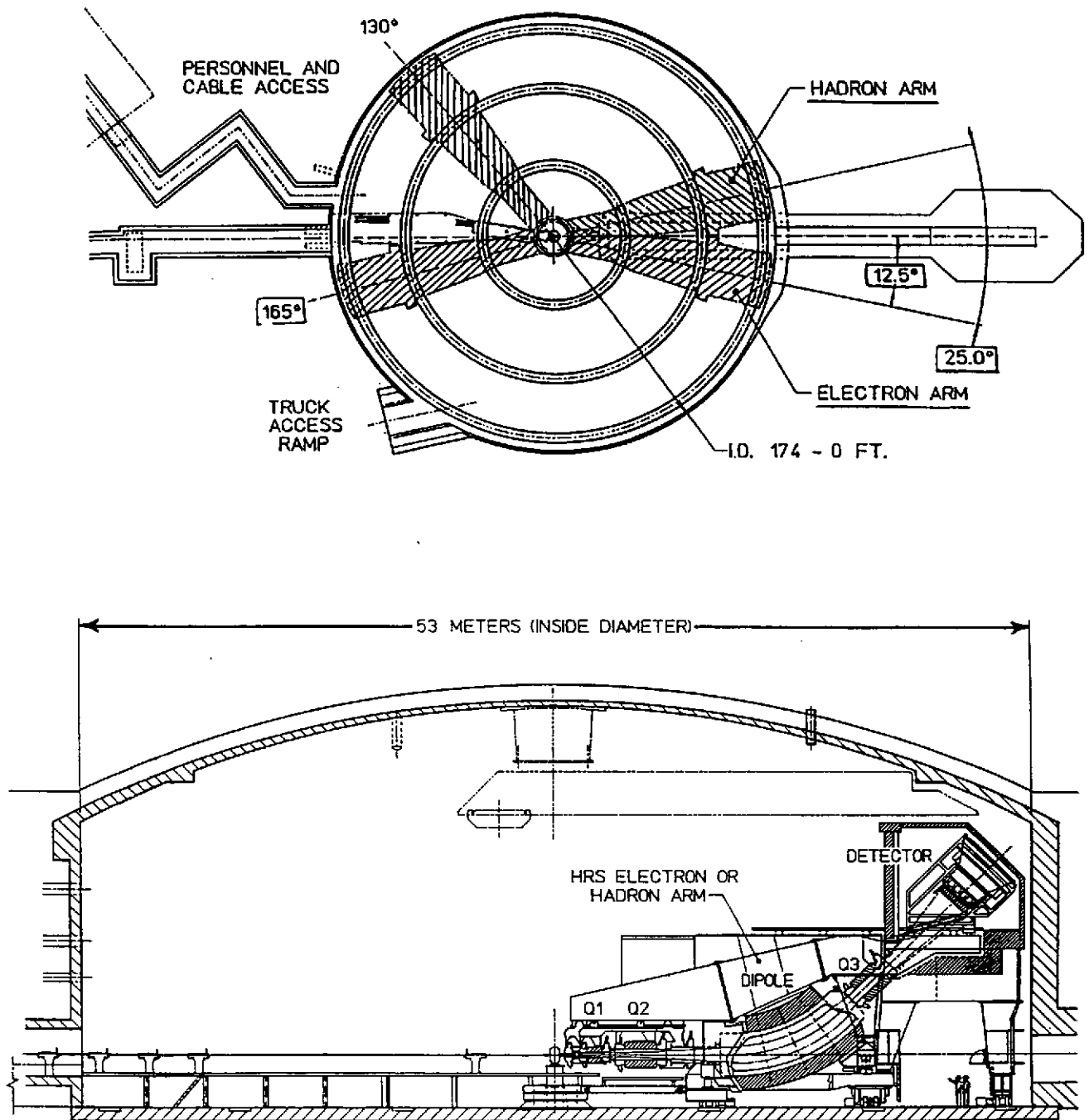


Figure 3: L'installation expérimentale du Hall A.

PR-89-003 : Study of the Quasielastic (e,e'p) reaction in ^{16}O at High Recoil Momentum. Porte-paroles : Arun Saha, CEBAF, William Bertozzi, MIT, Larry B Weinstein, ODU, Robert Lourie, University of Virginia.

PR-89-005 : The Electric Form Factor of the Neutron from the D(e,e'n)p Reaction. Porte-parole : Richard Madey, Kent State University.

PR-89-014 : Electric Form Factor of the Proton by Recoil Polarization. Porte-paroles : Vina Punjabi, Norfolk University, Charles F. Perdrisat, College of William and Mary.

PR-89-018 : An Experiment to Measure the Charge Form Factor of the Neutron. Porte-parole : Donal Day, University of Virginia.

PR-89-019 : Measurement of Proton Polarization in the $d(\gamma,p)n$ Reaction. Porte-paroles : Roy Holt, Argonne National Laboratory, Ronald Gilman, Rutgers University, Zein-Eddine Meziani, Stanford University.

PR-89-021 Elastic Electron Scattering from ^3He and ^4He at Large Momentum Transfers. Porte-parole : Gerasimos G. Petratos, SLAC.

PR-89-028 : Polarization Transfer Measurements in the D(e,e'p)n Reaction. Porte-paroles : Paul Ulmer, CEBAF J. M. Finn, College of William and Mary.

PR-89-033 : Measurement of Recoil Polarization in the $^{16}\text{O}(e,e'p)$ Reaction with 4 GeV Electrons. Porte-paroles : Sirish Nanda, CEBAF, Wallace J. Van Orden, CEBAF, Chia-Cheh Chang University of Maryland, Charles Glashauser, Rutgers University.

PR-89-044 Selected Studies of the ^3He and ^4He Nuclei through Electrodisintegration at High Momentum Transfer. Porte-paroles : Martin Epstein, California State University, Jean Mougey, et Arun Saha, CEBAF, Robert Lourie, University of Virginia.

PR-89-046 : Study of Quasi-Particle Orbits in Closed Shell Nuclei with (e,e'p). Porte-paroles : Bernard Frois, Saclay, Louk Lapikas, NIKHEF-K. Jean Mougey, CEBAF E.A.J.M. Offermann, University of Mainz, Costas Papanicolas, University of Illinois at Urbana-Champaign.

PR-89-047 : Deuteron Electrodisintegration at Threshold at Large Momentum Transfers. Porte-paroles : J. Jourdan, University of Basel, Jean Mougey, CEBAF, Gerasimos G. Petratos, SLAC.

PR-91-004 : Measurement of Strange Quark Effects using Parity-Violating Elastic Scattering From ^4He at $Q^2 = 0.6 (\text{GeV})^2$. Porte-parole : Elizabeth Beise, CalTech.

PR-91-006 Study of Nuclear Medium Effects by Recoil Polarization up to High Momentum Transfers. Porte-parole : Arun Saha, CEBAF.

PR-91-010 : Parity Violation in Elastic Scattering From the Proton and ^4He . Porte-paroles : Paul A. Souder, Syracuse University, J.M. Finn, College of William and

Configuration magnétique	Toroïde magnétique à 6 bobines
Champ magnétique	2.5 T
$\int B \cdot dl$ à $\theta = 10^\circ$	2.7 T.m
$\int B \cdot dl$ à $\theta = 90^\circ$	0.7 T.m
Impulsion minimum	0.3 GeV/c à $\theta = 20^\circ$
Impulsion maximum	6 GeV/c
Résolution (FWHM)	10^{-3}
θ_{min}	10°
θ_{max}	140°
Acceptance en ϕ à 10°	50%
Acceptance en ϕ à 90°	85%
séparation π/K	jusqu'à 2 GeV
séparation π/p	jusqu'à 3 GeV
séparation K/p	jusqu'à 3.5 GeV
Luminosité	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

Table 3: Hall B : Caractéristiques du spectromètre 4π CLAS.

Mary.

PR-91-011 : High-Precision Separation of Polarized Structure Functions in Electroproduction of the Δ and Roper Resonances. Porte-paroles : Salvatore Frullani, INFN-Rome et Robert Lourie, University of Virginia.

PR-91-026 : Measurement of the Electric and Magnetic Structure Functions of the Deuteron at Large Momentum Transfers. Porte-parole : Gerasimos G. Petratos, SLAC.

2.2 LE HALL B

Le Hall B sera équipé d'un détecteur à grand angle solide CLAS (Cebaf Large Acceptance Spectrometer). Les principales caractéristiques de CLAS sont indiquées dans la table 3. CLAS est constitué de six bobines supraconductrices autour du faisceau incident qui définissent un champ magnétique circulaire autour du faisceau (figures 4 et 5). La structure des bobines de CLAS ressemble à des quartiers d'orange. Le système de détection de particules consiste en trois couches successives de chambres à fils en structure hexagonale pour localiser la trajectoire de particules chargées, des compteurs Cerenkov à gaz pour identifier les électrons, des hodoscopes de scintillateurs pour le trigger et le temps de vol et enfin des calorimètres pour identifier électrons, photons et neutrons. Le nombre total de fils de détection est de 46 000. Ce spectromètre est particulièrement bien adapté à la détection de plusieurs particules émises en coïncidence dans l'état final.

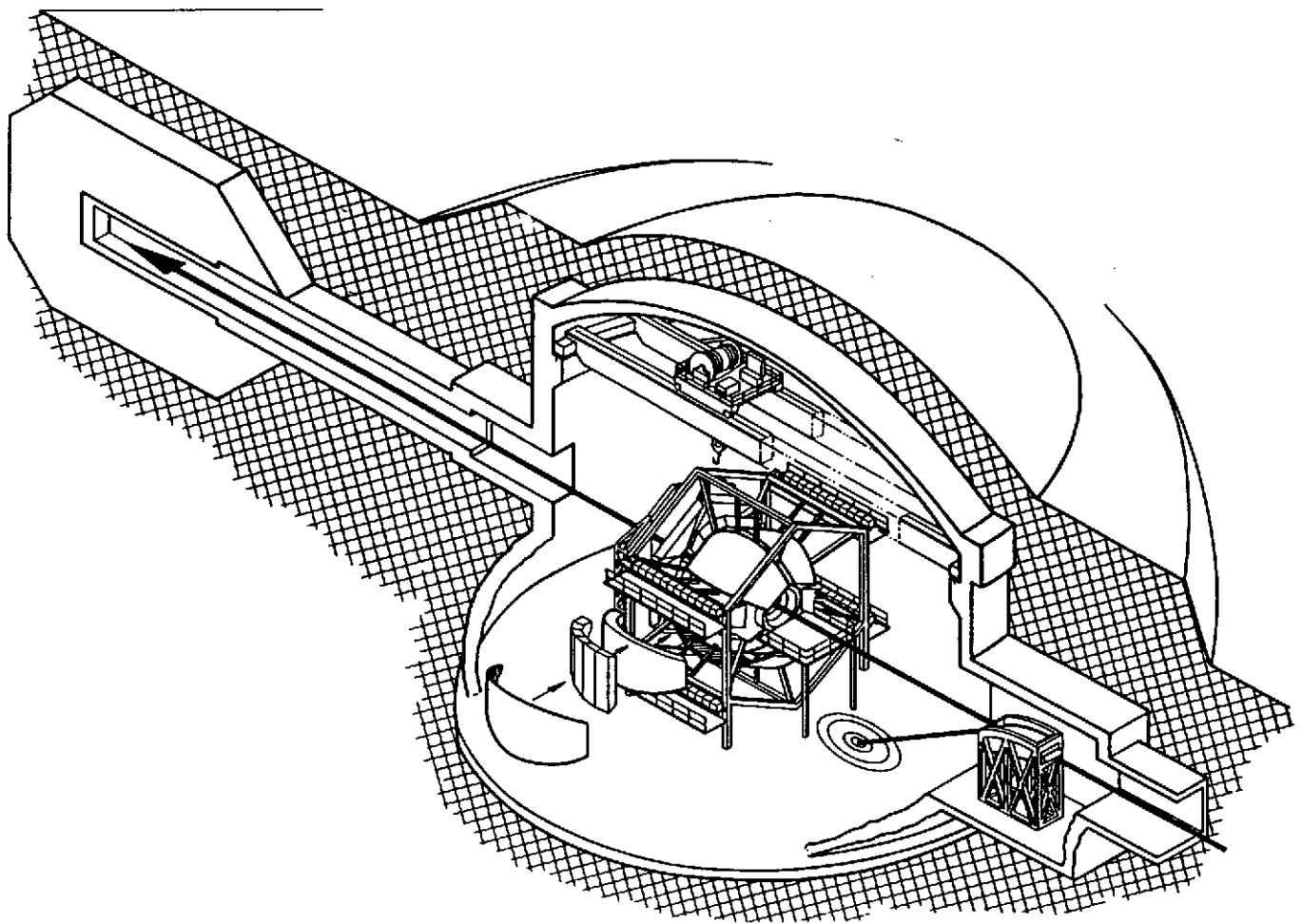


Figure 4: *L'installation expérimentale du Hall B.*

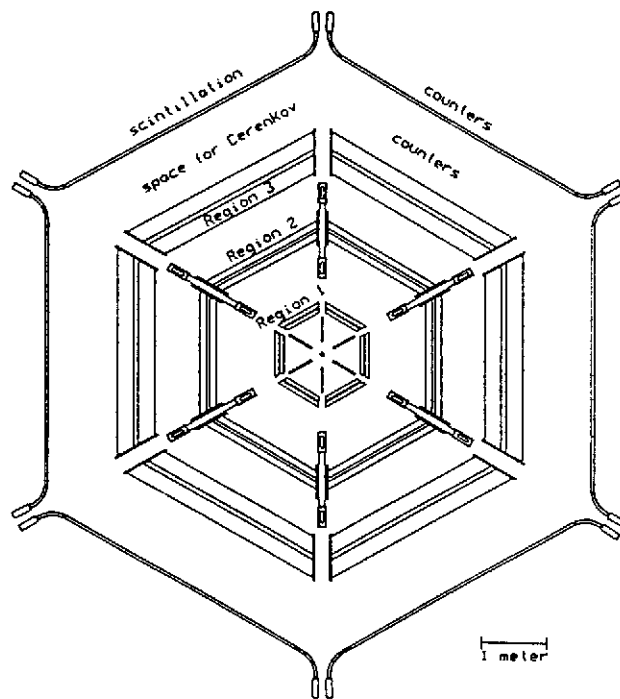
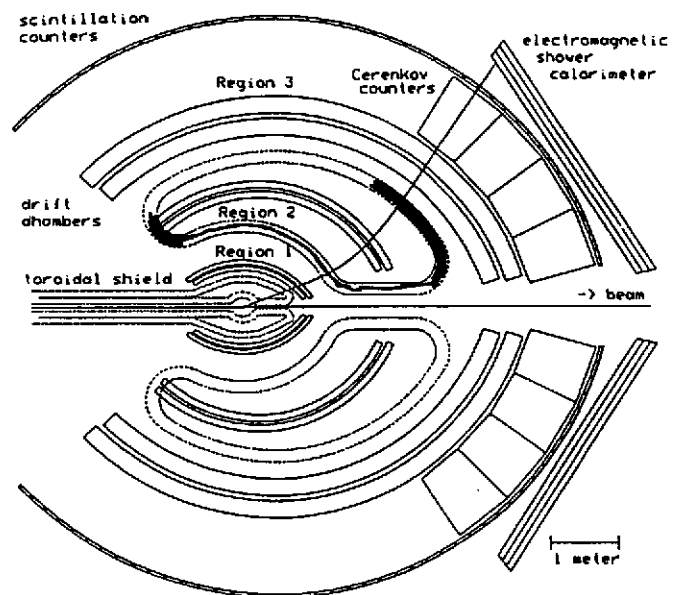


Figure 5: *Les détecteurs de CLAS.*

Une source de photons monochromatiques de 1 à 4 GeV, produits par étiquetage de photons de bremsstrahlung, sera installée dans le Hall B. Le flux de photons prévu est de $10^8/s$ avec une résolution en énergie de 10^{-3} .

Le programme de recherche de CLAS sera centré sur l'étude de la structure en quarks et gluons du nucléon et sur l'étude des réactions où plusieurs particules sont émises dans l'état final. L'un des avantages du grand angle solide de CLAS et de son système de détection est la possibilité de faire la prise de données de plusieurs expériences simultanément. C'est seulement au dépouillement et à l'analyse des données que les expérimentateurs se sépareront le travail. Le Hall B sera plus particulièrement consacré aux thèmes de recherche suivants :

- Etude des résonances du nucléon.
- Règle de somme Drell-Hearn-Gerasimov.
- Réactions $(e,e'N\pi)$, $(e,e'NN)$.
- Photoproduction d'hyperon Λ, Σ .

Les expériences acceptées dans le Hall B sont les suivantes :

PR-89-004 : Electromagnetic Production of Hyperons.

Porte-parole : Reinhard A. Schumacher, CMU.

PR-89-008 : Inclusive Scattering for Nuclei at $x > 1$ and High Q^2 . Porte-paroles : Bradley W. Filippone, CalTech et Donal Day, University of Virginia.

PR-89-009 : Investigation of the Spin Dependence of the Nucleon Effective Interaction in the p- Shell. Porte-paroles : Robert E. Chrien, Brookhaven National Laboratory et Ed. Hungerford, University of Houston.

PR-89-015 : Study of Coincidence Reactions in the Dip and Delta-Resonance Regions. Regroupée en PR-91-009 par le PAC5 Porte-parole : Hossein Baghaei, University of Virginia.

PR-89-017 : Electroexcitation of the $\Delta(1232)$ in Nuclei. Regroupée en PR-91-009 par le PAC5. Porte-parole : Richard Sealock, University of Virginia.

PR-89-024 : Radiative Decays of the Low-Lying Hyperons. Porte-parole : Gordon Mutchler, Rice University.

PR-89-027 : Coincidence Reaction Studies with the CLAS. Regroupée en PR-91-009 par le PAC5. Porte-paroles : William Bertozzi, MIT, Larry Weinstein, ODU, Werner Boeglin, University of Mainz.

PR-89-031 : Study of Multi-Nucleon Knock-out With the CLAS. Regroupée en PR-91-009 par le PAC5. Porte-paroles : Rory A. Miskimen, Rory A. University of Massachusetts, Jack Lightbody, National Science Foundation, William Hersman, University of New Hampshire.

PR-89-032 : Study of the Local Properties of Nuclear Matter in Electron-Nucleus and Photon-Nucleus Interactions with Backward Particle Production Using the CLAS Detector. Regroupée en PR-91-009 par le PAC5. Porte-paroles : Vladimir Gavrilov et G.A. Leksin ITEP.

PR-89-036 : Study of Short-Range Properties of Nuclear Matter in Electron-Nucleus and Photon-Nucleus Interactions with Backward Particle Production using the CLAS Detector. Regroupée en PR-91-009 par le PAC5. Porte-parole : Kim Sh. Egiyan, CEBAF.

PR-89-037 : Electroproduction of the $P_{33}(1232)$ Resonance Porte-parole : Volker D. Burkert, CEBAF.

PR-89-038 : Measurements of $p(e, e'\pi^+)n$, $p(e, e'p)\pi^0$, and $n(e, e'\pi^-)p$ in the Second and Third Resonance Regions. Porte-paroles : Volker D. Burkert, CEBAF, Ralph C. Minehart, University of Virginia, Moshe Gai, Yale University.

PR-89-039 Amplitudes for the $S_{11}(1535)$ and $P_{11}(1710)$ Resonances. : Porte-parole: Steven A. Dytman, University of Pittsburgh.

PR-89-042: Measurement of the electron assymetry in the $p(e, e'p)\pi_0$ and $p(e, e'\pi^+)n$ in the mass region of the $P_{33}(1232)$ for $Q^2 < 2(GeV/c)^2$. Porte-parole: Volker D. Burkert, CEBAF.

PR-89-043 Measurements of the electroproduction of the $N^*(1520)$ and $f_0(975)$ via the $K^+ K^- p$ and the $K^+ \pi^-$ Final States. Porte-paroles : Lawrence C. Dennis, FSU, Herbert O. Funsten, College of William and Mary.

PR-89-045 : Study of Kaon Photoproduction on Deuterium. Porte-parole :Bernhard A. Mecking, CEBAF.

PR-91-002 : The study of Excited Baryons at High Momentum Transfer with the CLAS Spectrometer. Porte-paroles : Volker D. Burkert, CEBAF et Paul Stoler, RPI.

PR-91-008 : Photoproduction of η and η' Mesons. Porte-parole : Barry Ritchie, Arizona State.

PR-91-009 : Multihadron. (Regroupement des propositions PR-89-015, -017, -027, -031, -032, et -036). Porte-parole : William F. Hersman, University of New-Hampshire.

PR-91-014 : Quasi-Free Strangeness Production in Nuclei. Porte-parole : Charles Hyde-Wright, University of Washington.

PR-91-015 : Helicity Structure of Pion Photoproduction. Porte-parole : Daniel I. Sober, Catholic University.

PR-91-020 : Experiments with a polarized ^3He target and the CEBAF Large Acceptance Spectrometer. Porte-parole : Robert D. McKeown, CalTech.

PR-91-023 : Measurement of Polarized Structure Functions in Inelastic Electron Proton Scattering using the CEBAF Large Acceptance Spectrometer. Porte-parole : Volker D. Burkert, CEBAF.

SPECTROMETRE	HMS	SOS
Configuration magnétique	QQQD	QDD
Longueur optique	24.8 m	7.4 m
Impulsion minimum	0.5 GeV/c	
Impulsion maximum	6 GeV/c	1.5 GeV/c
Résolution (FWHM)	5×10^{-4}	2×10^{-3}
Acceptance en impulsion $\Delta p/p$	18 %	40 %
Angle solide $\Delta\Omega$	7 msr	9 msr
θ_{min}	9.5°	15°
θ_{max}	90°	
Cible étendue	10 cm	4 cm
Luminosité	$10^{38} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	

Table 4: Hall C : Caractéristiques des spectromètres HMS et SOS.

PR-91-024 : Search for “Missing” Resonances in the Electroproduction of ω Mesons. Porte-paroles : Volker D. Burkert, CEBAF Mark Manley, Kent State University, Herbert O Funsten, College of William and Mary.

2.3 LE HALL C

Le Hall C est destiné à faire une très grande variété d'expériences. Ce sera la première salle expérimentale à recevoir le faisceau à la fin de 1994. Le Hall C sera équipé de plusieurs spectromètres magnétiques : HMS, SOS, HNSS et G0 (Figure 6). Le spectromètre HMS de 6 GeV/c aura une résolution moyenne (10^{-3}), il est conçu en particulier pour pouvoir détecter des protons de très grande impulsion. Il permet également de détecter les électrons diffusés et ainsi de fixer \vec{q}, ω dans les expériences (e,e'X). Le spectromètre HMS est en cours d'assemblage à CEBAF. Le système de détection est constitué de chambres à fils, de scintillateurs, de compteurs Cerenkov à gaz et de compteurs à gerbes.

Le spectromètre SOS (Short Orbit Spectrometer) est relativement compact. Il est conçu pour détecter des particules de basse énergie telles que π et K dont le temps de vie est court et dont certaines se désintègrent avant d'arriver au détecteur.

Les caractéristiques des spectromètres HMS et SOS sont décrites dans la table 4.

Un système de deux spectromètres de haute résolution, HNSS (HyperNuclear Spectrometer System) sera spécialement prévu pour la spectroscopie des hypernoyaux. Pour ces expériences, l'électron et le kaon doivent être détectés à des angles de diffusion très petits (figure 7). La résolution du spectromètre est de l'ordre de 150 à 200 keV (FWHM).

Enfin il est prévu d'installer le spectromètre G0 spécialement conçu pour mesurer le facteur de forme faible du proton avec des électrons polarisés. Ce spectromètre aura un

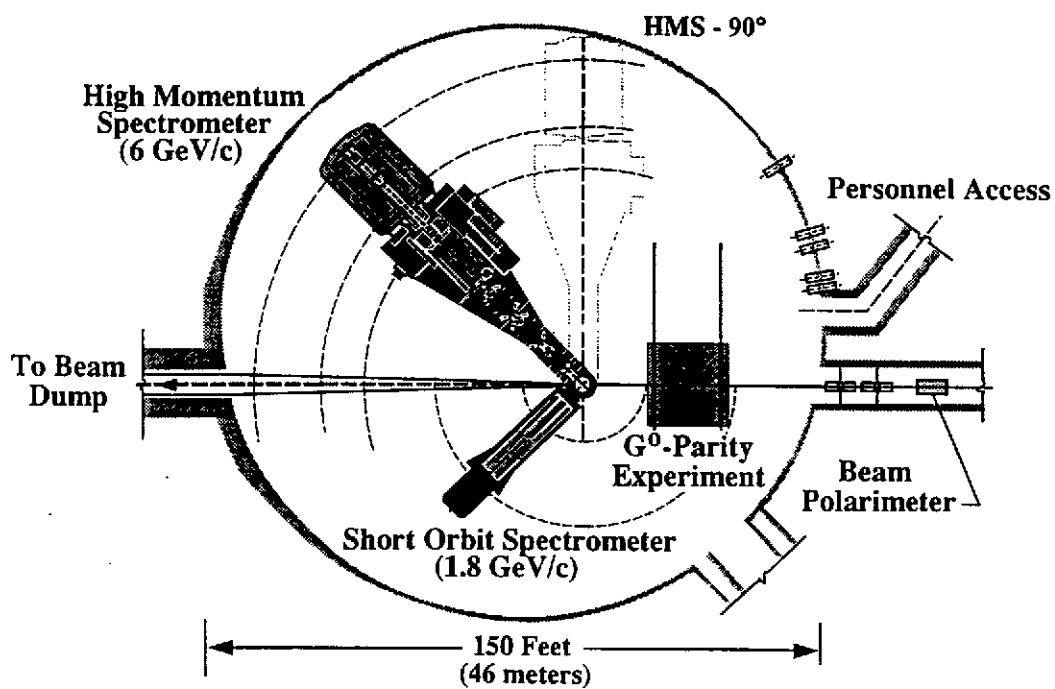
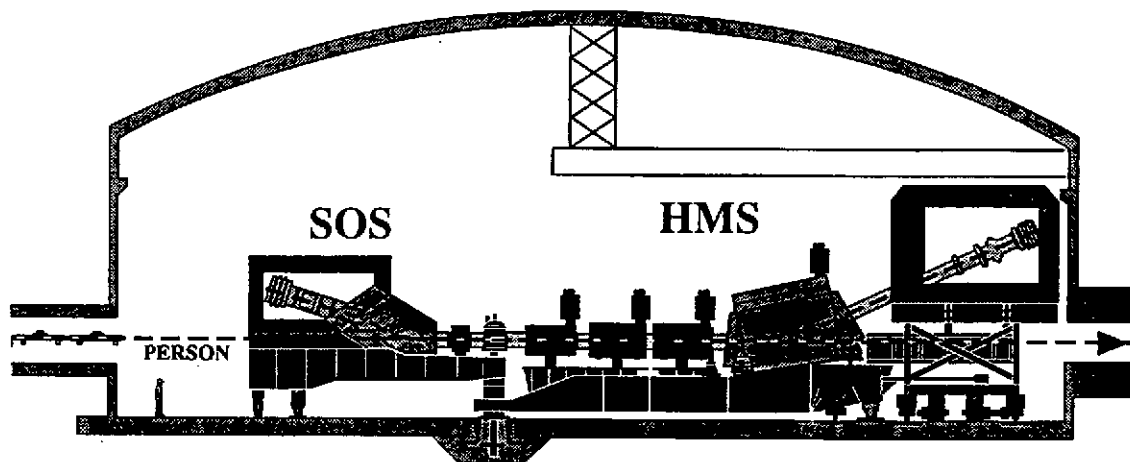


Figure 6: *L'installation expérimentale du Hall C.*

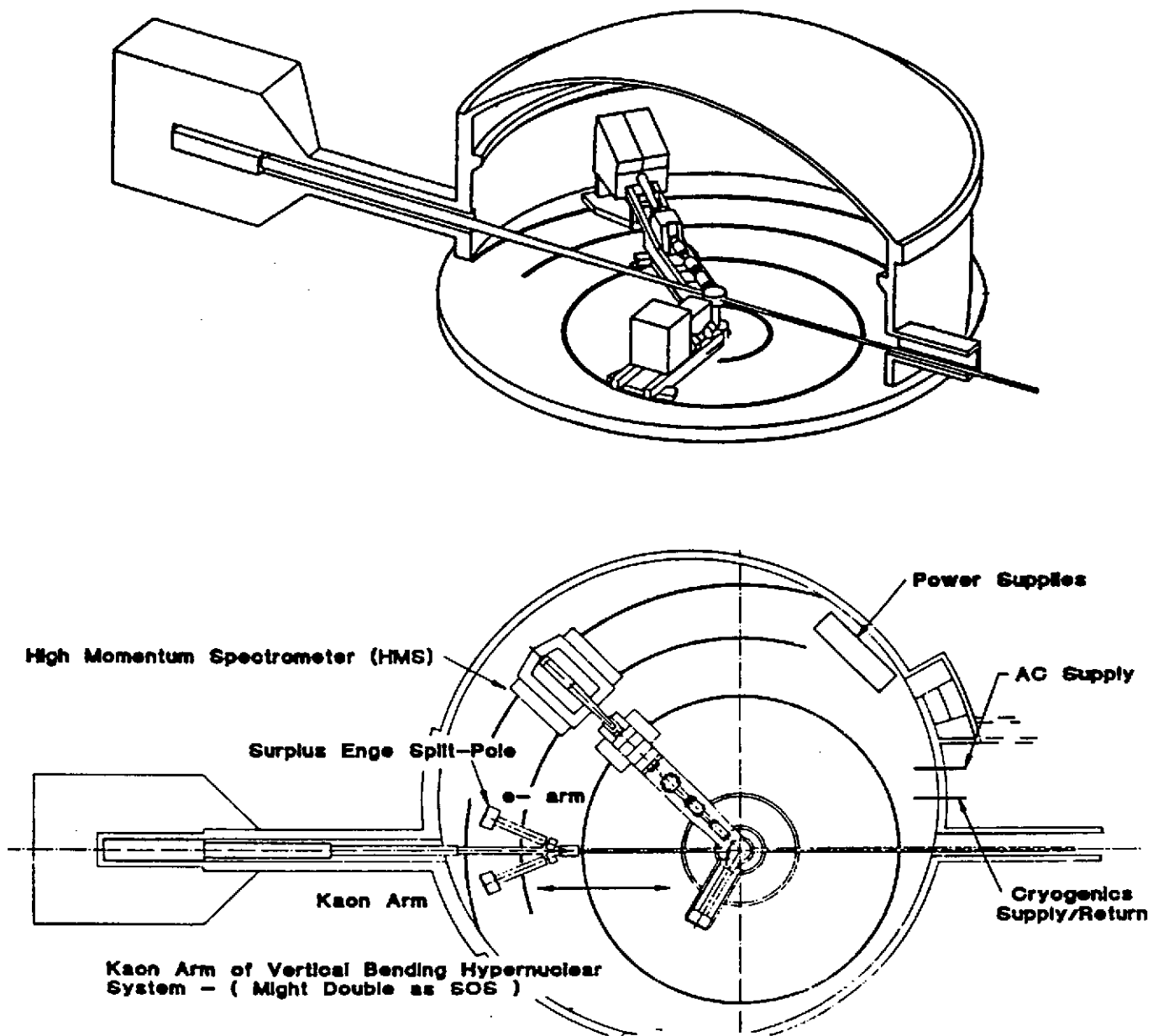


Figure 7: L'installation expérimentale du Hall C.

champ toroïdal à symétrie axiale constitué de 8 bobines supraconductrices situées autour du faisceau. Il aura une résolution en énergie modeste 5×10^{-3} et un angle solide compris entre 0.5 et 0.9 msr. Il permettra de faire des mesures aux angles avant et aux angles arrières en retournant le spectromètre.

Les expériences acceptées dans le Hall C sont les suivantes :

PR-89-008 : Inclusive Scattering for Nuclei at $x > 1$ and High Q^2 . Porte-paroles : Bradley W. Filippone, CalTech et Donal Day, University of Virginia.

PR-89-009 : Investigation of the Spin Dependence of the Nucleon Effective Interaction in the p- Shell. Porte-paroles : Robert E.Chrien, Brookhaven National Laboratory et Ed. Hungerford, University of Houston.

PR-89-012 : Two-Body Photodisintegration of the Deuteron at Forward Angles and Photon Energies between 1.5 and 4.0 GeV. Porte-parole : Roy J. Holt, Argonne National Laboratory.

PR-91-003 : A Study of Longitudinal Charged Pion Electroproduction in deuterium, ^3He and ^4H . Porte-parole : Harold E. Jackson, Argonne National Laboratory.

PR-91-007 Measurement of the Nuclear Dependence and Momentum Transfer Dependence of Quasielastic (e,e'p) Scattering at Large Momentum Transfer. Porte-parole : Richard Milner, MIT.

PR-91-013 : The Energy Dependence of Nucleon Propagation in Nuclei as Measured in the (e,e'p) Reaction. Porte-parole : Donald F. Geesaman, Argonne National Laboratory.

PR-91-016: Electroproduction of Kaons and Light Hypernuclei. Porte-parole: Benjamin Zeidman, Argonne National Laboratory.

PR-91-017 : Measurement of the Flavor Singlet Charge Form Factor of the Proton : G_E^0 . Porte-parole : D.H. Beck University of Illinois at Urbana-Champaign.

PR-91-022 : Measurement of the Kaon Form Factor for $1.0 \text{ GeV}^2/c^2 \leq Q^2 \leq 2.0 \text{ GeV}^2/c^2$. Porte-parole : O.K. Baker, Hampton University.

3 LA DIFFUSION D'ÉLECTRONS

Le livre de F. Scheck [SK83], est une excellente introduction à ce domaine de physique. Deux autres livres "An Introduction to Quarks and Partons" par F. Close [Cl79], et "Quarks and Leptons" by F. Halzen and A.D. Martin [HM84] décrivent en détail la diffusion d'électrons du point de vue plus particulier de la physique des particules pour sonder la structure en quarks des noyaux. Ces trois livres décrivent le formalisme et les résultats fondamentaux.

On trouvera dans les références [AMS89, DG91, Fa90, FG89, FM91, FS91, MG92, MS92] plusieurs exposés récents qui couvrent le domaine de physique de CEBAF. Ces livres forment un ensemble relativement complet qui contient la plupart des références aux travaux originaux publiés dans les journaux scientifiques qu'il est impossible de citer ici dans leur intégralité.

3.1 Une source de photons virtuels massifs

Le principe de la diffusion d'électrons est le suivant: dans le champ d'un noyau, un électron incident d'énergie E émet un photon d'impulsion \vec{q} , $q = |\vec{q}|$ et d'énergie ω ; ce photon est absorbé par un constituant du noyau par un processus fondamental décrit par l'électrodynamique quantique (QED). L'électron incident est défléchi d'un angle θ avec une énergie E' . Le principe de la diffusion d'électrons est donc très simple: la réaction se résume à un transfert de quadrimoment $q^\mu = (\omega, \vec{q})$ au noyau par un opérateur à un corps. ω et \vec{q} peuvent être variés très facilement indépendamment l'un de l'autre. en choisissant l'énergie E du faisceau d'électrons incident et l'angle θ auquel on place le spectromètre qui détecte l'électron diffusé. La figure 8 montre les différentes variables cinématiques.

Les avantages de la diffusion d'électrons sont dus à la simplicité de ce processus purement électromagnétique et à sa parfaite connaissance théorique. L'interprétation des résultats expérimentaux en est considérablement facilitée. Du point de vue mise en œuvre, la diffusion d'électrons présente aussi un certain nombre de caractéristiques favorables. On sait réaliser des faisceaux d'électrons de très haute luminosité et d'excellente émittance, dont la résolution en énergie est meilleure que 10^{-4} . Les électrons étant des particules chargées, on sait également les détecter facilement dans des spectromètres magnétiques. Le seul problème, commun à tous les accélérateurs de haute énergie, est d'ordre financier, le coût de construction d'un accélérateur d'électron de 4 GeV tel que CEBAF est de l'ordre de 3 milliards de francs français et son fonctionnement est de l'ordre de 350 millions de francs par an, ce qui représente un peu plus de 10 % de son coût de construction.

Dans le système du laboratoire le quadrivecteur de transfert d'impulsion q^μ est défini par :

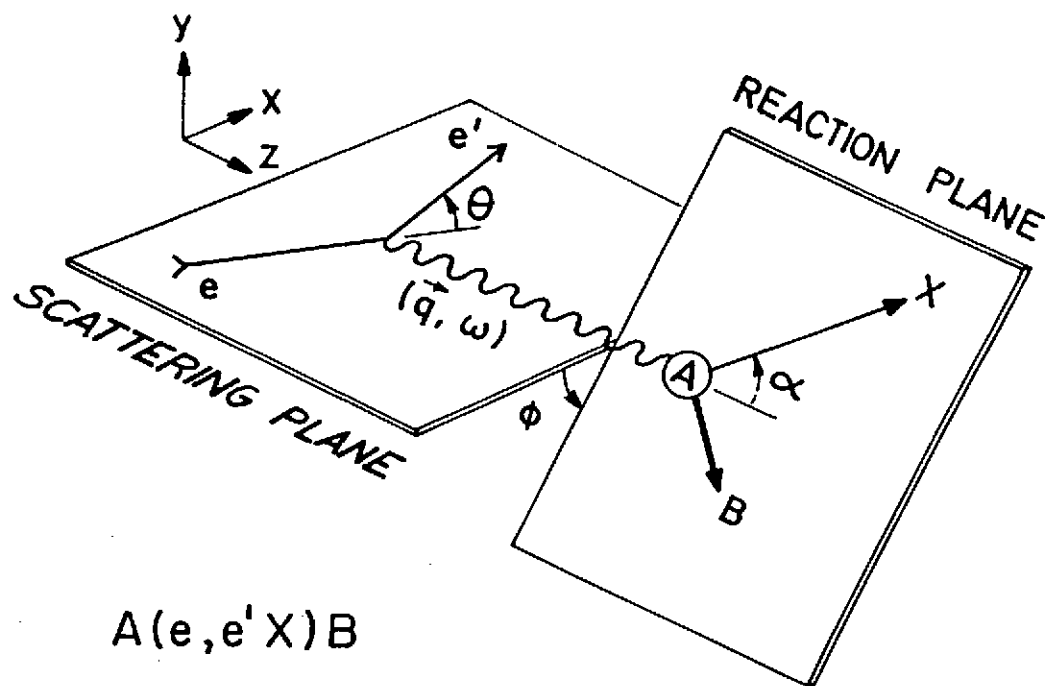
$$q^\mu = (\omega, \vec{q}) \quad (1)$$

$$\omega = E - E' \quad (2)$$

$$\vec{q} = \vec{q}_e - \vec{q}_{e'} \quad (3)$$

En négligeant la masse de l'électron :

$$q_\mu^2 = -4EE' \sin^2(\theta/2) \quad (4)$$



$A(e, e'X)B$

Figure 8: Définitions cinématiques de la réaction $A(e, e'X)B$ dans l'approximation de l'échange d'un photon.

$$q_\mu^2 = \omega^2 - \vec{q}^2 < 0 \quad (5)$$

Les unités habituelles sont pour l'énergie le MeV et pour le transfert d'impulsion le fm^{-1} .

Les physiciens de haute énergie préfèrent utiliser les trois variables : $Q^2 > 0$, ν , et la variable de Bjorken x définies par :

$$Q^2 = -q_\mu^2 \quad (6)$$

$$\nu = E - E' \quad (7)$$

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (8)$$

Les unités utilisées sont le GeV pour l'énergie et le $(\text{GeV}/c)^2$ pour le transfert d'impulsion. Il est utile de savoir que $1 (\text{GeV}/c)^2 = 25 \text{ fm}^{-2}$.

La diffusion élastique d'électrons sur un noyau de masse A correspond à $x = A$, et sur un nucléon à $x = 1$. La figure 8 montre les différents paramètres cinématiques.

En général la section efficace dépend à la fois de Q et ω . Bjorken a montré que pour une diffusion par des constituants ponctuels, la section efficace ne dépend plus des deux variables indépendantes Q and ω mais seulement de la variable x . Lorsqu'on représente les données expérimentales en fonction de x , on constate que dans le domaine de la diffusion profondément inélastique, lorsque simultanément $Q^2 \rightarrow \infty$ et $\omega \rightarrow \infty$, les sections efficaces mesurées à une même valeur de x se superposent. Ce phénomène connu sous le nom d'invariance d'échelle montre que dans ce régime asymptotique, les électrons diffusent de façon incohérente sur les constituants ponctuels du noyau. Ceci contraste avec la diffusion élastique sur le noyau où l'ensemble de tous ses constituants recule de façon cohérente.

Un photon réel a une masse nulle et un spin J aligné avec sa direction de mouvement définie par \vec{q} , soit parallèle \vec{q} , ce qui implique $J_z = +1$, soit antiparallèle à \vec{q} , ce qui implique $J_z = -1$. En diffusion d'électrons, l'échange de photon est dit virtuel parce que ce photon n'existe que pendant un temps très court compatible avec le principe d'incertitude de Heisenberg. le photon virtuel est du genre espace, il a une masse négative M donnée par $M^2 = q_\mu^2$ et un spin qui a aussi deux composantes dans la direction de \vec{q} , $J_z = +1$ or $J_z = -1$ mais également une nouvelle composante perpendiculaire à la direction du mouvement \vec{q} soit $J_z = 0$.

Les deux composantes alignées avec la direction du mouvement \vec{q} correspondent à des champs transverses électrique et magnétique tandis que la composante perpendiculaire avec la direction du mouvement correspond à un champ longitudinal électrique. Cette composante longitudinale électrique correspond au couplage du photon virtuel à la distribution de charge statique du noyau. Les composantes transverses électrique et magnétique correspondent au couplage à la distribution de courant orbital et de spin.

Le pouvoir de résolution des électrons Δr est relié au transfert d'impulsion q par la relation:

$$\Delta r \approx \frac{\pi}{q} \quad (9)$$

Les électrons d'énergie de 500 MeV ont une résolution spatiale de l'ordre de 0.8 fm, ce qui est parfaitement adapté à l'étude de la distribution des nucléons dans les noyaux. A beaucoup plus haute énergie, $E \geq 20$ GeV, les électrons ont une résolution suffisante pour sonder la structure en quarks des noyaux.

3.2 La réponse du noyau

La section efficace de diffusion électron-nucléon et électron-noyau est représentée en fonction du transfert d'énergie ω sur la figure 9.

La région de faible transfert d'énergie est celle de la spectroscopie nucléaire classique, le noyau n'est que peu perturbé par la collision. Le premier pic est dû à la diffusion élastique des électrons sur l'état fondamental du noyau, les pics suivants sont dûs à l'excitation des autres états du noyau et aux résonances géantes. A plus haut transfert d'énergie la section efficace augmente doucement dans la région du continu. Elle passe ensuite par un maximum dans la région où les électrons diffusent sur les nucléons quasi-libres. Le premier des pics suivants est dû à l'excitation du premier état excité du nucléon : la résonance Δ , il est suivi des autres résonances du nucléon. Lorsque l'énergie transférée $\omega \rightarrow \infty$, le temps de collision devient suffisamment court pour que les électrons interagissent avec les constituants ponctuels du noyau. C'est la région où l'on observe l'invariance d'échelle lorsque $Q^2 \rightarrow \infty$.

3.3 Section efficace inclusive de diffusion électron-noyau

Pour un faisceau incident d'électrons non polarisés, la section efficace inclusive de diffusion électron-noyau est la somme de deux termes:

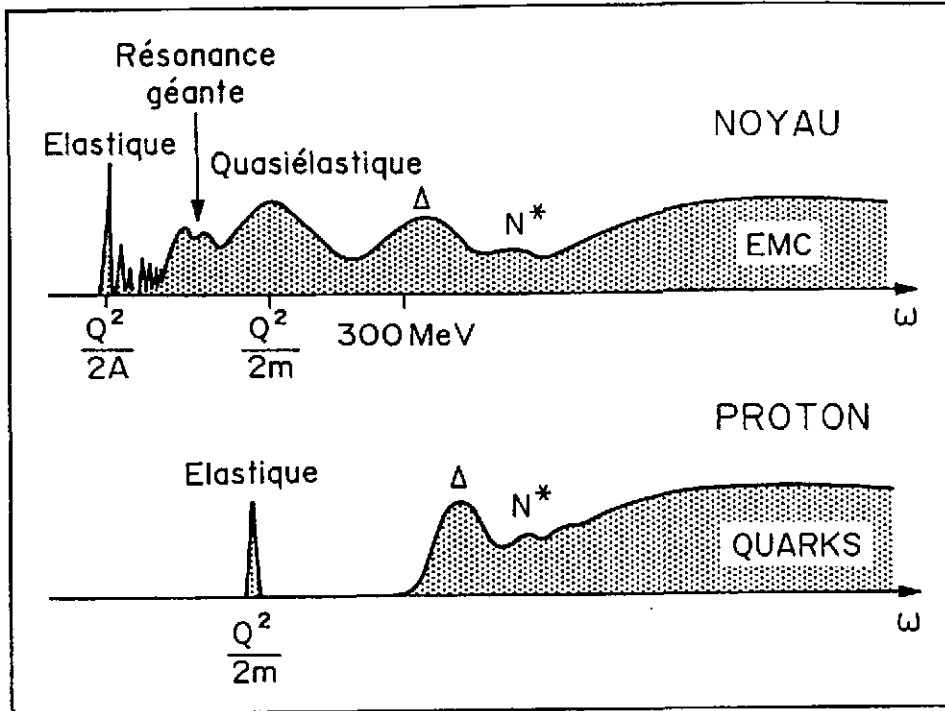


Figure 9: *Forme schématique de la section efficace de diffusion électron-noyau et électron-nucléon.*

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left[\left(\frac{q_\mu^4}{q^4}\right) R_L(q, \omega) + \left(-\frac{1}{2} \frac{q_\mu^2}{q^2} + \tan^2 \frac{\theta}{2}\right) R_T(q, \omega) \right] \quad (10)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left[\frac{Z\alpha \cos \theta/2}{2E \sin^2(\theta/2)} \right]^2 \quad (11)$$

$R_L(q, \omega)$ and $R_T(q, \omega)$ sont les fonctions de réponses transverses et longitudinales. Le choix des conditions cinématiques permet de faire varier la polarisation des photons virtuels et de séparer les fonctions de réponse longitudinale et transverse. Pour les séparer, on réalise une série de mesures à angles à l'avant où la partie longitudinale domine et une autre série à l'arrière où la partie transverse domine. Pour ces deux séries de mesure, on fixe la valeur du transfert d'impulsion en modifiant la valeur de l'énergie incidente à chaque angle. Les fonctions de réponse $R_L(q, \omega)$ and $R_T(q, \omega)$ contiennent toute l'information sur la structure des distributions de charge et de courant dans les noyaux.

Dans une expérience de diffusion inclusive, on ne détermine pas l'état final du noyau résiduel, on détecte seulement l'électron diffusé. Dans les expériences exclusives, on sélectionne au contraire un état final du noyau parfaitement déterminé. Dans le cas particulier où il n'existe que deux particules dans l'état final, il suffit de détecter l'une d'elle pourvu que la résolution en énergie de l'appareillage soit suffisante pour identifier l'état final. C'est par exemple le cas de la diffusion élastique d'électrons lorsqu'on distingue expérimentalement l'état fondamental et le premier état excité du noyau avec un spec-

tromètre magnétique à haute résolution. Lorsqu'il y a plus de deux particules dans l'état final, il faut détecter en coïncidence les particules émises dans la désintégration du noyau.

3.4 Section efficace de diffusion exclusive

La section efficace de diffusion exclusive $\vec{A}(\vec{e}, e'X)B$ d'électrons polarisés sur un noyau cible polarisé A, où l'on détecte l'électron et une autre particule X en coïncidence, est donnée par l'expression:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} & \left\{ [U_L W_L + U_T W_T^+ + h U_T' W_T^-] \right. \\ & + U_{TT} [\cos 2\phi W_{TT} + \sin 2\phi \tilde{W}_{TT}] \\ & + U_{TL} [\cos \phi W_{TL} + \sin \phi \tilde{W}_{TL}] \\ & \left. + h U_{TL}' [\cos \phi W_{TL}^+ + \sin \phi \tilde{W}_{TL}^-] \right\} \end{aligned} \quad (12)$$

h est l'hélicité du faisceau et ϕ l'angle entre le plan de réaction et le plan de diffusion. ϕ l'angle de non-coplanarité. $\phi = k\pi$ ($k = 0, 1, \dots, N$) correspond à une réaction coplanaire $\phi \neq k\pi$ correspond à une réaction non coplanaire et nécessite des détecteurs hors du plan. $U_L, U_T, U_{TT}, U_{TL}, U_T', U_{TL}'$ sont des facteurs cinématiques. Les termes W_{ij} sont des fonctions de structure qui contiennent toute l'information sur la distribution des courants dans le noyau.

$$W_L = \sum |J^0|^2 \quad (13)$$

$$W_T^+ = \sum |J^+|^2 + |J^-|^2 \quad (14)$$

$$W_T^- = \sum |J^+|^2 - |J^-|^2 \quad (15)$$

$$W_{TT} = 2 \operatorname{Re} \sum (J^+)^* J^- \quad (16)$$

$$\tilde{W}_{TT} = 2 \operatorname{Im} \sum (J^+)^* J^- \quad (17)$$

$$W_{TL}^+ = 2 \operatorname{Re} \sum (J^0)^* (J^+ + J^-) \quad (18)$$

$$W_{TL}^- = 2 \operatorname{Re} \sum (J^0)^* (J^+ - J^-) \quad (19)$$

$$\tilde{W}_{TL}^+ = 2 \operatorname{Im} \sum (J^0)^* (J^+ + J^-) \quad (20)$$

$$\tilde{W}_{TL}^- = 2 \operatorname{Im} \sum (J^0)^* (J^+ - J^-) \quad (21)$$

Les éléments de matrice du courant nucléaire sont donnés par l'expression:

$$J^A = \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \langle \psi_f | J^A | \psi_i \rangle d\vec{r} \quad (22)$$

où J^0 , J^+ and J^- sont les projections du vecteur de courant nucléaire longitudinale (le long de \vec{q}) and transverse (perpendiculaires à \vec{q}).

La valeur de la polarisation transverse du photon virtuel ϵ est donnée par l'expression:

$$\epsilon = \left(1 + 2 \frac{q^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\theta}{2}\right)^{-1} \quad (23)$$

La séparation de toutes les différentes fonctions de structure nécessite de varier la polarisation du photon virtuel, la polarisation du faisceau et celle de la cible ainsi que l'angle de non-coplanarité. On effectue les expériences classiques de séparation des fonctions de structure longitudinale et transverse en faisant varier ϵ en utilisant une géométrie coplanaire, un faisceau et une cible non polarisés. Une méthode de séparation des différentes fonctions de structure par la mesure des asymétries, proposée par Papanicolas et al. [Pa89], est en voie de réalisation au laboratoire Bates du MIT pour mesurer la déformation du nucléon.

Dans le cas d'une cible de nucléons polarisés (spin 1/2), la section efficace peut être mise sous la forme :

$$\frac{d\sigma(h, \vec{S})}{d\Omega dE_e d\Omega_X dp_X} = \frac{d\sigma_0(h, \vec{S})}{d\Omega dE_e d\Omega_X dp_X} \left[1 + \vec{S} \cdot \vec{A}^0 + h(A_e + \vec{S} \cdot \vec{A}')\right] \quad (24)$$

On a pris le système de coordonnées standard où Oz est le long du faisceau, Ox est dans le plan de diffusion de l'électron et Oy est perpendiculaire au plan de diffusion de l'électron.

h est l'hélicité de l'électron

S le spin de la cible

σ_0 la section efficace non polarisée

\vec{A}^0 l'asymétrie avec un faisceau non polarisé

\vec{A}_e l'asymétrie avec une cible non polarisée

\vec{A}' l'asymétrie de transfert lorsque faisceau et cible sont tous les deux polarisés.

La détermination de la distribution angulaire de la section efficace polarisée et non polarisée permet de séparer les différentes fonctions de structure et d'isoler les composantes qui sont les plus intéressantes du point de vue théorique.

Pour une géométrie coplanaire où le plan de détection est dans le plan de diffusion de l'électron et dans le cas de l'approximation de Born :

- $A_X^0 = A_Y^0 = A_Z^0 = 0$
- $A'_Y = 0$
- $A'_X \neq 0 \quad A'_Z \neq 0$

Un point intéressant à noter est qu'en l'absence d'interactions dans l'état final $A'_Y = 0$. Si par contre il y a des interactions dans l'état final, on peut mesurer directement leur effet en mesurant la variation de A'_Y . On a ainsi des informations précises sur le mécanisme de réaction.

Pour une cinématique colinéaire, lorsque la particule X éjectée dans la réaction ($e, e'X$) est émise dans la direction du photon virtuel, A'_X ne dépend que du terme d'interférence longitudinal-transverse alors que A'_Z ne dépend que du terme transverse-transverse. La mesure de A'_X est particulièrement intéressante pour mesurer un terme coulombien qui est faible. Dans ce cas le carré du terme coulombien est très difficile à mesurer alors que le produit du terme coulombien (longitudinal) par un terme magnétique (transverse) est en général beaucoup plus facile à mesurer. C'est l'idée de plusieurs expériences CEBAF pour mesurer le facteur de forme électrique du neutron, le facteur de forme de transition $N \rightarrow \Delta$ ou celui de la transition $N \rightarrow$ résonance de Roper.

3.5 Diffusion élastique

La diffusion élastique électron-noyau contient à la fois des contributions dues à la diffusion par la charge et le magnétisme du noyau.

Si le noyau a un spin $J > 0$, la section efficace contient plusieurs multipôles électriques et magnétiques. Le cas le plus simple est celui d'un noyau de spin 0. Dans ce cas, il y a une symétrie sphérique et seul le facteur de forme monopolaire contribue à la section efficace. Si de plus on suppose que le noyau est infiniment lourd, il n'y a ni terme de recul, ni correction relativiste dans la description des courants dans le noyau. Dans l'approximation d'onde plane de Born, on ne considère que l'échange d'un seul photon, la section efficace est alors donnée par l'expression.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{eA \rightarrow eA} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{point} |F(\vec{q})|^2 \quad (25)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left[\frac{Z\alpha \cos \theta/2}{2E \sin^2(\theta/2)} \right]^2 \quad (26)$$

$$F(\vec{q}) = \int \rho(\vec{r}) e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} d^3r \quad (27)$$

$$\rho(\vec{r}) = \int F(\vec{q}) e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} d^3q \quad (28)$$

La section efficace de Mott donnée par l'équation 11 est celle de la diffusion élastique d'électrons par une charge ponctuelle. C'est la déviation de la section efficace expérimentale à partir de la section efficace de Mott qui permet de mesurer l'extension finie de la distribution de charge du noyau $\rho(r)$. Cette information est contenue dans le facteur de forme $F(\vec{q})$ qui est la transformée de Fourier de la distribution de charge nucléaire. Pour une charge ponctuelle, $F(\vec{q} = 1)$. Lorsque le noyau de spin 0 a une masse finie, il faut tenir compte du recul du noyau. Dans le système de référence du laboratoire, la section efficace s'écrit:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{eA \rightarrow eA} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \frac{1}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2(\theta/2)} |F(\vec{q})|^2 \quad (29)$$

Le concept de facteur de forme est mathématiquement parfaitement défini, puisqu'il

s'agit de la transformée de Fourier de la distribution de charge de l'état fondamental du noyau. Il est toujours possible de le calculer dans le cadre d'un modèle. Pour un noyau lourd, on sait extraire la distribution de charge à partir des sections efficaces expérimentales. Mais ce n'est pas possible pour les noyaux légers, car dans ce cas la contribution des effets relativistes et des courants d'échanges mésoniques est trop importante. Il n'est pas possible d'isoler le facteur de forme de ces autres contributions à la section efficace autrement que dans le cadre d'un modèle. Dans le cas des noyaux légers, il faut donc utiliser un cadre théorique consistant pour calculer la distribution des nucléons, les courants d'échanges mésoniques et les corrections relativistes. On ne peut pas utiliser les échanges mésoniques calculés avec un potentiel A alors que la fonction d'onde du noyau a été calculée avec un potentiel B.

La diffusion élastique d'électrons sur les noyaux légers est un problème relativiste. C'est pourquoi on écrit la section efficace en fonction d'invariants relativistes, le quadri-transfert de moment Q^2 et les deux fonctions de structure $A(Q^2)$ et $B(Q^2)$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \left[(A(Q^2)) + (B(Q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2}) \right] \quad (30)$$

$A(Q^2)$ contient l'information sur la distribution de charge et $B(Q^2)$ l'information sur la distribution de courant dans le noyau. On sépare ces fonctions de structure par une combinaison de mesures à angle avant et arrière.

3.6 Corrections Coulombiennes et Corrections Radiatives

L'approximation de Born ne tient compte que du premier terme d'une série en puissances de $(Z\alpha)$. Ce premier terme correspond à l'échange d'un seul photon. Lorsque la charge du noyau $Z > 1$, il faut également tenir compte d'autres contributions qui sont dues à l'échange de plusieurs photons. Ces contributions sont appelées corrections coulombiennes, si le noyau demeure dans son état fondamental pendant la réaction. On les appelle corrections de dispersion si le noyau est excité dans un état intermédiaire entre deux échanges de photons. Les effets coulombiens peuvent être calculés exactement pour la diffusion élastique par une analyse en déphasage, en résolvant l'équation de Dirac pour une charge étendue. Ces corrections coulombiennes jouent un rôle important, même pour un noyau aussi léger que ${}^3\text{He}$. Pour la diffusion inélastique, on se sert de l'approximation de Born en ondes distordues pour calculer l'effet des distorsions coulombiennes. Les effets de dispersion sont en général négligeables.

Les corrections radiatives sont importantes. Elles proviennent du fait que les électrons ont une masse légère et qu'ils peuvent facilement rayonner dans le champ électromagnétique du noyau, en émettant un ou plusieurs photons avant ou après le processus de diffusion. La description de ces différents effets est donnée dans l'article de revue de Mo and Tsai [MT69]. Il faut également tenir compte de l'interaction avec les électrons du cortège atomique du noyau. (Landau straggling). La somme de ces différents effets est typiquement de 30 % pour un noyau léger. Ces effets radiatifs sont purement électromagnétiques et on sait les calculer avec précision.

Toutes ces corrections sont prises en compte par les expérimentateurs. Des programmes de calcul efficaces ont été mis au point par des générations successives de physiciens. La diffusion d'électrons est une sonde qu'on a su parfaitement maîtriser. On sait aujourd'hui mesurer la section efficace de diffusion élastique avec une erreur systématique de moins de 1 % sur une dynamique étendue.

3.7 Distributions de charge nucléaires

L'approximation du champ moyen avec une interaction nucléon-nucléon effective est la seule approche théorique qui permette de décrire la fonction d'onde de l'état fondamental des noyaux par un calcul microscopique self-consistant.

Les tests les plus précis de ces calculs sont les densités de charge et de magnétisme expérimentales mesurées par diffusion élastique d'électrons. Dans le modèle en couches la densité de charge est la somme des carrés des fonctions d'onde de protons convoluées par la taille finie du proton. Aussi la distribution de charge d'un noyau est-elle l'observable qui donne le plus de renseignements interprétables sur la fonction d'onde de l'état fondamental du noyau. Un exemple typique est celui de la densité de charge du noyau de ^{208}Pb . La figure 10 montre l'ensemble des sections efficaces en fonction du transfert d'impulsion. Les données couvrent l'intervalle $0.3 \text{ fm}^{-1} < q < 3.6 \text{ fm}^{-1}$. La section efficace décroît d'un facteur 10^{13} dans cet intervalle. La section efficace la plus petite mesurée est de $10^{-38} \text{ cm}^2/\text{sr}$ ce qui correspond à environ 1 événement en 48 heures en utilisant une cible de 200 mg/cm^2 et une intensité de faisceau de $20 \mu\text{A}$ à une énergie incidente de 500 MeV , ce qui correspond à une luminosité de $10^{38} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Avec la théorie du champ moyen, on arrive à reproduire la distribution de charge des noyaux avec une assez bonne précision. Le grand succès des années 70 a été de réussir à décrire tous les noyaux avec la même force. On pensait à la fin des années 60 qu'on arriverait à construire cette force à partir de la théorie de Brueckner en utilisant l'interaction nucléon-nucléon libre tel que le potentiel de Paris [La80]. On s'est rendu compte que c'était impossible car on n'arrive pas à décrire correctement les propriétés de saturation des noyaux. On doit introduire une paramétrisation en fonction de la densité pour décrire la distribution de charge au centre du noyau. Le résultat le plus remarquable de la théorie a été de décrire correctement la phase des oscillations de la densité de charge à l'intérieur du noyau. Le succès de la théorie du champ moyen dans un système aussi dense que les noyaux atomiques est une conséquence du principe de Pauli. La partie à courte portée des interactions nucléon-nucléon est considérablement atténuée par le principe d'exclusion. Les nucléons ne peuvent diffuser dans des orbitales déjà occupées. Ils ne peuvent que diffuser, avec une probabilité relativement faible, vers des états d'énergie beaucoup plus élevée au delà du niveau de Fermi.

Le point le plus délicat à comprendre a été de trouver une explication à l'atténuation des oscillations des densités de charge dans la partie centrale des noyaux. Ce désaccord a été mis en évidence par la mesure des densités de charge faites avec une précision de 1 % au centre du noyau pour les noyaux à couches fermées. L'origine de ce désaccord est due à l'effet des corrélations nucléon-nucléon qui ne sont pas pris en compte par la théorie du champ moyen. Si l'introduction d'une dépendance en densité permet décrire correctement

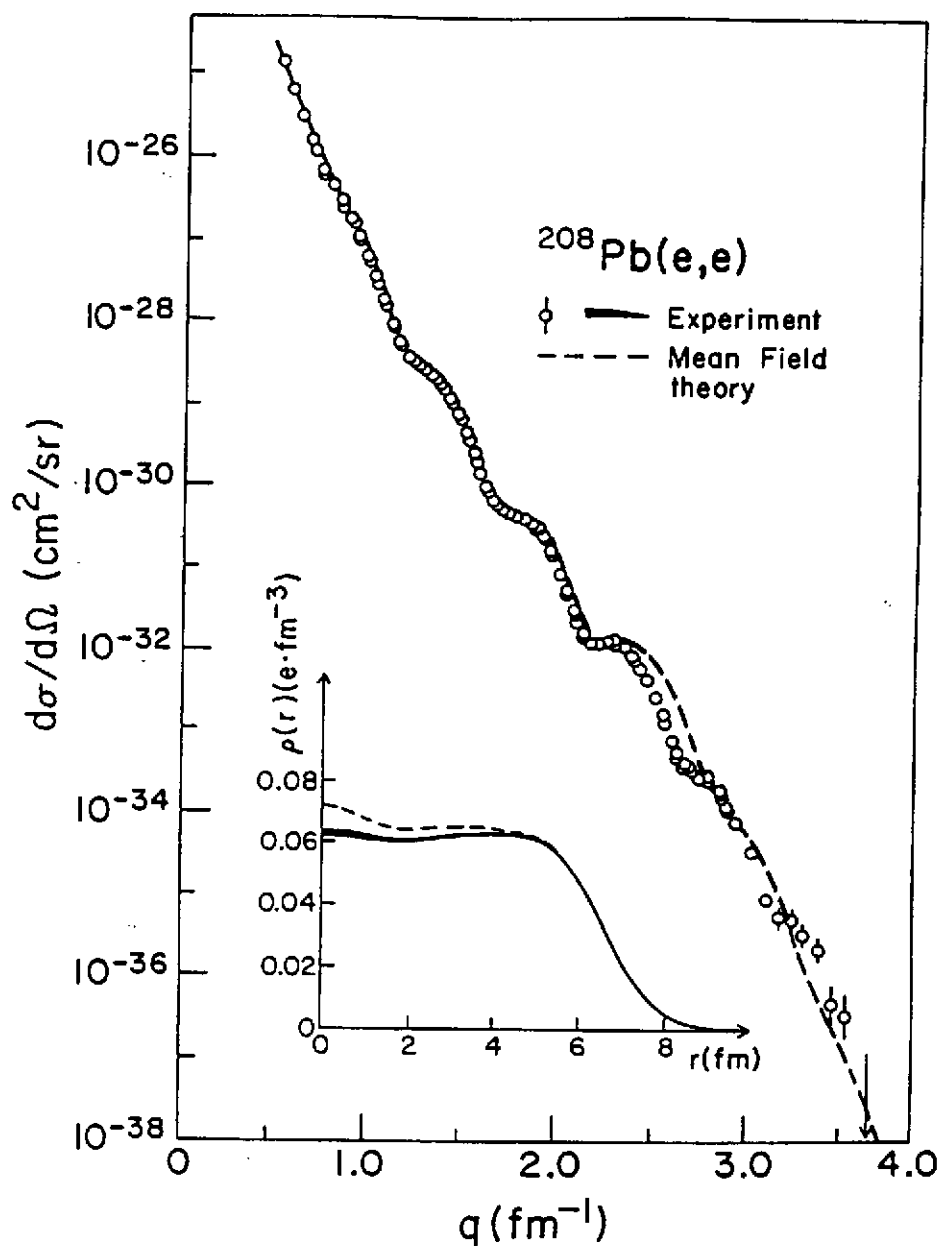


Figure 10: Section efficace de diffusion élastique d'électrons sur le noyau de ^{208}Pb à 500 MeV. L'encart montre la densité de charge du noyau de ^{208}Pb qu'on déduit de ces données. La courbe en tirets représente la prédiction d'un calcul microscopique fait avec la force de Gogny et la théorie du champ moyen [FP87].

la forme des orbites de nucléon, elle ne permet pas de connaître le dépeuplement partiel de ces orbites sous l'effet des corrélations.

Une grande partie du programme expérimental de CEBAF sera consacrée à la réalisation d'expériences pour mesurer l'effet des corrélations nucléon-nucléon et comprendre leur mécanisme.

4 LA STRUCTURE DU NUCLEON

4.1 Facteurs de forme du proton

La section efficace de diffusion électron-proton est en général exprimée en fonction du facteur de forme de charge $G_E^P(Q^2)$ et du facteur de forme magnétique $G_M^P(Q^2)$.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \frac{E'_e}{E_e} \left[\frac{G_E^P(Q^2) + \tau G_M^P(Q^2)}{1 + \tau} + 2\tau \left(G_M^P(Q^2) \right)^2 \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (31)$$

$$\tau = \frac{Q^2}{4M_{proton}^2} \quad (32)$$

$G_E^P(Q^2)$ et $G_M^P(Q^2)$ sont les facteurs de forme de Sachs. Leur expression à partir des facteurs de forme de Dirac $F_1^P(Q^2)$ et de Pauli $F_2^P(Q^2)$ est donnée par la relation:

$$G_E^P(Q^2) = F_1^P(Q^2) - \tau \kappa F_2^P(Q^2) \quad (33)$$

$$G_M^P(Q^2) = F_1^P(Q^2) + \kappa F_2^P(Q^2) \quad (34)$$

$$G_E^P(0) = 1 \quad (35)$$

$$G_M^P(0) = \mu_p = 2.7928 \mu_0 \quad (36)$$

$$\kappa = 1.7928 \mu_0 \quad (37)$$

Le facteur de forme de Dirac $F_1^P(Q^2)$ correspond à la composante de l'amplitude de diffusion qui conserve l'hélicité, tandis que $F_2^P(Q^2)$ correspond à la composante qui ne la conserve pas. On paramétrise souvent les facteurs de forme du nucléon par un facteur de forme dipolaire :

$$G_E^P(Q^2) = G_D(Q^2) \quad (38)$$

$$G_M^P(Q^2) = \mu_p G_D(Q^2) \quad (39)$$

$$G_D(Q^2) = \frac{1}{(1 + Q^2/(0.71(GeV/c)^2))^2} \quad (40)$$

Cette paramétrisation $G_D^P(Q^2)$ décrit relativement bien les données jusqu'à un transfert d'impulsion $Q^2 = 2 (GeV/c)^2$ avec une précision de l'ordre de 10 %.

Le rayon quadratique moyen du proton est défini par :

$$\langle r_p^2 \rangle_{charge} = 6 \left(\frac{dG_E^P(Q^2)}{dQ^2} \right) \Big|_{Q^2=0} \quad (41)$$

A partir du fit des données expérimentales par Simon et al. [Si80], on déduit le rayon de charge du proton :

$$\langle r_p^2 \rangle_{charge} = 0.862 \pm 0.012 \text{ fm} \quad (42)$$

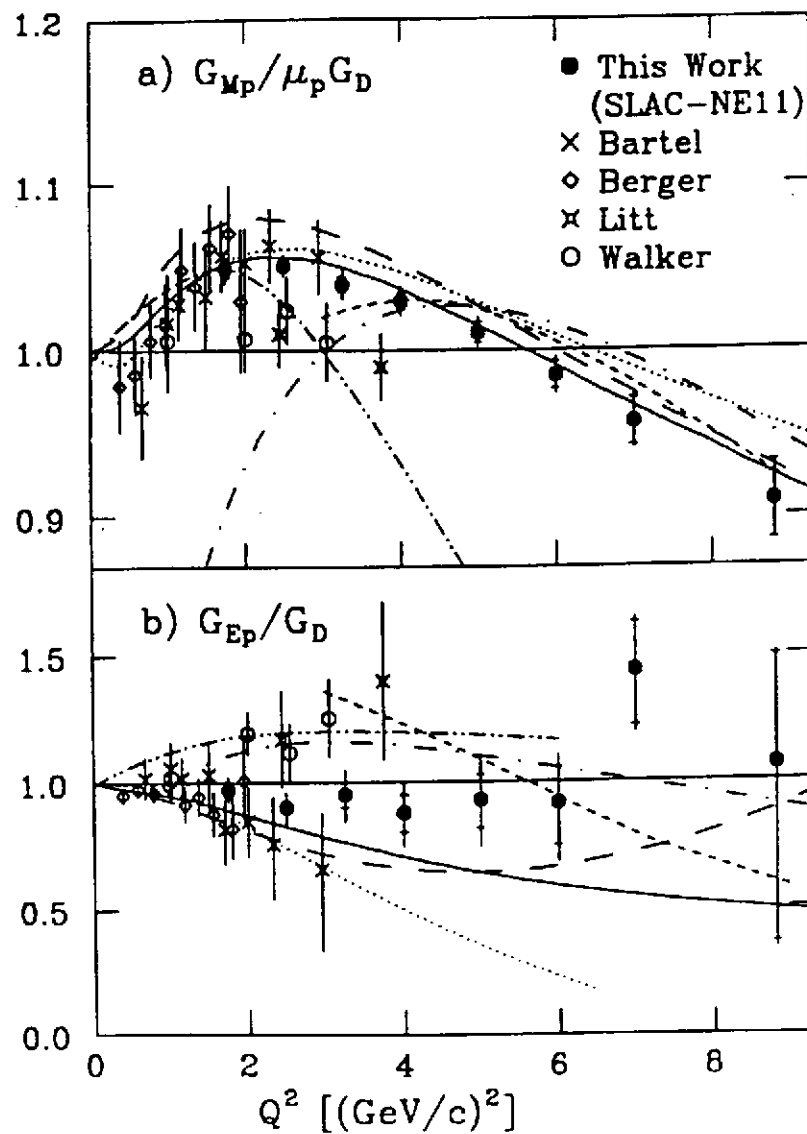


Figure 11: Facteurs de forme électrique et magnétique du proton On a divisé les données expérimentales par le facteur de forme dipolaire a) G_E/G_D . b) $G_M/(\mu_p G_M)$ [Bo92].

La figure 11 est une comparaison des résultats les plus récents mesurés au SLAC par la collaboration NE-11 facteurs de forme du proton à différentes prédictions théoriques. La séparation de $G_E^P(Q^2)$ et $G_M^P(Q^2)$ a été effectuée jusqu'à $Q^2 = 8 (GeV/c)^2$ [Bo92]. Le modèle de Höhler et al. [Ho76] (courbe tiretée) est basé sur la dominance vectorielle et les relations de dispersion. Il tient compte des mésons ρ , ϕ et ω . Le modèle de Iachello, Jackson et Lande [IJL73] (pointillés) est également basé sur la dominance vectorielle. Le modèle de Radyushkin détermine la fonction d'onde hadronique à partir des règles de somme de QCD [Ra84] (tiret-point). Le modèle de Gari and Krumpelmann [GK84] (trait plein) est une paramétrisation en termes de dominance vectorielle aux faibles valeurs de Q^2 et de QCD perturbative dans la région asymptotique de Q^2 . L'intérêt de ces deux modèles est qu'ils permettent d'explorer les contraintes spécifiques apportées par QCD sur la structure du nucléon. Il est curieux d'observer que la meilleure description des données soit celle d'un simple fit dipolaire.

La proposition d'expérience PR-89-014 à CEBAF vise à mesurer avec une grande précision ($\leq 5\%$ le facteur de forme électrique du proton en mesurant la polarisation du proton de recul dans la diffusion d'électrons polarisés sur une cible d'hydrogène non polarisée. La mesure de la diffusion élastique électron-proton sera faite en détectant en coïncidence l'électron et le proton diffusés avec les deux spectromètres magnétiques du Hall A. $G_E^P(Q^2)$ sera déterminé par la mesure de l'asymétrie A'_X du proton de recul. Cette expérience nécessite un polarimètre dans le plan focal du spectromètre qui détecte le proton. Ce polarimètre devra couvrir une gamme de transfert jusqu'à 3.2 GeV/c. La méthode proposée consiste à mesurer simultanément les composantes A'_X et A'_Z pour déterminer le terme d'interférence $G_E^P G_M^P$ en utilisant les mesures de G_M^P déjà existantes. L'expérience nécessite également une cible d'hydrogène liquide de 10 cm capable de fonctionner avec un courant d'électrons de 100 μA . La précision des données à laquelle on s'attend est illustrée sur la figure 12. L'expérience prévoit d'atteindre un transfert maximum $Q^2 = 4.5 (GeV/c)^2$ en 1440 heures de faisceau si la polarisation du faisceau $p = 0.4$ et en 360 heures de faisceau si $p = 0.8$. Ceci illustre la nécessité d'avoir un taux de polarisation p élevé car le temps nécessaire pour réaliser une expérience avec une précision donnée varie en fonction de p^2 .

4.2 Le facteur de forme électrique du neutron $G_E^n(Q^2)$

La distribution de charge du neutron est constituée d'une distribution de charges positive et négative dont la somme correspond à une charge totale nulle. Cette distribution spatiale est donc une observable particulièrement intéressante parce qu'elle mesure directement la structure interne du neutron.

La difficulté de mesurer les facteurs de forme du neutron est due à l'absence de cible de neutrons. La plupart des données proviennent de la diffusion élastique ou quasiélastique sur le deutéron. On ne connaît vraiment bien du facteur de forme électrique du neutron que sa pente à l'origine qu'on a mesurée par la diffusion de neutrons thermiques sur des électrons atomiques. A partir de ces résultats on en déduit le rayon quadratique moyen de la distribution de charge du neutron :

$$\langle r_n^2 \rangle_{charge} = -0.1192 \pm 0.0018 fm \quad (43)$$

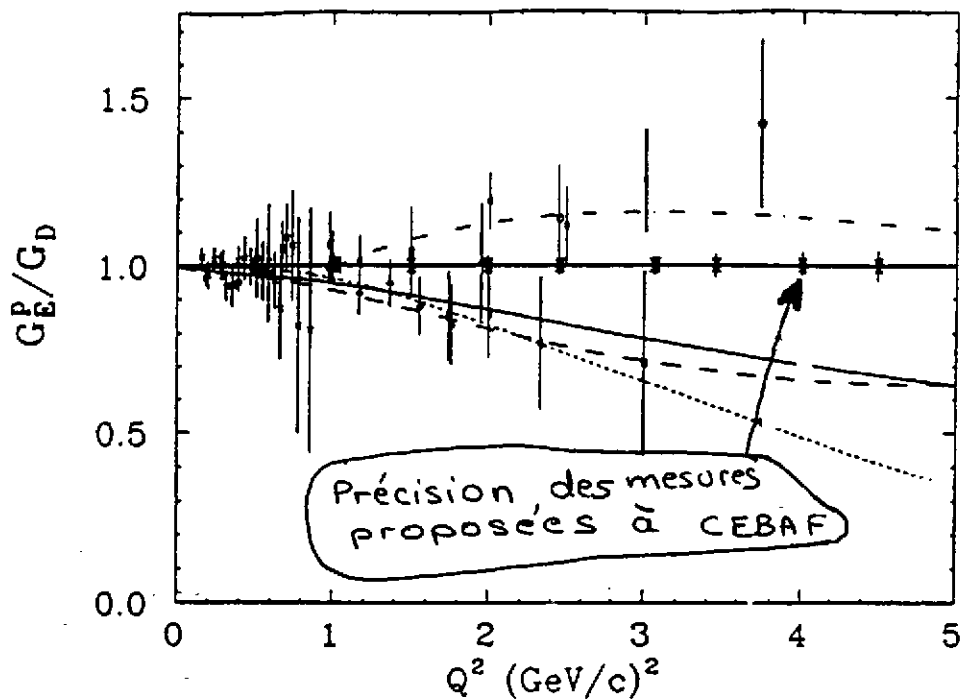


Figure 12: Facteur de forme électrique du proton et mesures envisagées à CEBAF par mesure de la polarisation de recul du proton.

Le signe négatif est la conséquence du nuage de charge négative qui se trouve à la périphérie de la distribution de charge du neutron.

Les modèles théoriques qui ont été discutés pour le proton sont en assez bon accord avec les données expérimentales de $G_M^p(Q^2)$. Les nouvelles expériences prévues à NIKHEF et Mayence vont améliorer prochainement la précision de la détermination de $G_M^p(Q^2)$.

Le facteur de forme électrique du neutron $G_E^n(Q^2)$ est le plus mal connu des quatre facteurs de forme du nucléon. La connaissance la plus précise sur $G_E^n(Q^2)$ est aujourd'hui celle qu'on déduit de la diffusion élastique d'électrons sur le deutéron. Le progrès des connaissances sur l'interaction nucléon-nucléon ont permis de déduire le facteur de forme électrique du neutron à partir des mesures de $A(Q^2)$ jusqu'à $1 (GeV/c)^2$. Les résultats expérimentaux de $G_E^n(Q^2)$ sont décrits par la paramétrisation suivante :

$$G_E^n(Q^2) = -a \frac{\mu\tau}{1 + b\tau} \cdot G_D(Q^2) \quad (44)$$

$\mu = -1.913$ est le moment magnétique du neutron.

$$\tau = Q^2/4M^2$$

M la masse du nucléon

$$a = 1.25 \pm 13)$$

$$b = 18.3 \pm 3.4$$

La courbe en trait plein de la figure 13 est le meilleur ajustement des résultats expérimentaux sur le facteur de forme électrique du neutron $G_E^n(Q^2)$.

L'utilisation des fonctions d'onde du potentiel de Paris conduit à une valeur de la pente de $G_E^n(Q^2)$ à l'origine en bon accord avec le résultat 0.0199 ± 0.0003 de la diffusion

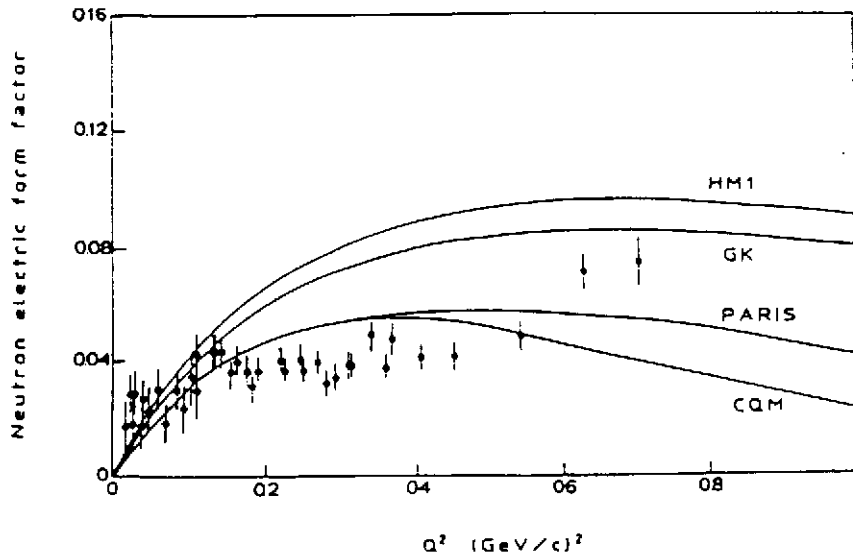


Figure 13: Facteur de forme électrique du neutron. $G_E^n(Q^2)$ déterminé avec les fonctions d'onde du potentiel de Paris [Pl89].

de neutrons thermiques sur les électrons. Les potentiels Argonne V14 and Nijmegen conduisent à des valeurs trop grandes de 50 %.

Les données expérimentales de $G_E^n(Q^2)$ sont en assez bon accord avec la paramétrisation de Höhler *et al.* [Ho76] et l'ancien fit de Galster *et al.* [Ga71] mais elles sont en désaccord avec la prédiction de Gari and Krumpelmann [GK84]. Le modèle de soliton chiral [We89] est une description raisonnable des facteurs de forme du nucléon jusqu'à $Q^2 = 1 (GeV/c)^2$ mais la pente à l'origine n'est pas compatible avec les données expérimentales.

La détermination des valeurs expérimentales de $G_E^n(Q^2)$ s'appuie sur les connaissances bien établies des courants d'échange mésoniques et des corrections relativistes jusqu'à $1 (GeV/c)^2$. Dans cette gamme de transfert d'impulsion ces corrections sont de l'ordre de 10 to 15 %. Au dessus de $1 (GeV/c)^2$ les effets relativistes et les courants d'échange mésoniques augmentent considérablement et les différentes prédictions théoriques sont en désaccord les unes avec les autres. C'est la région où l'on devient très sensible aux hypothèses théoriques. Il faut donc recourir à d'autres approches expérimentales basées sur les mesures de polarisation. avec un faisceau d'électrons polarisés et soit une cible polarisée soit une mesure de la polarisation de recul. La diffusion quasiélastique d'électrons à CEBAF sur les noyaux de 2H ou 3He , semble une excellente approche expérimentale. pour déterminer le facteur de forme électrique du neutron au dessus de $1 (GeV/c)^2$. Ces mesures n'ont jamais été réalisées jusqu'à présent, car elles nécessitent à la fois des mesures de polarisation et un faisceau continu. CEBAF est parfaitement bien adapté à ce type de mesure et plusieurs techniques ont été proposées pour mesurer $G_E^n(Q^2)$ avec précision.

Trois propositions utilisant des techniques différentes ont été acceptées à CEBAF pour mesurer le facteur de forme électrique du neutron. Ces propositions illustrent parfaitement les nouvelles possibilités qui vont être disponibles pour la première fois en diffusion d'électrons.

PR-89-018 Cette expérience utilisera une cible d'ammoniaque deutéré polarisé (ND_3) et

un faisceau d'électrons polarisé pour mesurer l'asymétrie dans la diffusion quasi-élastique. Cette asymétrie est proportionnelle au produit $G_E^n G_M^n$. On peut exprimer la diffusion inclusive $e - N$ comme la somme d'une partie non polarisée Σ et une partie polarisée Δ :

$$\sigma = \Sigma + h\Delta \quad (45)$$

$h = \pm 1$ est l'hélicité du faisceau incident. Dans le cas d'une cible polarisée longitudinalement et perpendiculairement à \vec{q}

$$A = \frac{\Delta}{\Sigma} \quad (46)$$

$$A = \frac{\Delta}{\Sigma} = -2 \frac{\sqrt{(\tau(1 + (1 + \tau) \tan(\theta/2) G_E^n G_M^n))}}{(G_E^n)^2 + \tau(1 + 2(1 + \tau) \tan^2(\theta_e/2)) G_M^n)^2} \quad (47)$$

$$(48)$$

Le schéma de la cible est présenté sur la figure 14. Une polarisation des deutérons d'environ 40 % est obtenue par la méthode de polarisation dynamique à très basse température $T < 1$ K dans un champ magnétique élevé de 2.5 à 5 Tesla en présence d'un champ radiofréquence. La luminosité correspondant à cette cible est de $\simeq 3.10^{34}$. Il est envisagé d'utiliser un ensemble de deux aimants auxiliaires pour guider le faisceau et ainsi compenser la déflexion du faisceau d'électrons due à la présence d'un champ magnétique important dans la cible. L'expérience consiste à détecter en coïncidence l'électron diffusé et le neutron dans le Hall C. L'électron sera détecté avec le spectromètre HMS et le neutron sera détecté par un mur de scintillateurs plastiques qui couvrira une surface de $1,6 \times 3 \text{ m}^2$. Chaque scintillateur est constitué de barreau de $1.5 \times 0.1 \times 0.1 \text{ m}^3$.

La mesure de la polarisation du faisceau est prévue à CEBAF avec deux types de polarimètres. Le polarimètre Möller utilise la mesure de l'asymétrie de la diffusion du faisceau d'électrons sur une cible d'électrons atomiques dans du fer magnétisé. La polarisation des électrons est de 0.8. Situé en aval de la cible polarisée, il est constitué d'un septum magnétique qui dévie les électrons diffusés élastiquement dans deux aimants en C situés de part et d'autre de la ligne de faisceau. Le polarimètre Compton utilise la diffusion compton avec un laser à angle arrière. Le polarimètre Möller est bien adapté à des faisceaux de faible intensité, alors que le polarimètre Compton nécessite des intensités importantes. En effet le comptage à angle arrière est de 1 kHz/Watt/200 μA . Dans le cas d'une cible polarisée de ND_3 , l'intensité maximum du faisceau, de l'ordre de 10 nA, semble très faible pour pouvoir utiliser un polarimètre Compton.

Pour déterminer G_E^n avec précision, il faudra utiliser les mesures de G_M^n qui seront réalisées à NIKHEF et Mayence avec la réaction $d(e, e'n)$. Il est prévu de faire 4 points de mesure de 0.5 à 2 $(\text{GeV}/c)^2$ avec une précision de 10 à 20 %. en un temps estimé à 1325 heures. La précision des données envisagées est montrée sur la figure 15. Cette expérience propose également d'utiliser la réaction $\vec{d}(\vec{e}, e'p)$ pour mesurer G_E^p qui est bien déterminé pour $Q^2 < 1(\text{GeV}/c)^2$. Ces mesures seront beaucoup plus rapides et serviront de calibration et de vérification du système.

PR-91-020 Cette expérience part du même principe, mais elle prévoit d'utiliser comme cible de neutrons polarisés une cible de 30 cm de long et de 2.54 cm de diamètre remplie

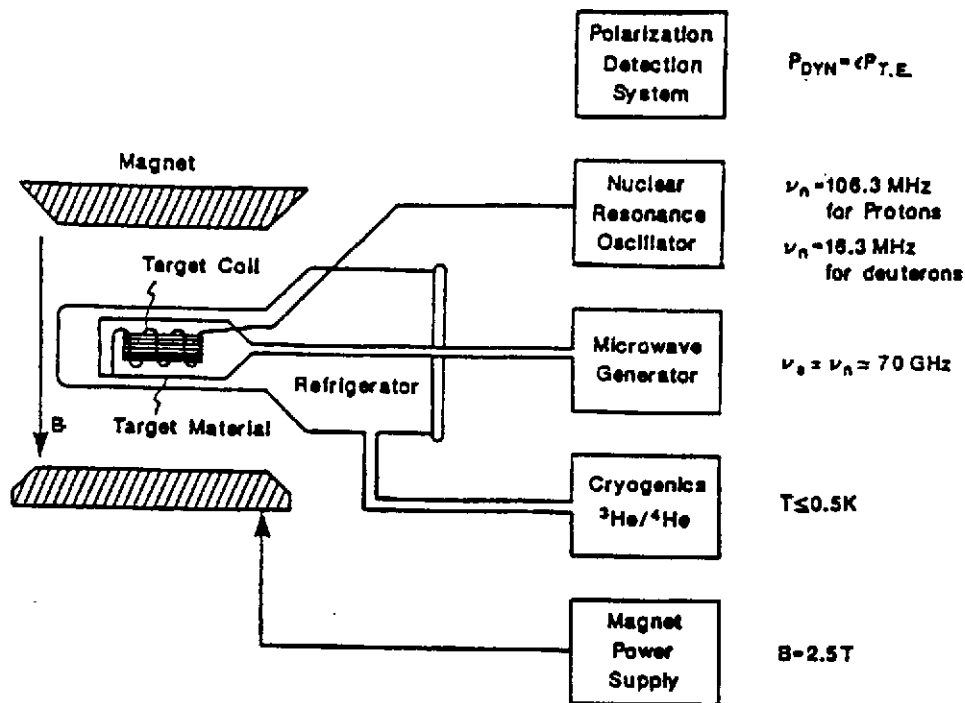


Figure 14: Schéma de principe de la cible de deutérons polarisés.

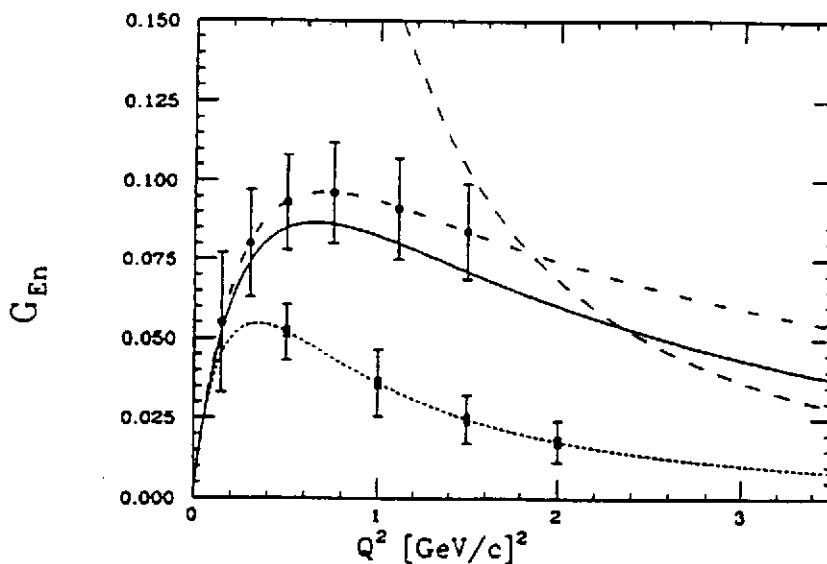


Figure 15: Précision des données sur G_E^n prévues par la proposition 89-018 par diffusion d'électrons polarisés sur une cible de neutrons polarisés sous forme de ND_3 (courbe du bas) et de la proposition 89-005 par diffusion d'électrons polarisés sur une cible de deutérium non polarisé et détection de la polarisation du neutron de recul.

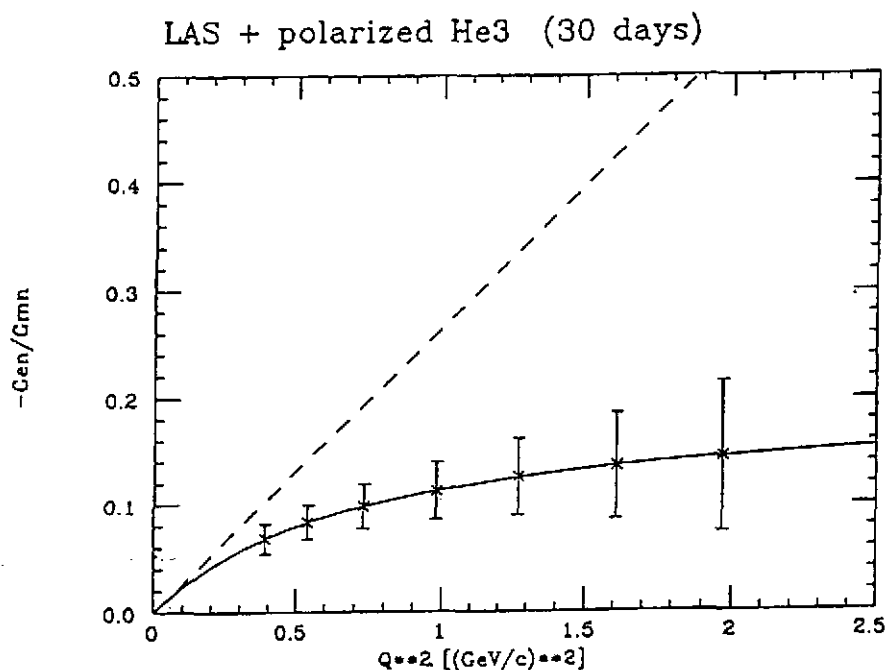


Figure 16: Précision des données sur G_E^n prévues par la proposition 91-020 utilisant une cible de ^3He polarisée et le CLAS.

de gaz ^3He polarisé par pompage optique avec un laser LNA à 1.083μ dont la conception s'inspire d'une cible qui est actuellement en service au laboratoire de Bates-MIT et dont il existe un projet similaire à Mayence. La cible fonctionne à la température de l'azote liquide (77 K). Elle pourra supporter un faisceau d'intensité de $60 \mu\text{A}$ et aura une luminosité de $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. L'avantage de ce type de cible est l'utilisation d'un faible champ magnétique. L'expérience sera réalisée dans le Hall B avec le détecteur CLAS. La précision des données expérimentales prévue en un run de 30 jours est illustrée sur la figure 16.

PR-89-005 Dans les deux propositions précédentes, on se sert d'un faisceau polarisé et d'une cible polarisée. L'inconvénient des cibles polarisées est la complexité de leur mise en œuvre et leur luminosité relativement faible. On peut mesurer le même terme d'interférence $G_E^n G_M^n$ avec une cible non polarisée, mais en détectant la polarisation du neutron de recul [ACG81]. L'expérience proposée ici est la continuation à CEBAF d'une expérience en cours au laboratoire de Bates-MIT. On utilise la diffusion quasi-élastique d'électrons polarisés longitudinalement sur une cible de deutérium liquide non polarisé et on détecte en coïncidence l'électron polarisé et le neutron de recul. Le polarimètre à neutrons de recul est schématiquement représenté sur la figure 17. Il est constitué de 12 scintillateurs, soit 4 analyseurs de 25.4 cm de large et 0.5 m de hauteur et 4 détecteurs de 50.8 cm de large et 1.02 m de hauteur situés de part et d'autre de la trajectoire des neutrons de recul. Chaque scintillateur a une épaisseur de 10 cm. La figure représente le polarimètre dans le plan horizontal. La hauteur est dans le plan perpendiculaire. L'énergie du neutron est déterminée par le temps de vol du neutron entre la cible et l'analyseur. Il est prévu de calibrer ce polarimètre à LAMPF.

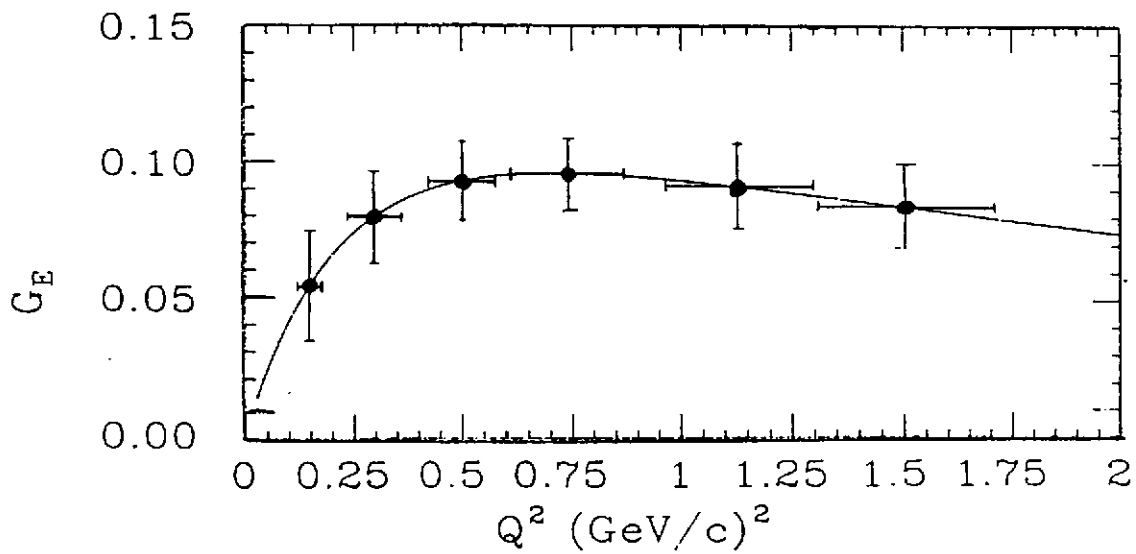
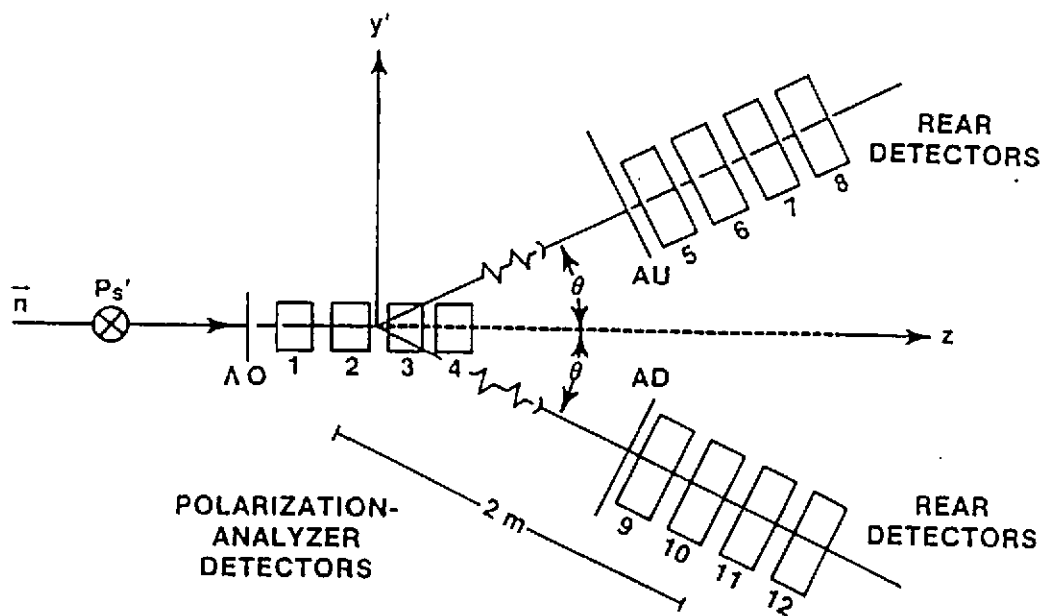


Figure 17: Schéma du polarimètre à neutrons et précision des données sur G_E^n prévues par la proposition 89-005.

La technique proposée permet de déterminer G_E^n avec la précision représentée sur la figure 17 en une prise de données de 1000 heures. L'expérience sera réalisée dans le Hall A ou le Hall C.

5 LE NUCLEON ET LES QUARKS ETRANGES

Dans le modèle des quarks le plus simple, les nucléons sont seulement composés de trois quarks u et d (quarks de valence), on ignore la contribution des gluons. Ce modèle simple décrit remarquablement bien la masse des mésons et celle des résonances du nucléon. Pourtant, certains de résultats expérimentaux, tels que la diffusion pion-nucléon de basse énergie (terme sigma) ou la structure en spin du nucléon, ont mis en évidence un désaccord avec la théorie si l'on ignore la présence des quarks étranges. La mer de quarks étranges semble fortement polarisée. Certaines interprétations théoriques vont même jusqu'à envisager que la mer étrange puissent être à l'origine de 30% de la masse du proton [JK87, Ga88, Ga91]. On ne sait que relativement peu de choses sur la distribution des quarks étranges. Les seules estimations théoriques sur leur distribution portent sur le rayon du facteur de forme de charge étrange du proton.

$$r_s^2 = -6 \left[\frac{dF_1^s}{dQ^2} \right]_{Q^2=0} \quad (49)$$

Suivant les hypothèses, r_s^2 varie de -0.2 à $+0.2 \text{ fm}^2$. On voit donc qu'il est fondamental de trouver des expériences qui apportent des résultats quantitatifs interprétables. Un programme de recherches systématiques à CEBAF va s'attaquer à ce problème et essayer de mesurer courant associé aux paires quarks-antiquarks étranges $s\bar{s}$. Deux approches expérimentales distinctes ont été proposées, une étude systématique de la violation de la parité pour mesurer les facteurs de forme faibles du nucléon et la mesure de l'évolution de la règle de Drell-Hearn-Gerasimov. Nous allons voir tout d'abord comment ce programme se connecte naturellement à l'étude de la structure en spin du nucléon qui a mis en évidence le rôle inattendu de la mer étrange..

5.1 La structure en spin du nucléon

A priori, le modèle des quarks suggère que le spin $1/2$ du nucléon est la somme du spin des trois quarks de valence et le spin $3/2$ du Δ est dû au renversement du spin de l'un des quarks de valence. On peut le vérifier en mesurant l'asymétrie $A_1(x)$ de la diffusion profondément inélastique d'électrons ou de muons polarisés longitudinalement sur une cible de nucléons polarisés longitudinalement [HK83]. Soit $\sigma_{1/2}$ et $\sigma_{3/2}$ les sections efficaces d'absorption du photon virtuel lorsque la projection du moment angulaire du système photon virtuel-nucléon le long de l'axe du faisceau est soit $1/2$ soit $3/2$.

$$A_1(x) = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} \quad (50)$$

La figure 18 est une comparaison des données expérimentales et d'une prédiction théorique. Les données [As89] mettent en évidence un désaccord aux faibles valeurs de x . La mesure de cette asymétrie détermine $g_1(x)$, fonction de structure du nucléon dépendant du spin:

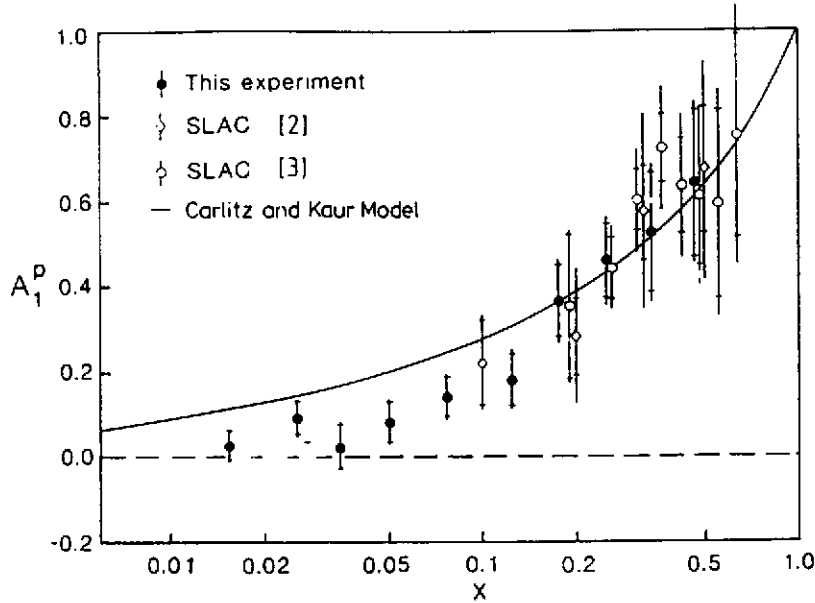


Figure 18: *Asymétrie de la diffusion profondément inélastique d'électrons et de muons polarisés longitudinalement sur des protons polarisés longitudinalement.*

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum e_i^2 [q^+(x) - q^-(x)] \quad (51)$$

$$g_1(x) = A_1(x) \cdot F_1(x) \quad (52)$$

$F_1(x)$ est la fonction de structure non polarisée. e_i est la charge du quark de saveur i , $q_i^+(x)$ et $q_i^-(x)$ sont les distributions de quark ayant une fraction d'impulsion x ayant soit même hélicité (+) soit une opposée (-) à celle du nucléon. Ellis et Jaffe [EJ74] ont établi une règle de somme en supposant une symétrie exacte de saveur SU(3) dans les décroissances de l'octet des baryons et en supposant que la polarisation de la mer étrange du nucléon est nulle. La règle de somme d'Ellis et Jaffe prédit pour le proton:

$$\int_0^1 g_1^p(x) dx = 0.189 \pm 0.005 \quad (53)$$

Expérimentalement on trouve:

$$\int_0^1 g_1^p(x) dx = 0.126 \pm 0.010(stat.) \pm 0.015(syst.) \quad (54)$$

Une explication possible de ce désaccord est que la mer étrange est fortement polarisée. De façon inattendue, on trouve les quarks ne contribuent que pour $(1 \pm 12 \pm 24)\%$ au spin du proton, beaucoup plus faiblement que prévu. Le rôle des gluons dans la structure en spin du nucléon est donc lui aussi à éclaircir. Altarelli et Ross [AR88] ont montré qu'il existe une correction gluonique qui se manifestait par l'anomalie axiale, bien que Jaffe and Manohar [JM89] estiment que cette contribution ne suffit pas à expliquer les résultats expérimentaux.

Ces résultats, stimulent actuellement les recherches sur le rôle de la mer de quarks étranges dans le nucléon. La communauté scientifique attend maintenant une nouvelle génération d'expériences de grande précision et une analyse théorique approfondie.

De nouvelles expériences tentent actuellement de mesurer $g_1(x)$ avec une bien meilleure précision. Le projet SMC de diffusion de muons polarisés à 100 et 200 GeV au CERN sur le proton et le neutron est présenté à cette école par Jacques Martino. L'expérience E142 au SLAC a mesuré en 1992 la diffusion d'électrons polarisés de 20 GeV sur le neutron. L'expérience E143 au SLAC prendra des mesures sur le proton en 1993. Le projet HERMES à Hambourg [Ri89] propose d'utiliser des électrons polarisés de 35 GeV circulant dans l'anneau de HERA et une cible interne gazeuse de deutérium ou de ^3He . On pourra pour la première fois faire des mesures précises à la fois sur le proton et le neutron et tester la règle de somme de Bjorken, dont la violation remettrait complètement en cause le cadre théorique de nos connaissances. La règle de somme de Bjorken relie la fonction de structure de spin $g_1^p(x)$ du proton et celle du neutron $g_1^n(x)$ mesurées en diffusion profondément inélastique aux constantes de couplage de la désintégration β :

$$\int_0^1 (g_1^p(x) - g_1^n(x)) dx = \frac{1}{6} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| \quad (55)$$

Le test expérimental de la règle de somme de Bjorken permettra de savoir s'il existe un problème vraiment fondamental dans la structure de spin du nucléon.

L'étude de la structure en spin du nucléon n'est pas possible à CEBAF car l'énergie de 6 GeV n'est pas suffisante pour entrer dans le domaine de la diffusion profondément inélastique. En revanche CEBAF est une machine idéale pour explorer le rôle de la mer de quarks étranges dans le nucléon en mesurant le facteur de forme faible du proton par les expériences de violation de la parité.

5.2 Expériences de violation de la parité

Le modèle standard de Weinberg and Salam pour l'interaction faible et électromagnétique suppose l'existence de quatre bosons vecteurs. Trois de ces bosons vecteurs font partie d'un triplet de SU(2) (W^+ , W^0 , W^-), le quatrième est un singlet, B^0 . Les bosons W se couplent seulement à la charge faible tandis que le B^0 se couple aux charges faible et électromagnétique. Les bosons B^0 et W^0 ne sont pas des particules physiques. Les particules physiques sont le photon et le Z^0 qui correspondent à des combinaisons orthogonales. Le photon n'a pas de masse et correspond à un couplage vectoriel,

$$\gamma = \cos \theta_W B^0 - \sin \theta_W W^0 \quad (56)$$

Le Z^0 est massif et il est le médiateur d'une nouvelle force, le courant faible neutre.

$$Z^0 = \sin \theta_W B^0 + \cos \theta_W W^0 \quad (57)$$

Le paramètre de mélange $\sin \theta_W$ n'est pas spécifié par le modèle standard, mais il existe des prédictions concernant les relations entre les masses.

$$m_W = 37.4 \text{ GeV} / \sin \theta_W \quad (58)$$

$$m_{Z^0} = m_W / \cos \theta_W = 75 \text{ GeV} / \sin^2 \theta_W \quad (59)$$

Le modèle standard prédit une interférence qui viole la parité, entre le courant faible et le courant électromagnétique (figure 19).

L'amplitude de diffusion d'électrons polarisés sur un noyau non polarisé est donnée par la somme:

$$M = M^\gamma + M^Z \quad (60)$$

L'amplitude M^Z est environ 10^5 fois plus faible que M^γ , mais, elle est composée d'une partie vecteur et d'une partie vecteur-axiale. C'est cette dernière qui viole la parité. On voit alors que le principe de l'expérience consiste à mesurer le terme d'interférence en faisant la différence de sections efficaces correspondant à une hélicité du faisceau positive et une hélicité négative.

$$A = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-} = \frac{M^\gamma M^Z}{|M^\gamma|^2} \quad (61)$$

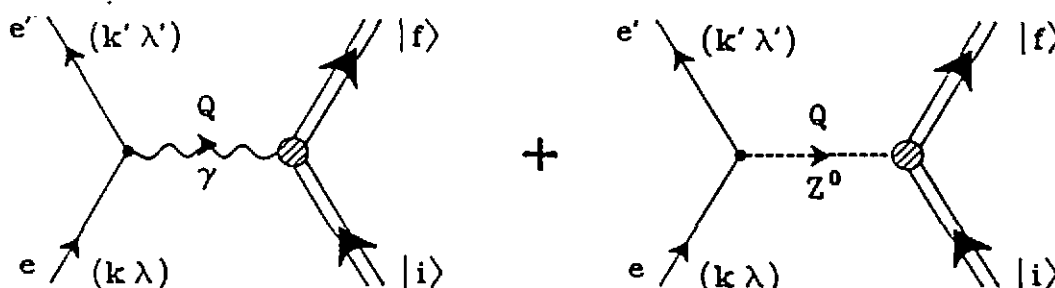


Figure 19: Amplitudes correspondant à l'échange d'un photon et d'un boson Z dont l'interférence conduit à une violation de la parité en diffusion d'électrons.

La violation de la parité est donc un test direct de la validité du modèle standard. Trois expériences de violation de parité en diffusion d'électrons ont été déjà réalisées, au SLAC [Pr79] à Mayence [He89] et au MIT [So89]. L'expérience consiste à mesurer l'asymétrie de la section efficace de diffusion d'électrons polarisés sur un noyau non polarisé. Les effets expérimentaux sont très petits mais mesurables avec précision.

Le résultat de Mayence a été obtenu par diffusion d'électrons polarisés sur du ^9Be à une énergie incidente de 300 MeV. On trouve une asymétrie due à la violation de la parité:

$$A_{ex} = (-9.4 \pm 1.8 \pm 0.5) \times 10^{-6} \quad (62)$$

La figure 20 montre les résultats de Mayence et du SLAC avec la prédiction du modèle standard. Les coordonnées représentent les constantes de couplage des quarks C_{2d} and C_{2u} . L'expérience de Mayence est beaucoup plus sensible au constantes de couplage axial mais elle a nécessité la mesure d'une asymétrie dix fois plus faible qu'au SLAC. La réussite de cette expérience par des techniques originales a ouvert la voie à des mesures de violation de parité précises. Il faut noter que même avec un faisceau d'électrons de 300 MeV on met en évidence l'échange d'un boson Z^0 par son interférence avec le photon virtuel. Ceci explique l'importance historique du résultat du SLAC. En effet, à cette époque, il y avait

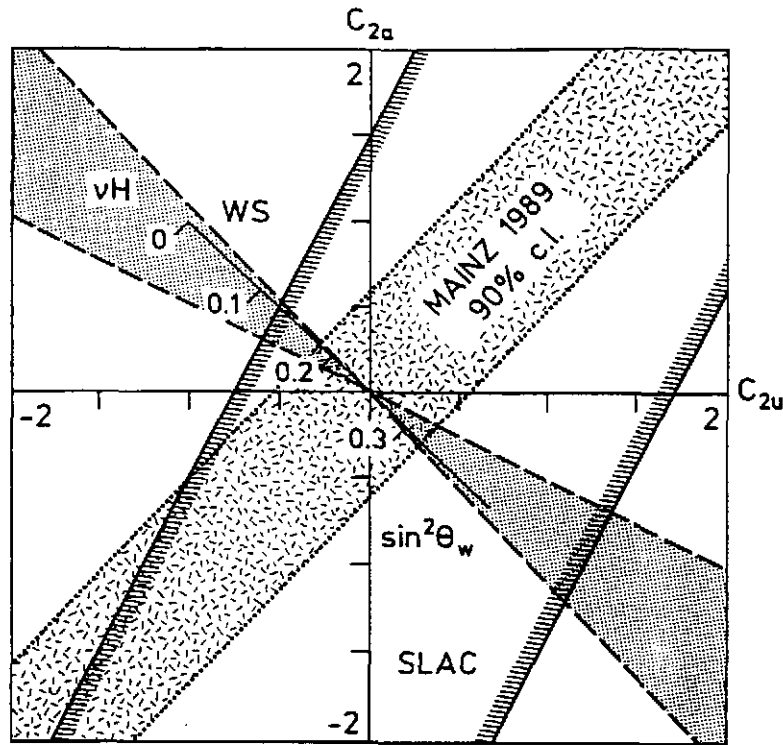


Figure 20: Résultats de la violation de parité dans la diffusion d'électrons polarisés sur le ^9Be [He89]. La zone grisée montre la région permise pour les constantes de couplage des quarks. Le résultat du SLAC obtenu sur le ^{12}C est également représenté sur la figure. [Pr79].

de nombreuses théories de jauge possibles, car on n'avait pas mis en évidence au CERN les bosons W et Z dans les collisions $p\bar{p}$.

La valeur de $\sin^2 \theta_W$ déterminée par l'expérience de Mayence est en très bon accord avec les résultats expérimentaux les plus récents. Bien que ce résultat ne soit pas plus précis que celui des expériences de haute énergie, il a l'intérêt de constituer un test indépendant de la validité du modèle standard à basse énergie.

A CEBAF les expériences de violation de la parité vont s'attaquer à un problème différent. Elles partent du principe que maintenant la validité du modèle standard est établie. Il s'agit maintenant de mesurer le facteur de forme faible magnétique anormal et de déterminer la contribution du courant des quarks étranges [MK89, Be89] dans le courant neutre faible. La partie isovectorielle des facteurs de forme faibles peut s'exprimer en fonction des facteurs de forme électromagnétiques. En revanche la partie isoscalaire implique une combinaison de quarks différente de la partie isoscalaire des facteurs de forme électromagnétique. Il est ainsi possible de mesurer le courant des quarks étranges. Comme le facteur de forme du neutron qui correspond à une charge totale nulle, le facteur de forme électrique G_E^S s'annule à $Q^2 = 0$ et on s'attend à ce qu'il ait un maximum vers $0.3 (\text{GeV}/c)^2$. En utilisant la symétrie d'isospin, on peut exprimer les facteurs de forme faible électrique et magnétique en fonction des facteurs de forme électrique et magnétique du proton et du neutron à laquelle vient s'ajouter le nouveau facteur de forme des quarks étranges.

$$G_{E,M}^Z = \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W\right) \left[\frac{G_{E,M}^p - G_{E,M}^n}{2}\right] \tau_3 - \sin^2 \theta_W \left[\frac{G_{E,M}^p + G_{E,M}^n}{2}\right] - \frac{1}{4} G_{E,M}^s \quad (63)$$

$\tau_3 = +1$ pour le proton et $\tau_3 = -1$ pour le neutron.

Il existe également un facteur de forme axial faible:

$$G_Z^A = -\frac{1}{2}g_A\tau_3 + \frac{1}{4}G_A^S \quad (64)$$

$g_A = 1.262 \pm 0.004$ est déterminée par la décroissance β du neutron.

L'expérience SAMPLE, en cours de réalisation au laboratoire Bates du MIT, va servir de banc d'essai. Elle sera réalisée à une énergie de 200 MeV et un transfert très faible, $Q^2 = 0.1$ (GeV/c)². SAMPLE va mesurer le facteur de forme magnétique faible en utilisant une cible d'hydrogène. Dans ces conditions, l'asymétrie est donnée par l'expression :

$$A = \tau G_M^\gamma (G_M^Z + 0.2 G_A^Z) \simeq 8 \times 10^{-6} \quad (65)$$

En 500 heures de faisceau, avec une polarisation de faisceau de 50 %, il est prévu d'atteindre une erreur statistique:

$$\left(\frac{\Delta A}{A}\right)_{Stat} = 5 \% \quad (66)$$

Ce qui permettrait de déterminer le facteur de forme faible magnétique avec une incertitude:

$$\Delta G_M^S = 0.22 \quad (67)$$

La cible d'hydrogène liquide aura 40 cm de long. Le détecteur sera constitué d'un compteur Cerenkov à air ($\Delta\Omega = 2$ sr équipé de 10 miroirs sphériques réfléchissant la lumière sur 10 photomultiplicateurs. Les miroirs seront placés à gauche et à droite, en haut et en bas pour minimiser les fausses asymétries. On couvrira ainsi les angles de diffusion de 135° à 160°. SAMPLE sera la première expérience réalisée pour mesurer le facteur de forme magnétique faible. Elle donnera une première idée de ce que l'on peut mesurer à transfert essentiellement nul. Mais c'est à CEBAF qu'on pourra vraiment explorer la variation des facteurs de forme faibles électrique et magnétique en fonction du transfert d'impulsion.

Pour la diffusion $\bar{e} + p$, l'asymétrie est donnée par l'expression:

$$A = -\frac{G_F Q^2}{\pi\alpha\sqrt{2}} \frac{\epsilon G_E^\gamma G_E^Z + \tau G_M^\gamma G_M^Z + \frac{1}{2}(1 - 4\sin^2\theta_W)\sqrt{\tau(1+\tau)(1-\epsilon^2)}G_M^\gamma G_A^Z}{\epsilon(G_E^\gamma)^2 + \tau(G_M^\gamma)^2} \quad (68)$$

$$\epsilon = \frac{1}{1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \frac{\theta}{2}} \quad (69)$$

$$\tau = \frac{Q^2}{4M^2} \quad (70)$$

G_F est la constante de Fermi des interactions faibles.

La contribution du terme vecteur-axial proportionnel à G_A^Z est atténuée par le facteur $(1 - 4\sin^2\theta_W) \simeq 0.08$. Connaissant G_A^Z , il est possible de séparer G_E^Z et G_M^Z en faisant des mesures au même transfert d'impulsion, mais en faisant varier ϵ . Aux angles avant on mesure la partie électrique, tandis qu'aux angles arrières, on mesure la partie magnétique.

L'expérience PR-91-017 se propose de réaliser un programme de mesures très complètes, avec le détecteur G_0 à champ magnétique toroïdal et très grand angle solide (0.5 – 0.9 msr), spécialement conçu pour ce programme. De plus, il est proposé de déterminer la facteur de forme vecteur-axial du proton par violation de la parité dans la diffusion quasiélastique dans le deutérium. La précision statistique de la mesure de l'asymétrie sera de 5 % en 700 heures pour les angles avant et 1400 heures pour les angles arrières. En ajoutant le temps de mise au point à celui des mesures sur le deutérium, on arrive à 5000 heures pour ce programme. Il s'agit avec la séparation des sections efficaces longitudinales et transverse dans les réactions $(e,e'p)$ et l'étude des résonances du nucléon, d'un des programmes les plus ambitieux de CEBAF. La figure 21 montre les mesures expérimentales et les erreurs prévues pour la mesure de G_E^S et G_M^S .

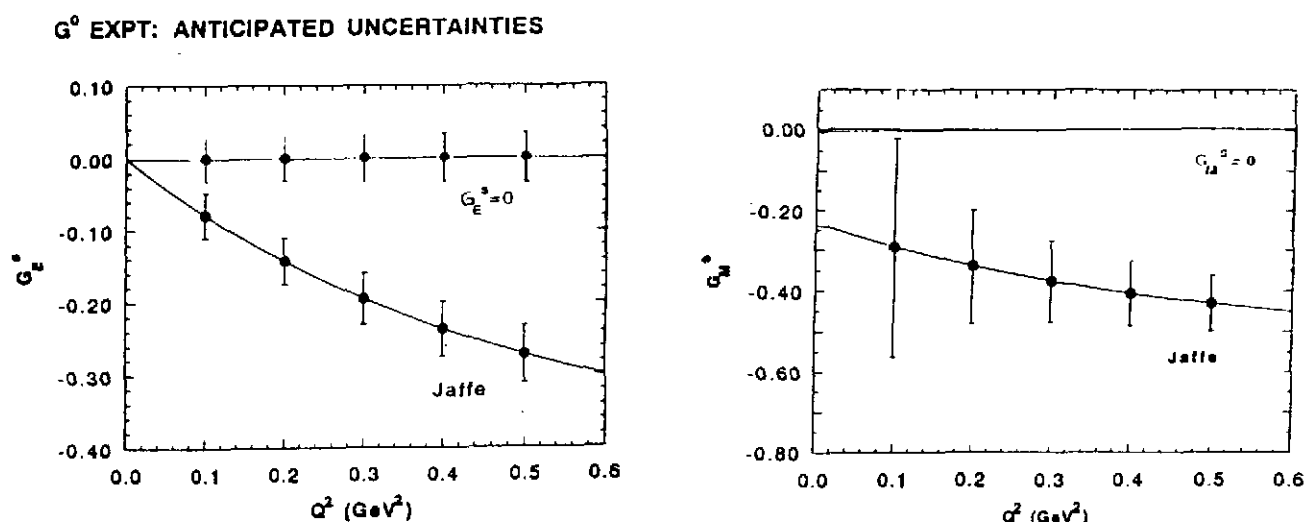


Figure 21: Mesures des facteurs de forme électrique et magnétique étranges proposées à CEBAF sur le proton.

Pour une cible isoscalaire telle que Deutérium ou ^4He , l'expression de l'asymétrie se simplifie et la seule inconnue est G_E^S .

$$A = -\frac{G_F Q^2}{\pi \alpha \sqrt{2}} \left[\sin^2 \theta_W + \frac{G_E^S}{2(G_E^p + G_E^n)} \right] \quad (71)$$

L'expérience PR-91-004 propose de mesurer l'asymétrie de la diffusion élastique sur le noyau de ^4He à une énergie incidente de 3.45 GeV et un angle de diffusion $\theta = 12.5^\circ$, ce qui correspond à $Q^2 = 0.6(\text{GeV}/c)^2$. C'est la proposition d'expérience de violation de la parité la plus simple envisagée à CEBAF. Elle utilisera les deux spectromètres du Hall A avec leur système de détection standard. L'équipement le plus critique est la cible gazeuse à haute densité de ^4He qui doit soutenir une puissance dissipée par le faisceau comprise entre 0.5 et 1 kW. De telles performances sont au delà des limites de la

technologie actuelle et vont demander un investissement technique important. En 1200 heures, avec une polarisation de faisceau de 50 %, la précision atteinte sera $\Delta A/A = 35\%$ correspondant à $\Delta G_E^S \simeq 0.06$. A titre de comparaison, la valeur théorique prédite par la théorie est comprise entre -0.3 et 0. Les corrections dues à la brisure de symétrie d'isospin et aux courants d'échanges mésoniques, sont a priori relativement faibles, de l'ordre de 1 % de $\sin^2 \theta_W$. On aura ainsi une première estimation de la contribution des composantes $s\bar{s}$ dans le nucléon. La figure 22 montre différentes prédictions théoriques et la mesure envisagée à CEBAF.

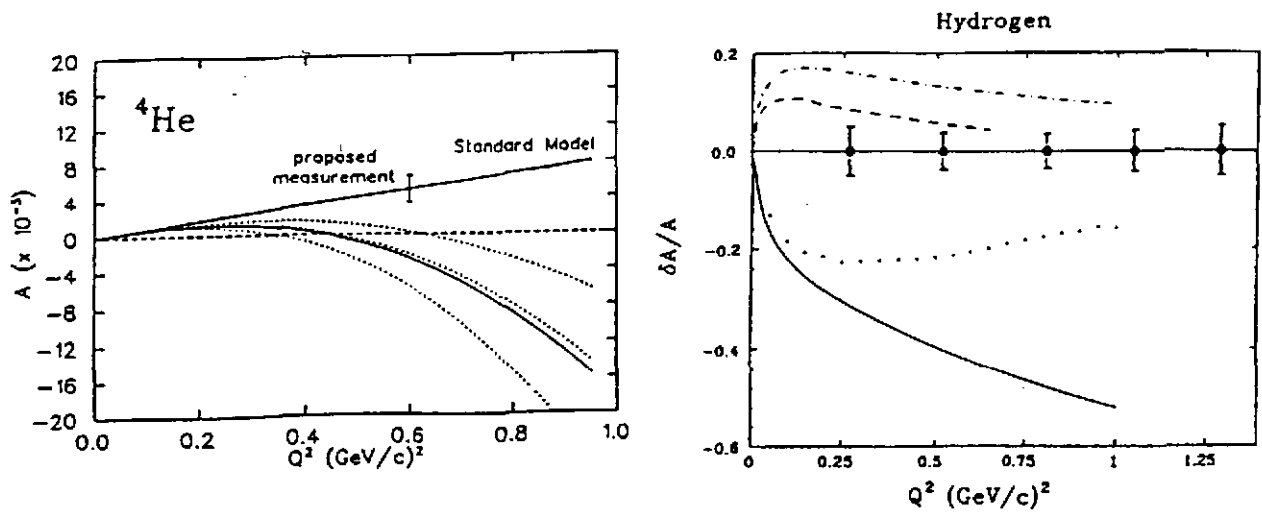


Figure 22: Asymétrie de la section efficace de violation de la parité sur ${}^4\text{He}$ et le proton.

L'expérience PR-91-010 propose de mesurer l'asymétrie de la diffusion élastique sur le proton dans la gamme $Q^2 = 0.1 - 0.5 \text{ (GeV/c)}^2$. L'expérience sera également réalisée dans le Hall A, non en détectant les électrons diffusés, mais les protons de recul à des angles compris entre 12.5° et 16.4° , ce qui équivalent à un angle de diffusion de 108° pour les électrons. L'énergie du faisceau varie de 2.45 GeV à 4.35 GeV. L'asymétrie attendue est de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6} . L'incertitude expérimentale à laquelle on s'attend est représentée sur la figure 22. Les mesures seront effectuées avec une précision meilleure que 5 % en 500 heures en supposant une polarisation du faisceau de 50 %. Cette proposition émane du groupe qui a réalisé l'expérience de violation de parité sur le noyau de ${}^{12}\text{C}$ au MIT et mesuré une asymétrie de

$$A_{\text{ex}} = (0.6 \pm 1.4 \pm 0.02) \times 10^{-6} \quad (72)$$

Les performances visées à CEBAF sont donc à la portée des expérimentateurs, mais elles vont demander une préparation de l'appareillage très élaborée et une chasse aux erreurs systématiques qui va exiger un effort considérable des physiciens et de l'équipe machine.

5.3 La règle de somme de Drell-Hearn-Gerasimov

A haute énergie, la diffusion profondément inélastique d'électrons ou de muons met en évidence la structure en quarks des nucléons. A basse énergie, l'absorption de photons correspond à l'excitation du nucléon dans lequel les quarks sont confinés. Le problème central est actuellement d'essayer de connecter les descriptions théoriques de ces deux domaines. La règle de somme de Drell-Hearn-Gerasimov [Ge65, DH66] est reliée à l'intégrale de la différence entre les amplitudes d'hélicité 1/2 et 3/2 d'absorption totale de photons polarisés en fonction de l'énergie de photon. L'évolution de cette règle de somme en fonction de Q^2 est particulièrement intéressante. On connaît parfaitement sa valeur à $Q^2 = 0$ et aussi sa limite pour $Q^2 \rightarrow \infty$ grâce à la règle de somme de Bjorken et aux mesures de diffusion profondément élastique sur une cible de proton polarisée faites au CERN avec des muons et au SLAC avec des électrons polarisés.

Pour les photons réels ($Q^2 = 0$) Gerasimov [Ge65] le premier, puis Drell et Hearn [DH66] ont montré que les sections efficaces de photons réels obéissent à la règle de somme :

$$\int_0^\infty \frac{d\nu}{\nu} (\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}) = \frac{-2\pi^2 \alpha \kappa^2}{M^2} \quad (73)$$

κ est le moment anormal et M est la masse du nucléon. Cette règle de somme a des bases théoriques solides. Elle prédit que l'intégrale de la différence des deux sections efficaces de photoabsorption totale d'hélicité 1/2 et 3/2 est *négative* à $Q^2 = 0$. On peut aussi définir l'intégrale :

$$I_1(Q^2) = \frac{2M^2}{Q^2} \Gamma_1^p \quad (74)$$

$$\Gamma_1^p = \int_0^1 g_1^p(x) dx \quad (75)$$

La règle de somme de Drell-Hearn-Gerasimov peut encore s'écrire :

$$I_1(Q^2 = 0) = -\frac{\kappa^2}{4} \quad (76)$$

Cette règle de somme conduit donc à une valeur *négative* de $I_1(0)$ qui devrait être vérifiée expérimentalement, en particulier par l'expérience récemment proposée à Bonn. Les photons polarisés circulairement seront produits par bremsstrahlung d'électrons polarisés longitudinalement dans un radiateur mince. L'expérience nécessitera de mesurer la section efficace de d'absorption totale de photons polarisés du seuil d'émission de pion jusqu'à environ 3 GeV. On pense qu'il s'agit d'une prédiction théorique très solide et il serait surprenant qu'elle ne soit pas vérifiée expérimentalement.

Lorsque $Q^2 \rightarrow \infty$, nous avons vu qu'il existe une autre règle de somme très bien fondée établie par Bjorken qui relie la fonction de structure de spin $g_1^p(x)$ du proton et celle du neutron $g_1^n(x)$ mesurées en diffusion profondément inélastique aux constantes de couplage de la désintégration β :

$$\int_0^1 [g_1^p(x) - g_1^n(x)] dx = \frac{1}{6} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| \quad (77)$$

Les mesures faites par diffusion d'électrons au SLAC et par diffusion de muons au CERN ont déterminé l'intégrale de $g_1^p(x)$.

$$\int_0^1 g_1^p(x) dx = 0.123 \pm 0.013 \pm 0.019 \quad (78)$$

En combinant ce résultat avec la règle de somme de Bjorken, on peut démontrer que:

$$\int_{\frac{Q^2}{2m}}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu} (\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}) = \frac{0.145 \pm 0.035}{Q^2} \quad (79)$$

ce qui revient à dire que dans la région de la diffusion profondément inélastique :

$$I_1(Q^2) > 0 \quad (80)$$

On voit que les expériences faites en diffusion profondément inélastique, conduisent donc à une valeur de $I_1(Q^2)$ positive lorsque $Q^2 \rightarrow \infty$ et négative lorsque $Q^2 = 0$. La figure 23 montre l'évolution de cette intégrale en fonction de Q^2 . Les prédictions des modèles théoriques sont très sensibles au choix de leurs hypothèses. Pour passer de la valeur positive mesurée par EMC à une valeur négative à $Q^2 = 0$, différentes explications ont été proposées, en invoquant par exemple la contribution de plusieurs résonances. Récemment Soffer et Teryaev ont proposé une explication qualitativement très différente. Leur calcul montre qu'il faut prendre en compte à $Q^2 = 0$ la contribution de la fonction de structure de spin transverse $g_2^p(x)$. alors que pour les très grandes valeurs de Q^2 , la contribution de ce terme s'annule.

L'évolution rapide de la règle de somme de Drell-Hearn-Gerasimov devient alors reliée à l'effet de la contribution de $g_2^p(x)$ qu'on avait ignorée jusqu'à présent. Cette interprétation prédit que $I_1(Q^2) = 0$ pour $Q^2 = 0.2$ (GeV/c)².

La proposition PR-91-023 à CEBAF va mesurer l'évolution de la règle de Drell-Hearn-Gerasimov par diffusion d'électrons polarisés sur une cible de protons polarisés avec le CLAS dans le Hall B, en mesurant l'asymétrie:

$$A_1 = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} \quad (81)$$

dans un large domaine de variation de ν et Q^2 La section efficace inclusive $\vec{e} + \vec{p} \rightarrow e' + X$ s'écrit:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE'} = \Gamma_T \left[\sigma_T + \sigma_L \pm \sqrt{1 - \epsilon^2} \cos \psi \cdot \sigma_T \cdot A_1 \pm \sqrt{2\epsilon(1 - \epsilon)} \sin \psi \cdot \sigma_T \cdot A_2 \right] \quad (82)$$

Le signe \pm correspond au signe relatif du produit de la polarisation du faisceau par celle de la cible. L'asymétrie longitudinale A_1 et l'asymétrie transverse A_2 seront séparées à CEBAF dans la région cinématique $0.2 < Q^2 < 2$ (GeV/c)² et $W \leq 1.8 - 2$ GeV. La méthode proposée est de faire des mesures à plusieurs énergies de faisceau incident et à des transferts d'impulsion Q^2 fixés.

Le détecteur CLAS a été conçu de façon à ce que le champ magnétique sur l'axe à l'endroit où se trouvera la cible polarisée soit nul. Le champ magnétique de 5 T créé par l'aimant de la cible modifiera la trajectoire du faisceau et des particules diffusées, mais la reconstruction des trajectoires pourra se faire sans difficulté majeure,

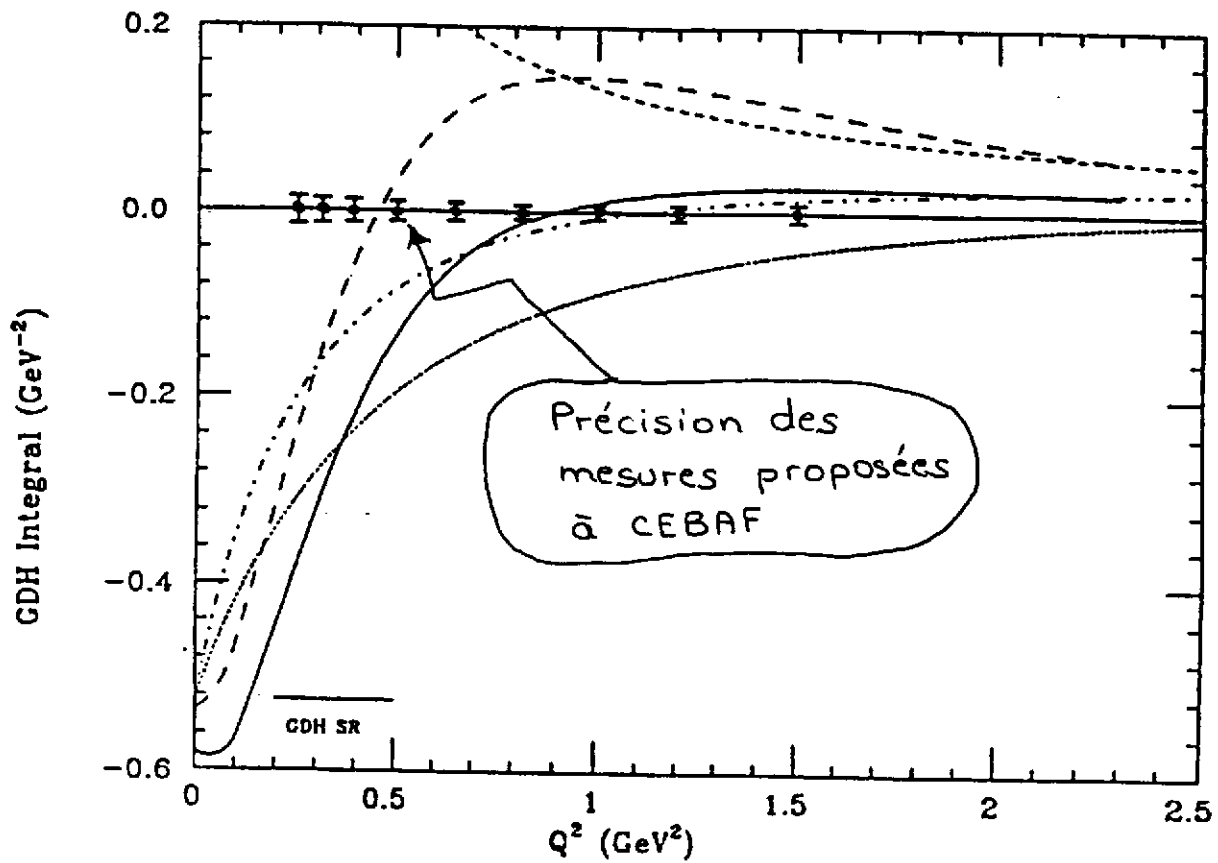


Figure 23: Evolution de l'intégrale de Drell-Hearn-Gerasimov pour différents modèles théoriques. On a également représenté les incertitudes expérimentales qu'on pourra atteindre à CEBAF.

6 LES RÉSONANCES DU NUCLÉON

La structure en quark du nucléon se manifeste par la présence d'un grand nombre d'états excités du nucléon dans la gamme de 1 à 3 GeV. Ces états ont un fort taux de décroissance vers l'état fondamental du nucléon et une largeur de l'ordre de 100 à 300 MeV. Leur recouvrement est d'autant plus important que l'énergie d'excitation du nucléon est grande. Un grand nombre de ces états a été mis en évidence par des résonances dans la diffusion pion-nucléon. On a donc coutume de les appeler résonances du nucléon et de les désigner par N^* . La notation standard pour une résonance est basée sur les résultats de la diffusion πN . Ainsi dans cette notation, le Δ premier état excité du nucléon situé à une énergie de 1232 MeV correspond à l'état $P_{33}(1232)$, ce qui indique une résonance dans l'état P du système πN , d'isospin $2I = 3$ et de spin ($2J = 3$). L'état $D_{13}(1520)$ est donc une résonance dans l'onde partielle $l = 2$, de masse 1520 MeV, d'isospin $I = \frac{1}{2}$ et de spin $J = \frac{3}{2}$.

Dans le modèle des quarks dans sa version la plus simple, la résonance du système pion-nucléon correspond à l'excitation d'un seul quark de l'état fondamental du nucléon. Ce modèle explique bien le spectre des résonances du nucléon, ce qui est relativement surprenant si l'on pense qu'il ne prend en compte que les trois quarks de valence et qu'il ignore les gluons. L'intérêt du modèle des quarks est qu'il permet de classifier les résonances baryoniques. Le tableau 5 montre la liste des résonances du nucléon qui sont bien établies.

Pour comprendre la structure du nucléon et la dynamique du confinement des quarks dans le nucléon, les physiciens ont proposé un vaste programme expérimental à CEBAF pour mesurer avec précision les facteurs de forme de transition des résonances. B. Mecking et V. Burkert, ont publié de nombreux articles de revue sur ces propositions qui ont été publiés dans les références [AMS89, FM91, FS91, Mi92, MG92, MS92]; on trouvera une introduction théorique simple sur le formalisme du modèle des quarks dans l'article de M. Giannini [Fa90] et le livre de R.K. Bhaduri [Bh88].

Le spectre des états d'énergie du nucléon n'est pas une information suffisante pour caractériser la fonction d'onde de ces états. Des fonctions d'ondes très différentes peuvent parfaitement être compatibles avec le même spectre en énergie des résonances du nucléon. Pour comprendre la dynamique des quarks confinés dans le nucléon, il faut donc avoir des informations beaucoup plus complètes que celles qu'on a actuellement.

La méthode la plus puissante pour déterminer la fonction d'onde des résonances du nucléon est de mesurer la dépendance en Q^2 de leur facteur de forme de transition en séparant les états d'hélicité. Ceci requiert des expériences de diffusion d'électrons polarisés sur une cible de proton polarisée. Ce terrain a été bien défriché par un grand nombre d'expériences. On connaît bien la technique expérimentale et la méthode d'analyse, mais le faible cycle utile et les limitations des détecteurs n'ont permis que des réponses peu précises. L'accélérateur de CEBAF et CLAS, le détecteur 4π du Hall B, ont été conçus pour réaliser une étude systématique de grande précision des résonances du nucléon. On espère également mettre en évidence à CEBAF de nouvelles résonances qui ne peuvent pas être excitées dans la voie πN telles que des transitions à deux quarks. La figure 24 montre le domaine accessible à CEBAF pour cette étude.

$SU(6)$ Reprn.	$SU(3)_f$ Reprn.	J^P	$S = 0$	$S = -1$		$S = -2$	$S = -3$
				$I = 0$	$I = 1$		
$56^+(L=0)$ $N=0$	2_8	$\frac{1}{2}^+$	$N(939)$	$\Lambda(1116)$	$\Sigma(1193)$	$\Xi(1318)$	
	$^4_{10}$	$\frac{3}{2}^+$	$\Delta(1232)$		$\Sigma(1385)$	$\Xi(1533)$	$\Omega(1672)$
$70^-(L=1)$ $N=1$	2_8	$\frac{1}{2}^-$	$N(1520)$	$\Lambda(1690)$	$\Sigma(1580)^{**}$	$\Xi(1820)?$	
		$\frac{3}{2}^-$	$N(1535)$	$\Lambda(1670)$	$\Sigma(1620)^{**}$		
	4_8	$\frac{1}{2}^-$	$N(1650)$	$\Lambda(1800)$	$\Sigma(1750)$		
		$\frac{3}{2}^-$	$N(1675)$	$\Lambda(1830)$	$\Sigma(1775)$		
		$\frac{5}{2}^-$	$N(1700)$?	$\Sigma(1670)$		
		$\frac{7}{2}^-$					
	$^2_{10}$	$\frac{1}{2}^-$	$\Delta(1620)$				
		$\frac{3}{2}^-$	$\Delta(1700)$				
	2_1	$\frac{1}{2}^-$			$\Lambda(1405)$		
		$\frac{3}{2}^-$			$\Lambda(1520)$		
$56^+(L=0')$ $N=2$	2_8	$\frac{1}{2}^+$	$N(1440)$	$\Lambda(1600)$	$\Sigma(1660)$		
	$^4_{10}$	$\frac{3}{2}^+$	$\Delta(1600)^{**}$		$\Sigma(1690)^{**?}$		
$56^+(L=2)$ $N=2$	2_8	$\frac{3}{2}^+$	$N(1720)$	$\Lambda(1890)$?		
		$\frac{5}{2}^+$	$N(1680)$	$\Lambda(1820)$	$\Sigma(1915)$		
	$^4_{10}$	$\frac{1}{2}^+$	$\Delta(1910)$			$\Sigma(2080)^{**}$	
		$\frac{3}{2}^+$	$\Delta(1920)$				
		$\frac{5}{2}^+$	$\Delta(1905)$				
		$\frac{7}{2}^+$	$\Delta(1950)$				$\Sigma(2030)$
$56^+(L=4)$	2_8	$\frac{7}{2}^+$					
		$\frac{9}{2}^+$	$N(2220)$				
	$^4_{10}$	$\frac{3}{2}^+$					
		$\frac{5}{2}^+$					
		$\frac{7}{2}^+$	$\Delta(2300)^{**}$				
	$\frac{9}{2}^+$	$\Delta(2420)$					
$70^+(L=0')$ $N=2$	2_8	$\frac{1}{2}^+$	$N(1710)$	$\Lambda(1800)$	$\Sigma(1880)^{**}$		
		$\frac{3}{2}^+$	$N(1540)^{*?}$				
	$^2_{10}$	$\frac{1}{2}^+$	$\Delta(1550)^{*?}$				
		$\frac{3}{2}^+$	$N(2100)^{*?}$				
$70^+(L=2)$	2_8	$\frac{3}{2}^+$		$\Lambda(2110)$			
	4_8	$\frac{7}{2}^+$	$N(1990)^{**?}$				
$56^-?$ ($L=1$) $N=3$	2_8	$\frac{1}{2}^-$	$N(2090)^{*?}$				
		$\frac{3}{2}^-$	$N(2080)^{**?}$				
	$^4_{10}$	$\frac{1}{2}^-$	$\Delta(1900)$				
		$\frac{3}{2}^-$	$\Delta(1940)^{*?}$			$\Sigma(1940)$	
		$\frac{5}{2}^-$	$\Delta(1930)$				

The two- and one-star states are not confirmed²⁶.

Table 5: Les résonances baryoniques prédites avec les quarks (u, d, s), d'après R.K. Bhaduri [Bh88].

Dans la diffusion inclusive d'électrons sur le nucléon $e + N \rightarrow e' + X$, on ne détecte que l'électron diffusé. On observe plusieurs pics très larges correspondant à différents états excités du nucléons. La figure 25 montre le spectre des résonances non-étranges du nucléon classées suivant le modèle des quarks.

Leur grande largeur comparée à leur espacement en énergie ne permet pas en général de les isoler. On peut seulement avoir une idée des états qui dominent la section efficace et de leur dépendance en Q^2 en soustrayant un fond non-résonant dont on suppose a priori la forme. La figure 26 montre un spectre typique d'excitation du nucléon par la réaction $p(e,e')$ mesuré au SLAC à une énergie de 7 GeV et un angle de diffusion de 6° . On discerne sur ce spectre expérimental un fond non-résonant et trois grosses bosses qui sont des mélanges des résonances $\Delta(1232)$, $D_{13}(1520)$, $S_{11}(1535)$, $F_{15}(1680)$. On ne voit pas la résonance de Roper $P_{11}(1470)$.

La section efficace de diffusion inclusive d'électrons non polarisés sur une cible non polarisée s'écrit:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_e dE'_e} = \Gamma_T \cdot \sigma_0 \quad (83)$$

$$\sigma_0 = (\sigma_T + \epsilon \sigma_L) \quad (84)$$

$$\sigma_T = 1/2(\sigma_T^{1/2} + \sigma_T^{3/2}) \quad (85)$$

Γ_T est le flux de photons virtuels.

σ_0 est la section efficace non polarisée.

σ_L et σ_T sont les sections efficaces longitudinale et transverse.

ϵ est la polarisation du photon.

Nous avons déjà vu qu'on peut exprimer la section efficace transverse en fonction des deux composantes d'hélicité $A_{1/2}$ et $A_{3/2}$ qui correspondent au schéma de la figure 27. Le photon a un spin 1, lorsque le spin du photon et le spin du nucléon cible sont parallèles, l'hélicité est $3/2$, alors qu'elle est égale à $1/2$ lorsqu'ils sont antiparallèles.

$$\sigma_T = 1/2(\sigma_T^{1/2} + \sigma_T^{3/2}) \quad (86)$$

De plus lorsque le photon est virtuel, il existe une troisième composante $S_{1/2}$ qui est longitudinale.

Comme le photon est un mélange d'isospin 1 et 0, il faut faire des expériences sur le proton et le neutron pour séparer les composantes d'isospin. L'étude des résonances du nucléon à CEBAF sera réalisée en séparant les différentes amplitudes d'hélicité par diffusion d'électrons polarisés sur une cible de nucléons polarisés. Dans le cas de l'électroproduction de pions, pour identifier l'isospin de la résonance, sur les quatre configurations d'isospin possibles, il faut en mesurer au moins trois:

$$e + p \rightarrow p + \pi^0 \quad (87)$$

$$e + p \rightarrow n + \pi^+ \quad (88)$$

$$e + n \rightarrow p + \pi^- \quad (89)$$

Le spin de la résonance est déterminé par la distribution angulaire des produits de la réaction, par exemple un nucléon et un pion dans la voie finale. Les mesures de polarisation permettront de distinguer les amplitudes résonantes du fond non-résonant et d'isoler

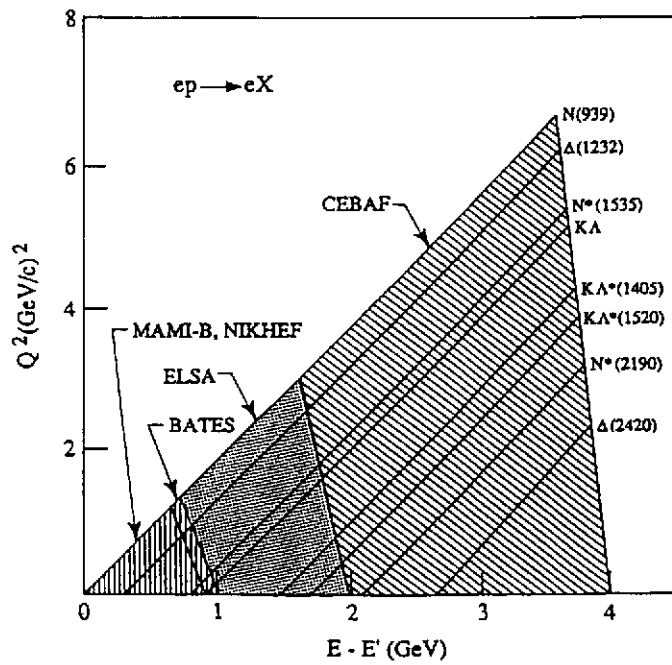


Figure 24: *Domaine cinématique accessible à CEBAF pour l'étude des résonances du nucléon.*

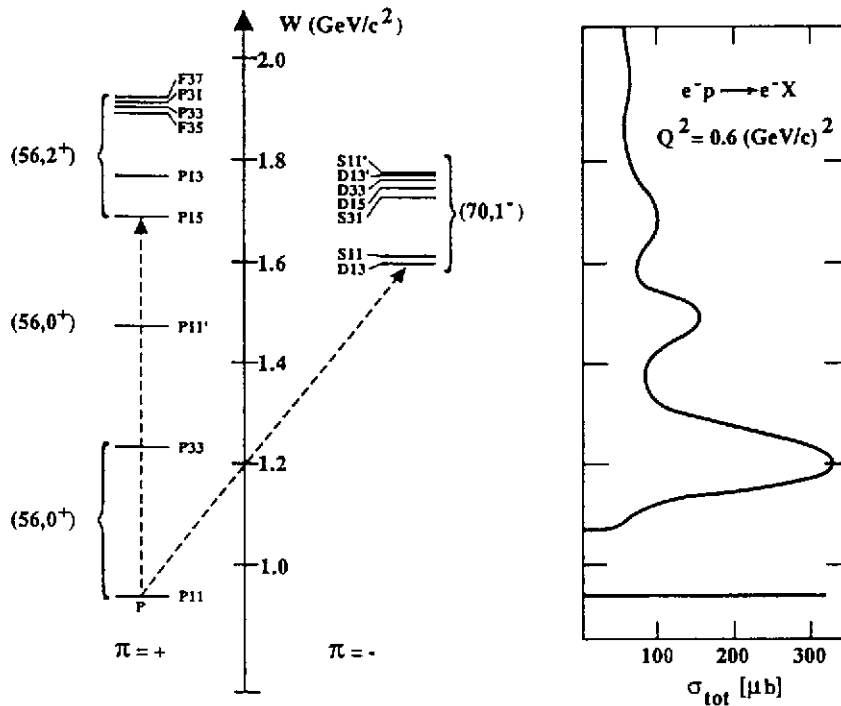


Figure 25: *Spectre des résonances non étrangères du nucléon et section efficace de photoabsorption à $Q^2 = 0.6 \text{ (GeV/c)}^2$*

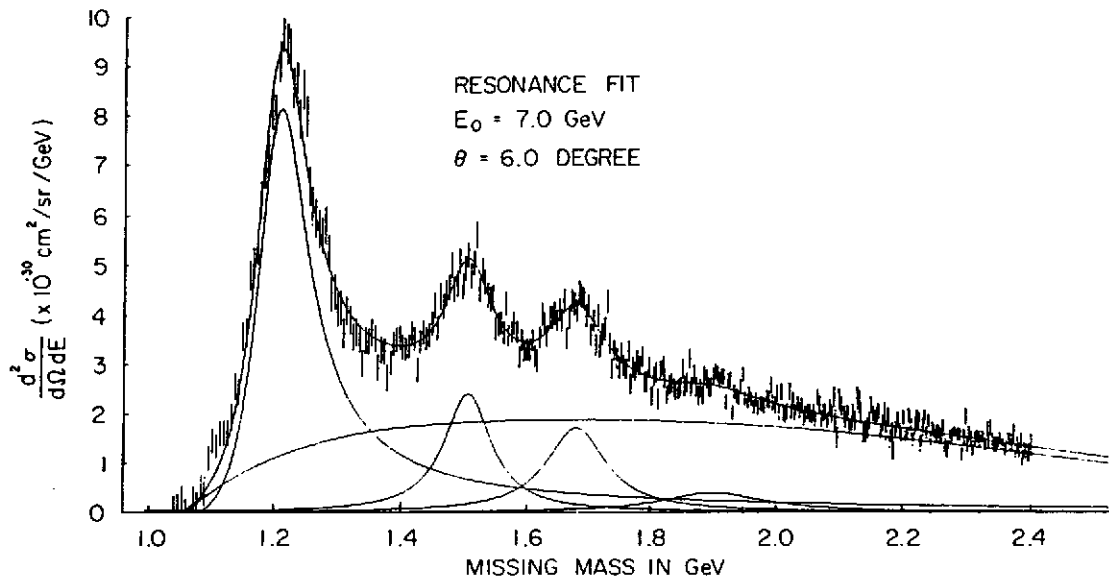


Figure 26: Spectre d'excitation du nucléon mesuré au SLAC par diffusion inclusive d'électrons.

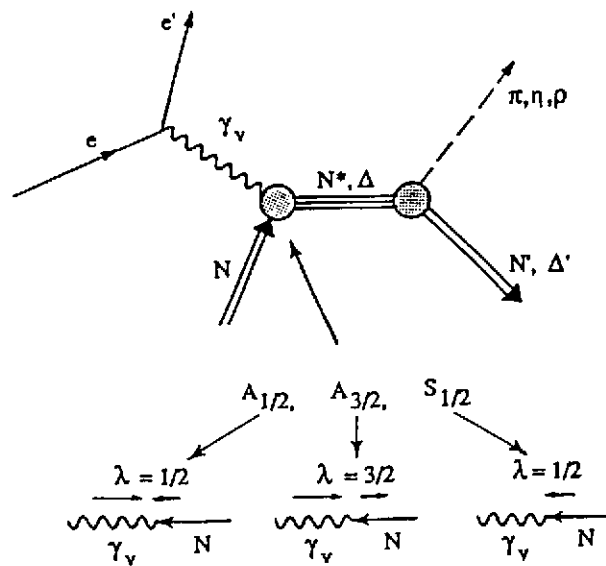


Figure 27: Electroproduction des résonances du nucléon. La figure montre également les amplitudes d'hélicité du couplage du photon au vertex NN^* .

certaines amplitudes trop faibles pour être vues dans les expériences avec des électrons non polarisés.

L'intérêt du CLAS est que la prise de données se fera en une seule fois pour les différents canaux de réactions. Le programme N^* prévoit de mesurer 10^9 événements dans différentes voies finales allant de la production d'un seul pion à la production de mésons vecteurs, de kaons et d'hypérons. La section efficace de diffusion inclusive d'électrons polarisés sur des protons polarisés $\bar{p}(\vec{e}, e')X$ s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_e dE'_e} = \Gamma_T \cdot \left[\sigma_0 + P_e \cdot P_p \cdot \cos \phi \cdot (\sqrt{1 - \epsilon^2} \cdot \cos \psi \cdot A_1 \sigma_T + \sqrt{\epsilon(1 - \epsilon)} \cdot \sin \psi \cdot A_2 \cdot \sigma_T) \right] \quad (90)$$

ψ est l'angle polaire et ϕ l'angle azimuthal entre le vecteur de polarisation cible \vec{S} et la direction du photon virtuel \vec{q} , P_e est la polarisation de l'électron, P_p la polarisation du proton.

$$A_1 = \frac{\sigma_T^{1/2} - \sigma_T^{3/2}}{\sigma_T^{1/2} + \sigma_T^{3/2}} \quad (91)$$

A_2 est le terme d'interférence longitudinal-transverse.

$$A_2 = \sqrt{\sigma_L / \sigma_T} \quad (92)$$

6.1 La résonance Δ

Dans la version la plus simple du modèle des quarks, les trois quarks de valence se déplacent dans l'état s le plus bas du potentiel de confinement à la fois pour l'état fondamental du nucléon $N(940)$ et pour le premier état excité du nucléon la résonance $\Delta P_{33}(1232)$. A priori le modèle des quarks prédit que la résonance Δ est un état sphérique. Dans ce modèle, la transition $\Delta \rightarrow N + \gamma$ est une pure transition M1 qui correspond au retournement du spin d'un quark dans la configuration alignée $J = 3/2$ du Δ à la configuration $J = 1/2$ du nucléon où deux quarks couplent leur spin à 0. Mais, la théorie montre que ce modèle de nucléon sphérique n'est qu'une approximation et qu'il existe une déformation causée par l'interaction magnétique de couleur provenant de l'échange d'un gluon à courte distance. Cette déformation donne naissance à une transition E2. Le rapport E2/M1 est donc une mesure directe de la déformation du système des trois quarks de valence.

Pour une transition M1 pure l'asymétrie $A = -1/2$. L'ensemble des mesures existantes est représenté sur la figure 28 avec plusieurs prédictions théoriques. La sensibilité de ces expériences est trop faible pour mettre en évidence un effet de quelques pour-cent. On voit qu'à CEBAF la précision expérimentale sera très supérieure et permettra de discriminer sans ambiguïté tous les modèles. L'intérêt de ces expériences sera d'étudier la variation en Q^2 du rapport E2/M1. En effet, à très grand transfert d'impulsion, la conservation d'hélicité implique que ce rapport tend vers 1. On voit donc que la variation en Q^2 devrait nous renseigner avec précision sur la dynamique des quarks dans le nucléon.

Il faut souligner que le CLAS permettra pour la première fois de mesurer la distribution angulaire complète de la réaction $e + p \rightarrow n + \pi^+$ avec une précision comparable à celle de

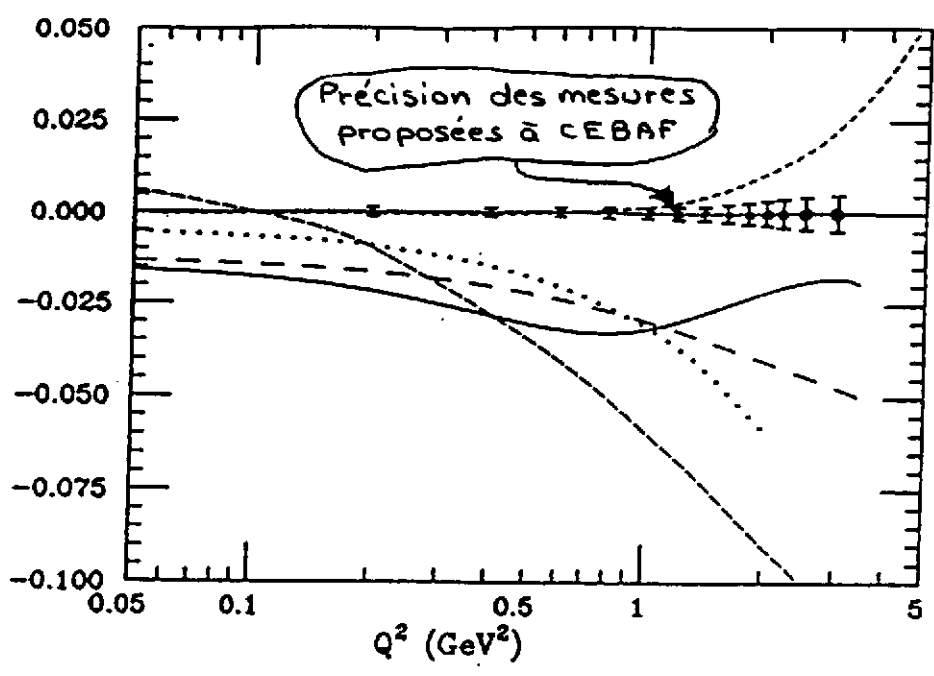
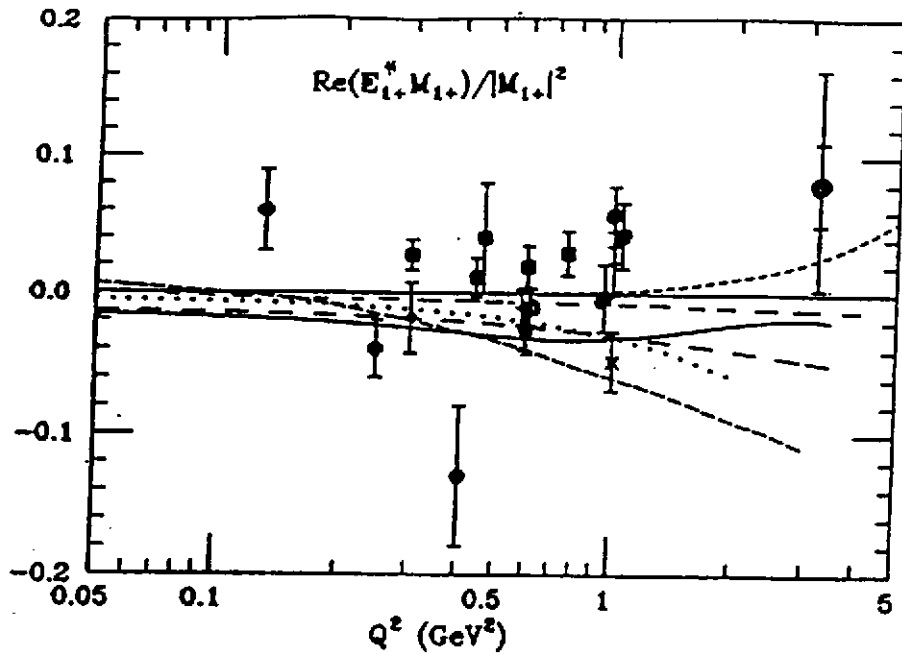


Figure 28: Electroproduction de la résonance Δ . La figure du haut montre les prédictions théoriques et l'ensemble des résultats des mesures existantes. La figure du bas montre sur une échelle agrandie la précision des données attendues à CEBAF.

la réaction $e + p \rightarrow p + \pi^0$. Le nucléon est émis dans un cône de faible extension autour de la direction du photon, mais le pion est émis dans un angle de 4π . Ce type de réaction est impossible à étudier avec un spectromètre de faible ouverture.

6.2 Etude de la résonance Roper

Le modèle des quarks prédit que la résonance Roper $P_{11}(1470)$ correspond à un mode d'excitation radiale ($L = 0$) du nucléon. La résonance Roper a été récemment étudiée à SATURNE par diffusion inélastique de particules α de 7 GeV/c sur de l'hydrogène à très petit angle $0 < \theta_\alpha < 5^\circ$. Après soustraction du spectre de l'excitation du projectile, on voit clairement une forte excitation de la résonance Roper. Cette expérience met bien en évidence le caractère monopolaire ($L = 0$) de la transition et confirme que cette résonance correspond au mode de compression de plus basse énergie du nucléon.

La résonance de Roper a été clairement vue dans les expériences de diffusion de pions et de photoproduction, mais elle est à peine visible dans les données de la diffusion d'électrons. Différentes idées théoriques ont été avancées pour expliquer cette atténuation inattendue et la masse de cette résonance. La théorie pense qu'il peut s'agir, soit d'un état $[q^3] [56, 0^+]_2$ qui peut être dédoublé, soit d'un baryon hybride $[q^3 G] [70, 0^+]_0$ formé par un mélange quarks-gluons auquel cas, il devrait exister d'autres baryons hybrides P_{13} , P_{31} , P_{33} vers 1600 MeV. Les données précises du CLAS devraient permettre d'apporter une explication définitive à la nature de cette résonance. On démontre que:

$$\frac{A_{1/2} P_{11}(1440)[70, 0^+]_0}{A_{1/2} P_{11}(1440)[56, 0^+]_2} \sim \frac{1}{Q^2} \quad (93)$$

Si la résonance de Roper est un état hybride, on voit que son facteur de forme aura une décroissance beaucoup plus rapide que s'il s'agit d'un simple état à 3 quarks.

Comme la résonance de Roper a un spin $1/2$, elle ne peut être excitée que par des amplitudes d'hélicité $1/2$ soit $A_{1/2}$ soit $S_{1/2}$. on doit donc avoir $A_1 = +1$ tandis que pour le Δ qui est à un spin $3/2$ $A_1 = -0.5$. Dans ces deux cas la valeur de A_1 est indépendante de Q^2 . En fait ceci fait l'hypothèse que ces deux résonances sont isolées, comme ce n'est pas le cas et que ces deux résonances se superposent en partie, A_1 varie donc entre -0.5 et $+1$. Sa valeur renseigne directement sur la contribution relative de ces deux résonances dans la région où elles se superposent (figure 29).

6.3 Les résonances $S_{11}^+(1535)$ et $D_{13}(1520)$

Ces deux résonances sont les seules résonances non-étranges du multiplet $[70, 1^-]$ qui ont été étudiées jusqu'à présent en électroproduction..

L'ensemble de résultats expérimentaux le plus complet a été obtenu pour la résonance $S_{11}^+(1535)$ qui a une grande largeur de désintégration dans la voie ηN . Le méson η se désintègre comme le π^0 par émission de deux γ . Comme la résonance voisine $D_{13}(1520)$ n'a qu'une très faible largeur de décroissance dans la voie ηN , on peut isoler la résonance S_{11} de façon particulièrement claire. On ne peut reproduire la variation de l'amplitude

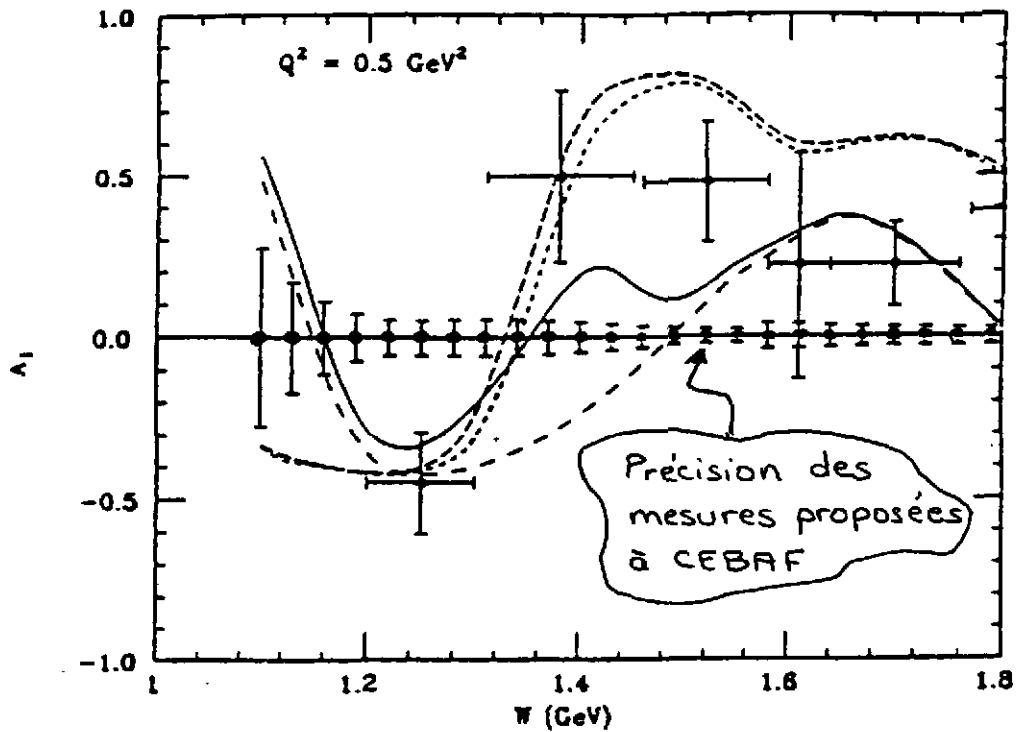


Figure 29: Variation de l'asymétrie A_1 dans la région des résonances Δ et Roper. Les courbes sont des prédictions théoriques avec différentes amplitudes de transition pour la résonance Roper. On a également représenté la taille des incertitudes expérimentales prévues à CEBAF.

d'hélicité $A_{1/2}$ en fonction de Q^2 qu'en tenant compte d'effets relativistes. De plus, cette résonance est particulièrement sensible à la paramétrisation du potentiel de confinement (figure 30).

A $Q^2 = 0$, la résonance $D_{13}(1520)$ (de même que la $F_{15}(1690)$) est excitée de façon prédominante dans l'état d'hélicité $3/2$, l'asymétrie est donc $A = -1$. Lorsque le transfert d'impulsion augmente, c'est l'état d'hélicité $1/2$ qui domine à son tour. Cette variation prédite par le modèle des quarks est en bon accord avec les données expérimentales. Ce changement rapide de l'asymétrie en fonction de Q^2 est l'un des succès du modèle des quarks. A partir de la mesure précise du rapport des amplitudes d'hélicité $A_{1/2}$ des résonances $S_{11}^+(1535)$ et $D_{13}(1520)$ on peut en principe déduire les transitions radiatives à un seul quark pour tous les états qui se trouvent dans le même supermultiplet. Les données sont en assez bon accord avec le modèle des quarks, à l'exception du point à plus haut transfert $Q^2 = 3 \text{ (GeV/c)}^2$ qui est complètement en dehors de la bande des prédictions théoriques (figure 31). Toutefois, les incertitudes expérimentales sont trop grandes pour constituer un test vraiment significatif du modèle des quarks. On voit exactement ce qu'il faut mesurer, mais on a été longtemps dans l'incapacité de faire les mesures qui s'imposent faute d'installations expérimentales adaptées. CEBAF va constituer une véritable révolution dans le domaine des résonances par la puissance de son appareillage. Les expériences proposées dans le Hall B avec le CLAS vont constituer une percée à la fois par leur quantité et leur précision.

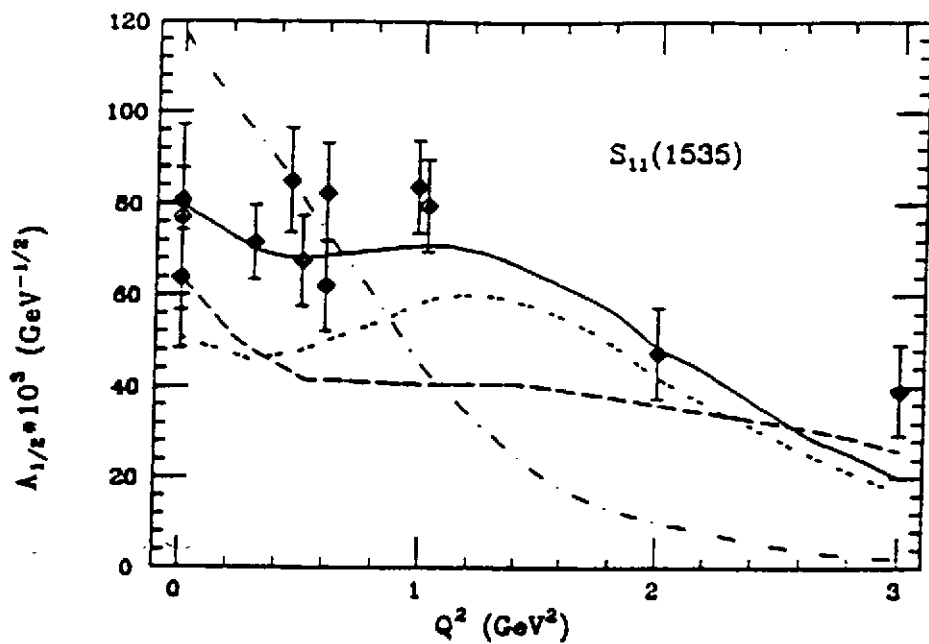


Figure 30: Variation de l'asymétrie $A_{1/2}$ de la résonance $S_{11}(1535)$ en fonction de Q^2 .

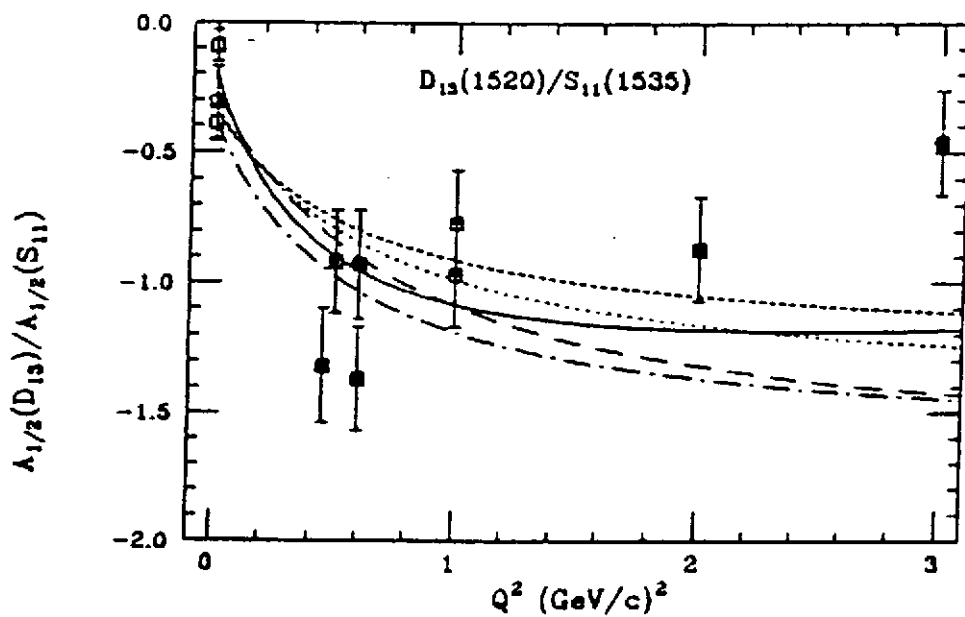


Figure 31: Rapport des asymétries des résonances $D_{13}(1520)$ et $S_{11}^+(1535)$.

7 FACTEURS DE FORME DES NOYAUX LEGERS

La théorie nucléaire décrit les propriétés des noyaux lourds par des calculs microscopiques avec une interaction nucléon-nucléon effective. Cette interaction prend en compte une partie des corrélations entre les nucléons dans le milieu nucléaire. Elle est donc différente d'une interaction dite "réaliste" telle que le potentiel de Paris [La80] qu'on déduit de la diffusion entre nucléons libres. On perd alors le contact avec la description fondamentale en termes d'échanges mésoniques.

En revanche, les systèmes à quelques nucléons sont suffisamment simples pour être calculés avec une interaction réaliste basée sur les échanges mésoniques. Ils vont nous permettre de tester la description mésonique des interactions nucléon-nucléon et de déterminer les constantes de couplage mésons-nucléon dans la matière nucléaire. On connaît aujourd'hui avec précision les facteurs de forme des systèmes à quelques nucléons jusqu'à des transferts d'impulsion élevée.

La prochaine génération d'expériences à CEBAF va repousser les limites des expériences à très haut transfert d'impulsion en utilisant l'énergie élevée du faisceau d'électrons $E = 6$ GeV et les qualités remarquables de l'ensemble de détection du Hall A. La figure 32 compare les résultats des expériences passées aux données qu'on espère obtenir à CEBAF avec les propositions PR-89-021 et PR-89-026. En principe ces expériences ne posent pas de problèmes conceptuels, mais elles nécessitent des cibles cryogéniques de hautes performances. Dans le cas du noyau de ^3He , la cible envisagée sera du gaz refroidi à 10 K à 70 bar de 10 à 25 cm de long. La puissance dissipée pour un courant de 200 μA sera de 1.2 kW. Le problème majeur est d'éviter une variation importante de densité sous l'impact du faisceau.

L'exploration des facteurs de forme à CEBAF va se poursuivre dans la région où la description du noyau en termes de nucléons et mésons cesse de reposer sur des bases théoriques solides. Le but de ces expériences est de mettre en évidence la présence de nouveaux degrés de liberté non-nucléoniques par l'apparition d'un désaccord fondamental entre expérience et théorie, lorsqu'on augmente suffisamment le transfert d'impulsion au noyau.

Nous allons dans ce chapitre faire le point sur connaissances actuelles des facteurs de forme des systèmes à quelques nucléons pour comprendre à la fois ce qu'on mesure expérimentalement et comment on interprète ces données.

La description complète du noyau devrait en principe prendre en compte tous les degrés de liberté élémentaires du noyau: les nucléons, les états excités du nucléon et les mésons. C'est malheureusement un problème qu'on est encore loin de savoir résoudre. On ne sait même pas calculer la fonction d'onde nucléaire complète $\Psi(N, \Delta, \dots; \pi, \rho, \dots)$ pour un noyau aussi simple que le deutéron. On suppose en général que les nucléons sont inertes et on ignore les degrés de liberté non-nucléoniques. On décrit les noyaux comme un ensemble de nucléons "habillés" dont on décrit l'interaction par un potentiel à deux corps.

Dans la description mésonique de l'interaction nucléon-nucléon, on distingue trois régions d'interactions.

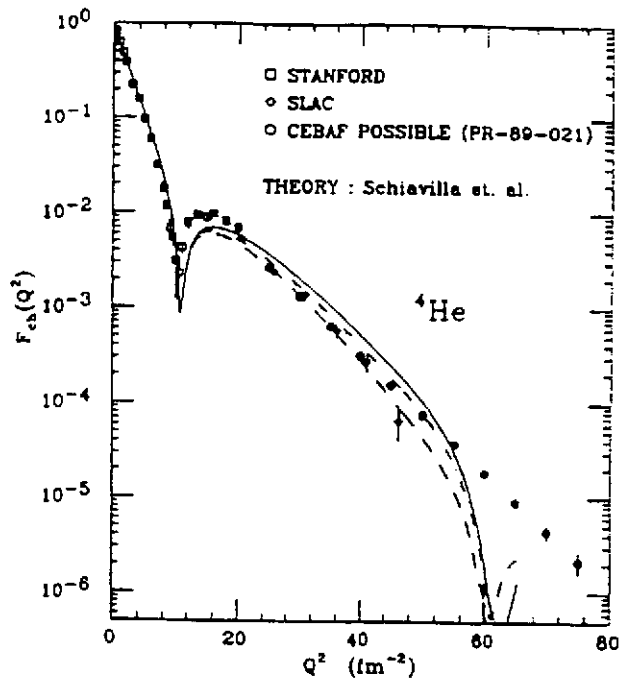
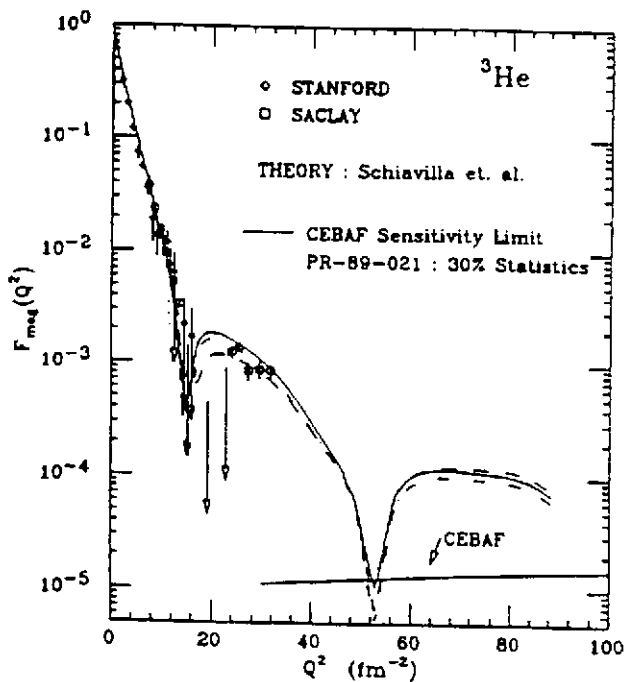
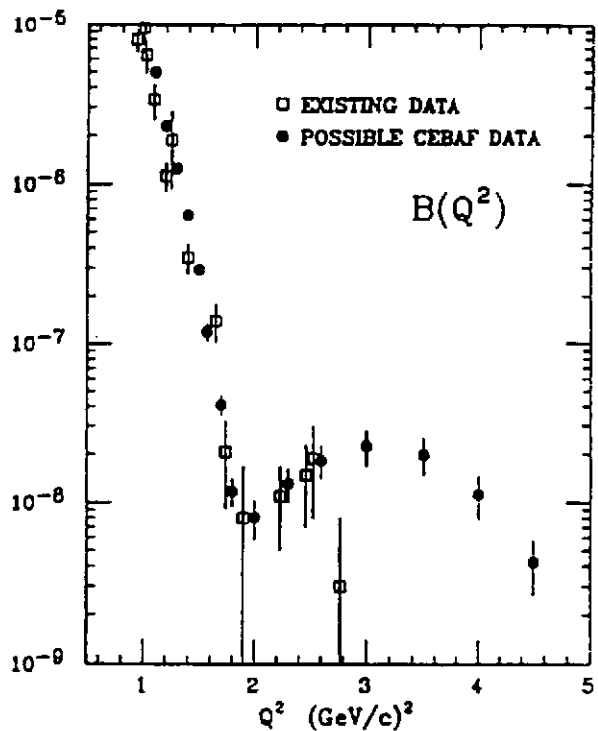
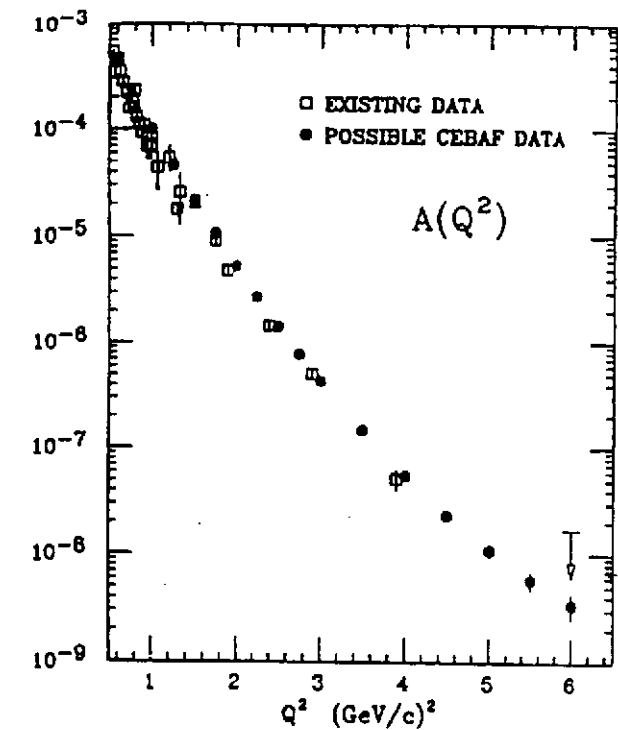


Figure 32: Exemple de mesures des facteurs de forme des noyaux légers envisagées à CEBAF.

- L'attraction à longue portée est décrite par l'échange d'un pion ($m_\pi = 140$ MeV, $J^\pi = 0^-, T = 1$). L'échange d'un pion est essentiellement suffisant pour décrire les propriétés statiques du deutéron, et c'est elle qui est en grande partie à l'origine de la force tenseur.
- La partie à moyenne portée est due à l'échange de deux pions corrélés qui donnent naissance en particulier à la résonance du méson ρ ($J = T = 1, m_\rho = 776$ MeV).
- La partie à courte portée de l'interaction. $r < 0.6$ fm est fortement répulsive pour la partie centrale du potentiel. A l'approximation d'un seul boson, elle est simulée par l'échange d'un méson ω .

L'hypothèse la plus simple est de supposer que la réponse du noyau à une interaction électromagnétique est simplement la somme des contributions des nucléons individuels. Dans cette approximation (approximation d'impulsion) le courant est absorbé par un seul nucléon et le processus est décrit par un opérateur à un corps. En fait, au moment précis où le nucléon va absorber le courant électromagnétique, il est possible que le nucléon soit en train d'échanger un méson avec un autre nucléon. Le fait qu'on a ignoré les degrés de liberté non-nucléoniques dans la fonction d'onde oblige à prendre en compte en plus du courant à un corps un courant à deux corps. Ce courant supplémentaire modifie l'amplitude des transitions induites soit par une interaction faible ou électromagnétique. La mise en évidence et la mesure quantitative de ces courants d'échanges mésoniques apporte des informations précises sur la nature de l'interaction nucléon-nucléon.

Comme l'apparition d'opérateurs à deux corps est due à la présence de degrés de liberté mésoniques, leur description théorique dépend du choix du potentiel nucléon-nucléon.

Les diagrammes correspondant à la composante dominante des courants d'échanges mésoniques magnétiques isovectoriels sont représentés sur la figure 33. Ils correspondent à l'échange de mésons chargés et à la partie dépendante de l'isospin du potentiel nucléon-nucléon qui ne commute pas avec l'opérateur de densité de charge à un corps. $\hat{\rho}_1$.

La figure 34 représente le terme $\rho\pi\gamma$ qui est le courant d'échange isoscalaire magnétique dominant. Dans le modèle à dominance vectorielle, le vertex $\rho\pi\gamma$ vertex (Figure 34) est un processus à deux étapes, qui en fait est équivalent à un vertex à six pions :

$$\gamma(\text{isoscalaire}) \rightarrow \omega \rightarrow \rho + \pi \quad (94)$$

Hummel et Tjon ont récemment étudié les effets relativistes et les courants d'échanges mésoniques y compris la contribution du vertex $\rho\pi\gamma$ avec un calcul relativiste qui est consistant avec le choix du potentiel nucléon-nucléon Ref. [HT89]. Ils ont mis en évidence des différences importantes avec les calculs conventionnels. C'est la première fois qu'on met en évidence si clairement les effets relativistes dans le calcul des courants d'échanges mésoniques.

Il existe également des courants à deux corps qui proviennent de l'excitation du nucléon. La première excitation d'isospin du nucléon, l'isobare de masse Δ de masse 1232 MeV contribue à l'échange de mésons π et ρ et il modifie la fonction d'onde du noyau en introduisant des composantes $N\Delta$ et $\Delta\Delta$. Ces effets sont des corrections relativement faibles dans les facteurs de forme des noyaux à quelques nucléons jusqu'à $Q^2 = 1$ (GeV/c)².

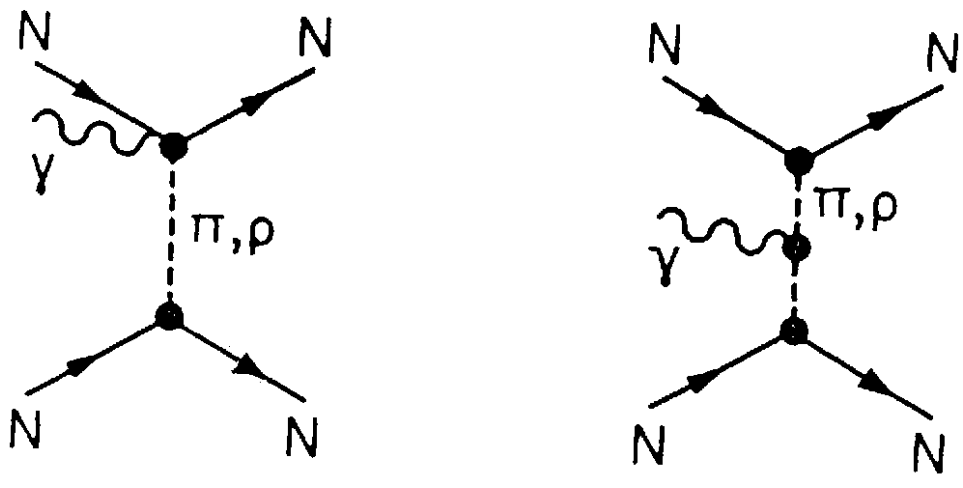


Figure 33: Principaux courants d'échanges mésoniques magnétiques isovectoriels.

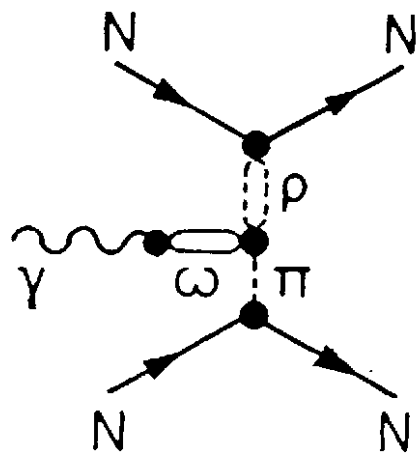


Figure 34: Le courant d'échange mésonique isoscalaire $\rho\pi\gamma$.

7.1 Facteurs de forme du deutéron

L'étude de la structure électromagnétique du deutéron est le point de départ naturel pour tester l'interaction entre les nucléons liés. On exprime la section efficace en fonction de $A(Q^2)$ et $B(Q^2)$ qui sont deux invariants relativistes:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \left[A(Q^2) + B(Q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (95)$$

$A(Q^2)$ est une combinaison des facteurs de forme électrique monopolaire $G_C(Q^2)$, électrique quadripolaire $G_Q(Q^2)$, et magnétique dipolaire $G_M(Q^2)$:

$$A(Q^2) = G_C^2(Q^2) + \frac{8}{9} \tau^2 G_Q^2(Q^2) + \frac{2}{3} \tau G_M^2(Q^2) \quad (96)$$

$$B(Q^2) = \frac{4}{3} (1 + \tau) \tau G_M^2(Q^2) \quad (97)$$

$$\tau = \frac{Q^2}{4M_d} \quad (98)$$

Seul le facteur de forme magnétique contribue à $B(Q^2)$. Pour séparer $A(Q^2)$ et $B(Q^2)$ on effectue une série de mesures à angles avant et à angles arrière en fixant le transfert d'impulsion et en variant l'énergie incidente. Ces mesures permettent donc d'isoler le facteur de forme magnétique $G_M(Q^2)$ et une combinaison des facteurs de forme électriques monopolaire et quadripolaire. Pour aller plus loin, et séparer les deux facteurs de forme électriques, il faut faire des mesures de polarisation, soit en utilisant une cible polarisée, soit en mesurant la polarisation du deutéron de recul.

Les mesures de la fonction de structure élastique $A(Q^2)$ s'étendent jusqu'à des transferts d'impulsion de 6 (GeV/c)² [Ar75]. Jusqu'à 1 (GeV/c)² les effets d'échanges mésoniques, les corrections relativistes et les facteurs de forme du nucléon sont relativement bien connus. Au delà de cette valeur, la théorie est sur une base nettement moins solide, à cause des effets relativistes et des problèmes liés à la courte portée des interactions.

La figure 35 montre les données existantes pour $A(Q^2)$ en dessous de 1 (GeV/c)² et une prédiction théorique calculée avec l'approximation d'impulsion (IA) [La80]. On a également indiqué la contribution des trois facteurs de forme du deutéron. Le minimum du facteur de forme de charge est prévu au voisinage de 20 fm⁻²; Au-delà de 12 fm⁻², le facteur de forme quadripolaire devient dominant. Le facteur de forme magnétique est essentiellement négligeable dans cette gamme de transfert d'impulsion.

Les méthodes pour calculer les courants d'échanges mésoniques et les effets relativistes ont fait l'objet d'un article de revue par F. Gross dans le livre *Modern Topics in Electron Scattering* [FS91]. Pour des transitions isoscalaires, ces corrections sont du même ordre en (1/M²) et il faut les prendre en compte dans un cadre théorique consistant.

$A(Q^2)$ ne dépend que très peu du choix de la paramétrisation du facteur de forme électrique du proton $G_E^p(Q^2)$. Pour des transferts d'impulsion en dessous de 20 fm⁻², on ne peut pas tirer de conclusion sur la validité des modèles théoriques sans avoir au préalable déterminé le facteur de forme électrique du neutron $G_E^n(q^2)$. Les incertitudes

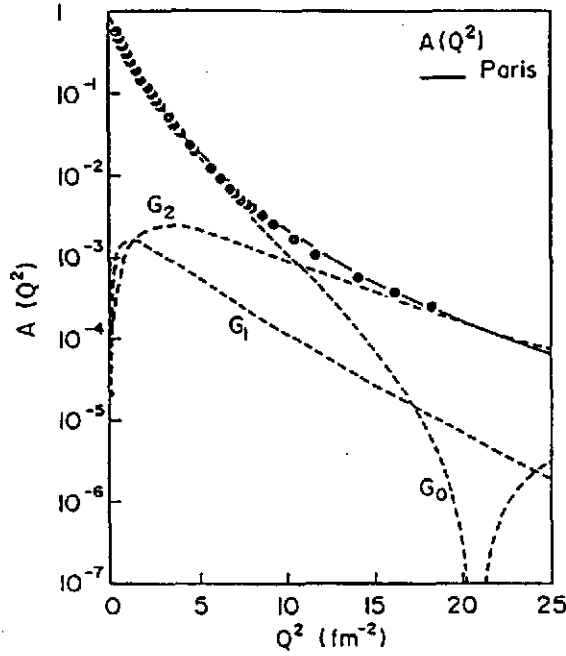


Figure 35: Contributions des trois facteurs de forme du deuteron $G_C(Q^2)$, $G_Q(Q^2)$ et $G_M(Q^2)$ et (tirets) à la fonction de structure élastique $A(Q^2)$ du deuteron (trait plein) calculée dans l'approximation d'impulsion avec le potentiel de Paris.

expérimentales sur $G_E^D(q^2)$ sont plus élevées que toutes celles des différentes contributions à $A(Q^2)$.

CEBAF va permettre de faire un progrès qualitatif important dans la connaissance de la distribution de charge du deuteron, en mesurant le facteur de forme électrique du neutron et la polarisation tensorielle du deuteron.

La polarisation tensorielle $t_{20} = t_{20}(Q^2)$ mesurée à un angle de diffusion θ est donnée par:

$$t_{20} = -\frac{\sqrt{2}}{4} \eta \frac{4G_C(Q^2)G_Q(Q^2) + \frac{4}{3}\eta G_Q^2(Q^2) + \left[\frac{1}{2} + (1+\eta)\tan^2\frac{\theta}{2}\right] G_M^2(Q^2)}{G_C(Q^2) + \frac{8}{9}\eta^2 G_Q^2(Q^2) + \frac{4}{3} \left[\frac{1}{2} + (1+\eta)\tan^2\frac{\theta}{2}\right] G_M^2(Q^2)} \quad (99)$$

En négligeant la contribution magnétique, qui est relativement faible:

$$t_{20} \simeq -\sqrt{2} \frac{x(x+2)}{2x^2+1} \quad (100)$$

$$x = \frac{2}{3} \tau \frac{G_Q(Q^2)}{G_C(Q^2)} \quad (101)$$

On voit que t_{20} ne dépend que du rapport des facteurs de forme électrique quadripolaire et monopolaire. Lorsque le facteur de forme de charge monopolaire est minimum ($G_C(Q^2) = 0$) alors t_{20} devient égal à $-\sqrt{2}/2$. Une expérience précise sur la mesure de t_{20} permet de déterminer la position du premier minimum de diffraction de $G_C(Q^2)$. De plus, dans l'approximation d'impulsion ce rapport est indépendant des facteurs de forme du nucléon.

Les données expérimentales sur t_{20} sont représentées sur la figure 36. On observe le minimum de t_{20} ainsi que la traversée de la valeur $-\sqrt{2}/2$, indiquant que le minimum

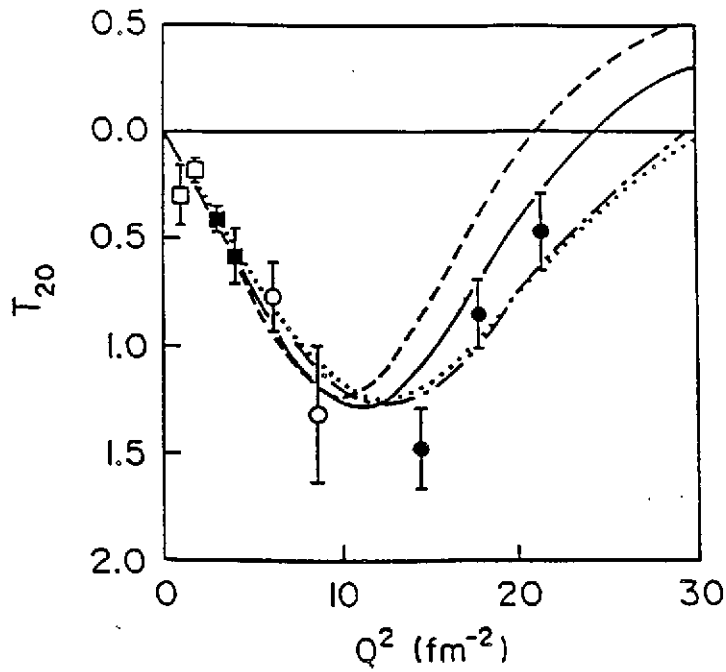


Figure 36: Polarisation tensorielle du deuteron. t_{20} [Ga90]. Les courbes representent differentes previsions theoriques.

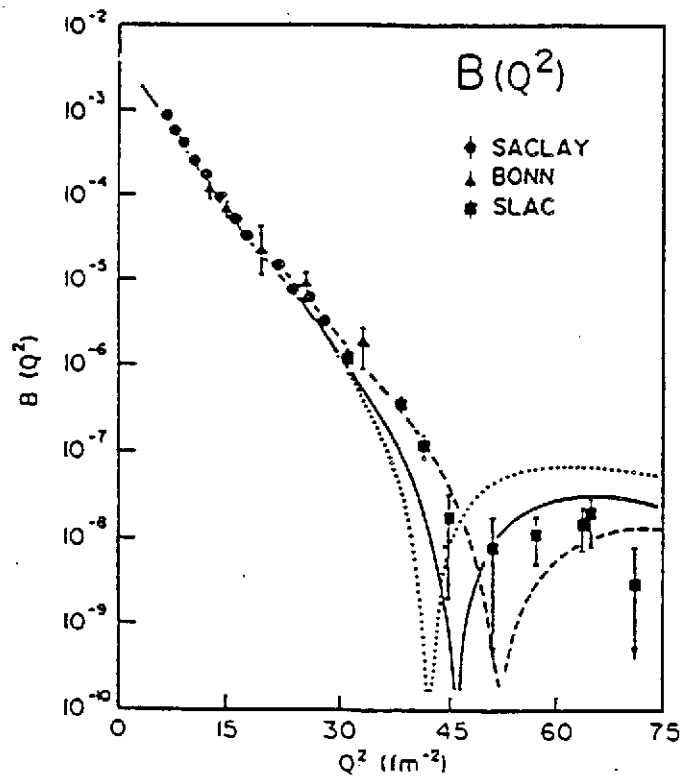


Figure 37: Facteur de forme magnetique du deuteron.)

du facteur de forme de charge monopolaire est situé vers 20 fm^{-2} . En dessous de 10 fm^{-2} l'incertitude sur les données expérimentales est plus grande que la différence entre les prédictions théoriques. Au dessus de cette valeur les prédictions théoriques divergent. L'approximation d'impulsion calculée avec le potentiel de Paris est en bon accord avec l'expérience. Dans cette gamme de transfert d'impulsion la variation de t_{20} est essentiellement indépendante du potentiel nucléon-nucléon. Les corrections relativistes et les courants d'échanges déplacent la prédiction de l'approximation d'impulsion vers les faibles transferts d'impulsion. Hummel and Tjon, qui ont fait un calcul complet dans un cadre relativiste covariant [HT89] en utilisant le modèle d'échange d'un seul boson, prédisent un effet en sens contraire. Leur calcul, qui tient compte en particulier des termes $\rho\gamma\pi$ et $\omega\gamma\epsilon$, prédit un déplacement vers les transferts d'impulsion plus élevés. Ce résultat illustre parfaitement les problèmes des calculs actuels : les prédictions de la théorie sont très sensibles aux hypothèses de calcul lorsque le transfert d'impulsion dépasse 1 (GeV/c)^2 . On entre dans le domaine des interactions à courte distance où la théorie a cessé d'être prédictive et où il faut faire de nouveaux développements théoriques dans un cadre fondamental.

Si $A(Q^2)$ est une combinaison des trois facteurs de forme du deutéron, $B(Q^2)$ n'est fonction que du facteur de forme magnétique $G_M(Q^2)$. Plusieurs expériences ont déterminé $B(Q^2)$ jusqu'à 70 fm^{-2} . L'expérience de très haut transfert faite au SLAC indique la présence du premier minimum de diffraction [Ar87]. Le calcul de $B(Q^2)$ montre que la position du minimum de diffraction est très sensible au pourcentage d'état D dans la fonction d'onde du deutéron. Le facteur de forme magnétique $B(Q^2)$ dépend peu des facteurs de forme du nucléon.

Différents calculs relativistes prédisent un minimum de diffraction au voisinage de 50 fm^{-2} . Ces calculs sont en bon accord avec les données expérimentales de $A(Q^2)$ (Fig. 37). la figure 38 montre le calcul de Hummel and Tjon [HT89]. Leur résultat montre une différence considérable entre le calcul complet relativiste du courant $\rho\gamma\pi$ et sa limite non-relativiste. Ce résultat explique l'absence de minimum de diffraction pour les calculs conventionnels qui traitent ce courant comme une correction à calcul non-relativiste. Leur étude démontre aussi qu'il faut également tenir compte de la contribution du terme $\omega\gamma\epsilon$.

La conclusion la plus importante de l'étude de $B(Q^2)$ est que même à des transferts d'impulsion aussi élevés que 2 (GeV/c)^2 les degrés de liberté nucléoniques semblent continuer à jouer un rôle dominant dans la fonction d'onde de l'état fondamental du deutéron.

7.2 Electrodésintégration du deutéron au seuil

Lorsque le transfert d'énergie au deutéron par l'électron incident correspond juste à l'énergie seuil (2.2 MeV), le deutéron se désintègre en une paire neutron-proton de très faible énergie relative $E \simeq 0$. Si de plus l'électron est diffusé à un angle $\theta \simeq 180^\circ$, l'électrodésintégration du deutéron est une transition magnétique isovectorielle M1 qui laisse le système à deux nucléons dans un état quasi lié 1S_0 ($T = 1$).

La fonction d'onde du deutéron a deux composantes : 3S_1 and 3D_1 , aussi l'amplitude de la contribution nucléonique à la transition M1 est proportionnelle à la somme des

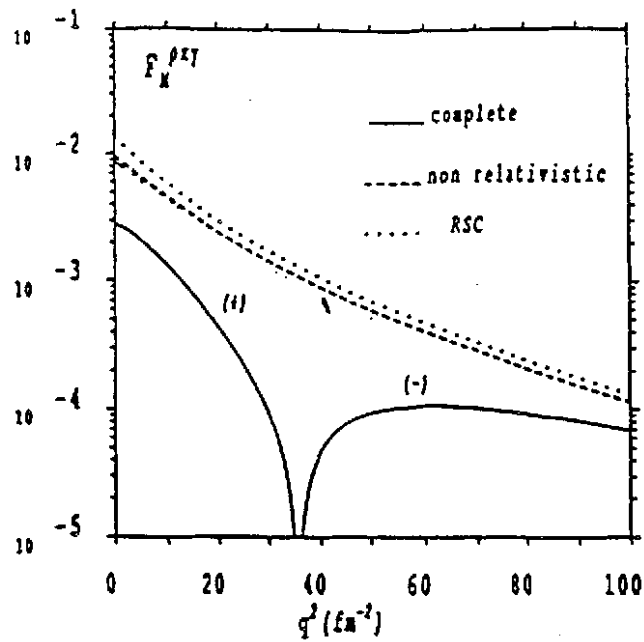


Figure 38: La contribution du courant d'échange $\rho\gamma\pi$ au facteur de forme magnétique du deuteron. La courbe en trait plein est le calcul complet de Hummel et Tjon [HT89]. La réduction non-relativiste de ce calcul (tirets) est essentiellement identique au résultat de Gari and Hyuga [GH76] représenté par la ligne pointillée.

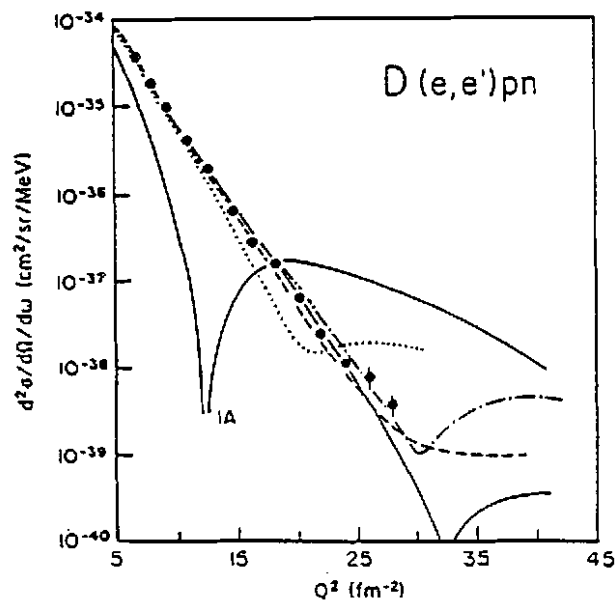


Figure 39: Section efficace d'électrodésintégration du deuteron au seuil. Comparaison entre données expérimentales et différentes prédictions théoriques. [BLA85] (pointillés) [Ma84] (trait plein), [Tru89] (tirets), [Glo88] (trait-point).

deux transitions ${}^3S_1-{}^1S_0$ et ${}^3D_1-{}^1S_0$. Ces deux transitions interfèrent destructivement au voisinage de 12 fm^{-2} . Dans cette région, la réaction devient alors très sensible aux degrés de liberté non-nucléonique. La figure 39 montre la variation de la section efficace [Auf85] en fonction de Q^2 . Les prédictions théoriques qui ne tiennent compte que des effets nucléoniques prédisent un minimum à $Q^2 = 0.5 (\text{GeV}/c)^2$ qu'on n'observe pas expérimentalement. Au contraire, on observe une décroissance monotone. Le remplissage de ce minimum est entièrement dû à la présence de courants d'échanges mésoniques. Les interférences destructives entre les différentes amplitudes qui contribuent à la section efficace, rendent cette réaction particulièrement sensible aux courants d'échanges mésoniques. A faible transfert d'impulsion, la longueur d'onde des photons virtuels est trop grande pour distinguer les mésons des nucléons. Lorsque le transfert d'impulsion augmente, la contribution nucléonique décroît et c'est l'échange d'un pion qui domine la section efficace. Au voisinage de $0.5 (\text{GeV}/c)^2$, la section efficace est presque en totalité due à la contribution de l'échange d'un pion. Lorsque le transfert d'impulsion augmente encore, d'autres échanges mésoniques contribuent successivement à la section efficace en fonction de leur portée et donc de leur masse. Au-delà de $Q^2 = 0.5 (\text{GeV}/c)^2$, l'amplitude de transition devient sensible aux processus de courte portée et en particulier à l'échange de méson ρ et à l'excitation de l'isobare Δ . Les contributions de ces différents échanges mésoniques ont des signes opposés et tendent à s'annuler mutuellement.

La figure 39 montre les différences importantes qui apparaissent entre les calculs théoriques au delà de 28 fm^{-2} .

7.3 Système à trois nucléons

La diffusion d'électrons a déterminé avec précision les facteurs de forme électrique et magnétique des noyaux de ${}^3\text{He}$ et ${}^3\text{H}$ jusqu'à $1 (\text{GeV}/c)^2$. Le principal progrès a été de séparer les composantes d'isospin de ces facteurs de forme ce qui permet de comparer directement aux facteurs de forme du deutéron et du noyau de ${}^4\text{He}$.

En admettant la symétrie d'isospin, les facteurs de forme de charge et magnétique des noyaux de ${}^3\text{He}$ et ${}^3\text{H}$ sont des combinaisons linéaires des facteurs de forme isoscalaires (IS) et isovectoriels (IV). Etant donné que la diffusion élastique sur le deutéron est une transition isoscalaire pure, les opérateurs électromagnétiques pour les facteurs de forme $T = 0$ électrique et magnétique sont les mêmes pour le système à trois nucléons et le deutéron. De façon identique, l'opérateur pour le facteur de forme $T = 1$ magnétique pour le système à trois nucléons est le même que pour l'électrodésintégration du deutéron au seuil à angle arrière. Le seul facteur de forme qui n'est pas mesurable dans le deutéron est le facteur de forme $T = 1$ électrique qu'on ne peut mesurer que dans le système à trois nucléons.

Les composantes isoscalaires F_{IS} et isovectorielles F_{IV} des facteurs de forme électriques du système à trois nucléons sont définies par les expressions suivantes:

$$F_{IS}(Q^2) = \frac{1}{2} [2F_{He}(Q^2) + F_H(Q^2)] \quad (102)$$

$$F_{IV}(Q^2) = \frac{1}{2} [2F_{He}(Q^2) - F_H(Q^2)] \quad (103)$$

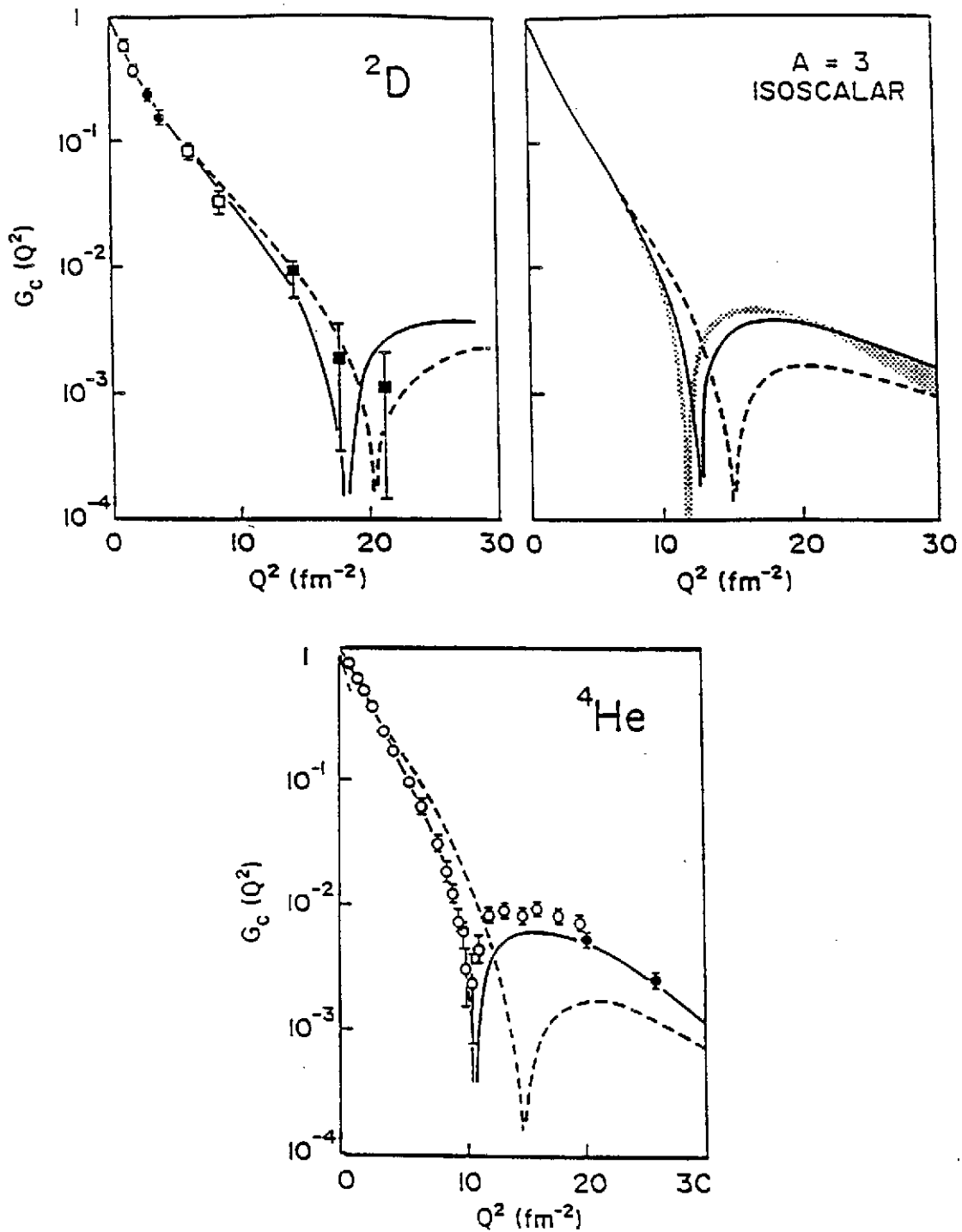


Figure 40: Facteurs de forme isoscalaires pour les noyaux $A = 2, 3$ et 4. La ligne en trait discontinu est la prédiction de l'approximation d'impulsion. Le calcul complet qui tient compte des degrés de liberté non-nucléoniques est représenté par la courbe en trait plein.

et de façon identique pour les facteurs de forme magnétiques:

$$F_{IS}(Q^2) = \frac{1}{2} [\mu_{He} F_{He}(Q^2) + \mu_H F_H(Q^2)] \quad (104)$$

$$F_{IV}(Q^2) = \frac{1}{2} [\mu_{He} F_{He}(Q^2) - \mu_H F_H(Q^2)] \quad (105)$$

Les facteurs de forme électriques et magnétiques sont tous normalisés à 1.

On peut faire directement la comparaison des facteurs de forme expérimentaux aux prédictions de la théorie. Les effets de l'impureté d'isospin due à la répulsion coulombienne dans ${}^3\text{He}$ ne modifient que très peu le facteur de forme de charge du noyau de ${}^3\text{He}$, moins de $\leq 1\%$ pour toute valeur de Q^2 . On peut en conséquence complètement les négliger.

Le facteur de forme isoscalaire de charge contient les mêmes opérateurs d'échanges à deux corps que ceux des facteurs de forme de charge du deutéron $G_C(Q^2)$ et du noyau de ${}^4\text{He}$. La figure 40 montre l'ensemble des données expérimentales sur ces noyaux [SMS89, Sch90]. Pour les trois noyaux $A = 2, 3$ et 4 , le calcul complet tient compte des corrections relativistes, des courants d'échanges mésoniques associés aux échanges de π , ρ et $\rho\gamma\pi$. La comparaison avec le facteur de forme isoscalaire du système à trois nucléons montre que les facteurs de forme de ces trois noyaux ont le même comportement en fonction du transfert d'impulsion. Le minimum de diffraction des noyaux $A = 2, 3$ et 4 est situé respectivement à $20, 12$ et 10 fm^{-2} for $A = 2$. Pour ces trois facteurs de forme l'approximation d'impulsion prédit un minimum à des valeurs de Q^2 trop élevées et elle prédit un facteur de forme d'amplitude beaucoup trop faible dans la région du deuxième maximum de diffraction. La prise en compte des corrections relativistes et des effets d'échanges mésoniques améliore considérablement l'accord avec l'expérience. Les désaccords qui subsistent sont de faible amplitude, mais on peut se rendre compte qu'ils sont identiques pour les trois noyaux.

La séparation en isospin permet une comparaison directe avec le facteur de forme isovectoriel magnétique des systèmes à deux et trois nucléons. Le facteur de forme du système à trois corps correspond à celui de l'électrodésintégration du deutéron au seuil. La figure 41 montre ces deux facteurs de forme isovectoriels magnétiques. Dans les deux cas, la contribution nucléonique s'annule à faible transfert à cause de l'interférence destructive des amplitudes à un corps. Lorsqu'on ajoute l'effet des courants d'échanges mésoniques qui expliquent le facteur de forme magnétique isovectoriel de l'électrodésintégration au seuil du deutéron pour le facteur de forme magnétique isovectoriel du système à trois nucléons, on obtient un excellent accord entre théorie et expérience jusqu'à la limite des mesures actuelles. L'échange de pion est l'effet dominant jusqu'à $Q^2 \simeq 0.6 \text{ (GeV/c)}^2$.

A plus haut transfert d'impulsion, soit $0.6 \leq Q^2 \leq 1.2 \text{ (GeV/c)}^2$, Les transitions magnétiques isovectorielles sondent les courants d'échanges mésoniques de moyenne et courte portée. A cause de l'interférence destructive de l'approximation d'impulsion et du courant d'échange d'un π la section efficace différentielle de l'électrodésintégration du deutéron est presque entièrement constituée du courant d'échange d'un méson ρ . Le facteur de forme isovectoriel du système à trois corps présente un minimum à 0.8 (GeV/c)^2 mais on n'a pas encore observé celui du système à deux corps. La recherche de ce minimum est une des premières expériences possibles à CEBAF dans le Hall A.

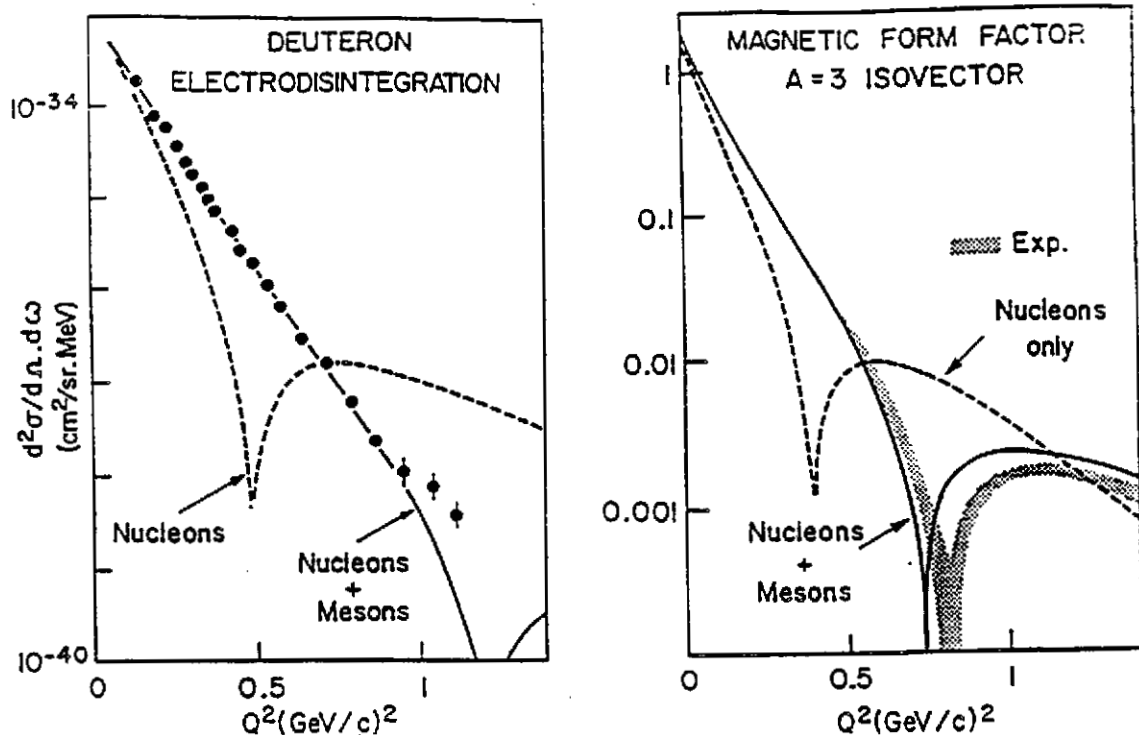


Figure 41: Les facteurs de forme isovectoriels magnétiques du système à 2 et 3 nucléons. La ligne en tirets est la prédiction de l'approximation d'impulsion. Le calcul complet qui tient compte des degrés de liberté non-nucléoniques est représenté par la courbe en trait plein.

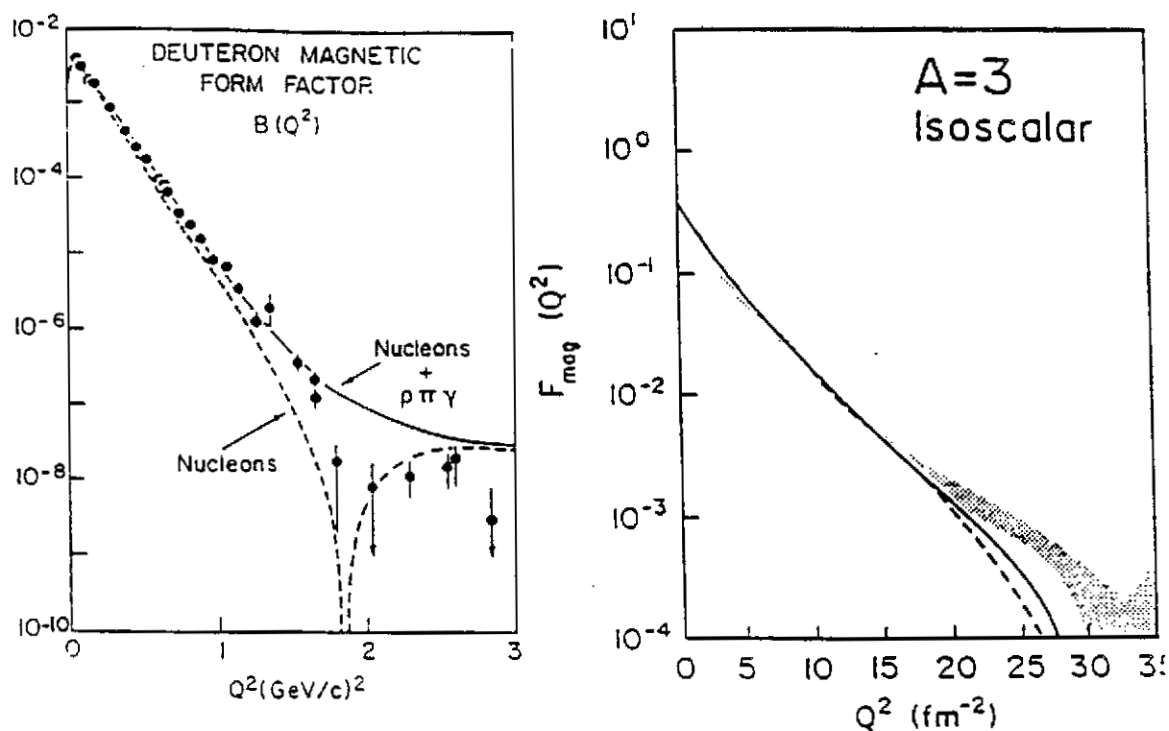


Figure 42: Facteurs de forme isoscalaires magnétiques du système à trois nucléons. La courbe en trait discontinu représente le calcul en termes de nucléons et celle en trait représente le calcul complet.

8 PROPRIETES DU NUCLEON DANS LE NOYAU

On définit par corrélation nucléon-nucléon la modification de la fonction d'onde de deux nucléons libres dans un noyau. L'impulsion relative de deux nucléons, corrélés dans un noyau, est beaucoup plus élevée que lorsqu'ils diffusent à l'état libre. La mise en évidence des composantes d'impulsion élevée est donc une information directe sur les corrélations. L'étude des corrélations est un domaine qu'on explore avec les expériences de diffusion quasiélastique (e, e') et ($e, e'p$). On a beaucoup étudié ces corrélations depuis une vingtaine d'années. Le livre "Modern Topics in Electron Scattering [FS91] contient plusieurs articles de revue récents sur ce domaine dont celles de Bertozzi, Lourie et Moniz, de Laget, et enfin de Van der Steenhoven et de Witt Huberts. La génération d'accélérateurs actuels a soulevé un grand nombre de questions sur les corrélations et les modifications des propriétés du nucléon dans le noyau. On devrait obtenir une partie de ces réponses avec les nouveaux accélérateurs à faisceau continu de Bonn, Mayence, MIT, NIKHEF, mais seules les installations expérimentales du Hall A et du Hall B à CEBAF permettront d'aborder l'étude des corrélations dans l'ensemble du domaine cinématique. Le Hall A est particulièrement bien adapté aux expériences (e, e') et ($e, e'p$) avec sa luminosité élevée et sa haute résolution. Le Hall B a été conçu pour détecter plusieurs particules dans l'état final. Son grand angle solide permettra d'explorer l'espace de phase de la réaction ($e, e'NN$) bien que sa luminosité soit limitée. Les expériences proposées dans le Hall A comprennent notamment une étude approfondie des noyaux d'hélium dans la région quasiélastique:

- Séparation des fonctions de structure longitudinale et transverse pour des protons de très haute impulsion, $P_m > 600$ MeV/c pour des cinématiques perpendiculaires.
- Electroexcitation de paires de nucléons corrélés dans la désintégration à trois et quatre corps.
- Dépendance en Q^2 de la section efficace longitudinale et transverse pour une cinématique parallèle.

Nous allons étudier ces trois aspects à la lumière des résultats expérimentaux obtenus avec des faisceaux d'électrons de moins de 700 MeV et un cycle utile de 1 %.

8.1 Diffusion inclusive quasiélastique

Lorsque le transfert d'énergie augmente suffisamment et qu'il devient grand par rapport à l'énergie de séparation des nucléons, le noyau ne recule plus de façon cohérente dans son ensemble; les électrons diffusent alors de façon incohérente sur les nucléons individuels. La diffusion (e, e') quasiélastique d'électron est schématisée sur la figure 9 par un pic large à $\omega \simeq (q^2/2m + \bar{\epsilon})$ où $\bar{\epsilon}$ est l'énergie de liaison par nucléon et m sa masse effective.

La description la plus simple de la diffusion quasiélastique est celle d'un gaz de Fermi dans lequel les nucléons, confinés dans le volume du noyau, occupent tous les états jusqu'à

l'impulsion de Fermi k_F . Dans ce modèle, la position du pic quasiélastique détermine $\bar{\epsilon}$ et k_F . La section efficace inclusive (e, e') a été mesurée pour plusieurs noyaux. La séparation des fonctions de réponse longitudinale $R_L(q, \omega)$ et transverse $R_T(q, \omega)$ a révélé une surprise. Théoriquement, ces deux réponses devraient être identiques, pourtant on observe une forte atténuation de la composante longitudinale dans les noyaux lourds alors que la réponse transverse est en excellent accord avec la théorie. La figure 43 représente l'ensemble des données de diffusion quasiélastique sur les noyaux à différents transferts d'impulsion en fonction de la variable y . L'invariance d'échelle de la réponse quasiélastique en fonction de la variable y permet de représenter de façon commode les spectres mesurés à différents transferts d'impulsion sur la même figure. Pour un gaz de Fermi non-relativiste, y est la composante longitudinale de l'impulsion du proton éjecté:

$$y_{nr} = \frac{\omega - q^2/2M}{q/M} \quad (106)$$

et la réponse du gaz de Fermi pour $q \geq 2k_F$ peut se mettre sous la forme:

$$\frac{q}{M} R_{FG}(q, \omega) = f(y) = \int_{|y|}^{\infty} p dp n(p) \quad (107)$$

La largeur à mi-hauteur du pic quasiélastique dans le modèle du gaz de Fermi est donnée par la formule:

$$\Delta y = \sqrt{2} k_F \quad (108)$$

Ceci donne 300 MeV pour ^{12}C en bon accord avec la largeur de la réponse longitudinale expérimentale. On voit que seulement la région du pic quasiélastique suit une invariance d'échelle. Ceci confirme que le mécanisme est une simple diffusion quasiélastique. Dans la région du Δ au contraire, il n'y a pas d'invariance d'échelle car le mécanisme de réaction est complètement différent. La conservation de la charge dans le noyau impose que l'intégrale de la section efficace quasiélastique soit égale au nombre de protons dans le noyau lorsque le transfert d'impulsion au noyau est suffisamment élevé. La disparition d'une partie de la réponse longitudinale est donc une anomalie fondamentale. De nombreux calculs théoriques ont essayé de comprendre quelle était la cause de cette disparition, mais sans aboutir à un véritable succès. L'explication de ce phénomène, la plus vraisemblable, est que les corrélations nucléon-nucléon ont probablement déplacé une partie importante de la section efficace dans la partie de haute énergie du pic quasiélastique qu'on ne pourra explorer qu'avec CEBAF.

La figure 43 montre que la différence entre la réponse longitudinale et transverse augmente avec la masse du noyau. Pour les noyaux légers, théorie et l'expérience sont en assez bon accord. Ceci renforce l'idée qu'il s'agit d'un problème de corrélations, car on ne sait calculer la structure d'un noyau lourd qu'avec des méthodes variationnelles et des forces effectives. Au contraire on sait calculer le système à trois nucléons avec une force réaliste et une méthode de calcul dont on contrôle beaucoup mieux les approximations.

La figure 44. montre les données pour les noyaux miroirs de ^3He and ^3H [Do88]. Les expériences montrent que les données sur le noyau de ^3He sont en général mieux décrites par la théorie que les données sur le noyau de ^3H . On attribue cet effet aux approximations qu'on utilise pour le traitement du système à trois particules dans l'état final dont le spectre en énergie est continu.

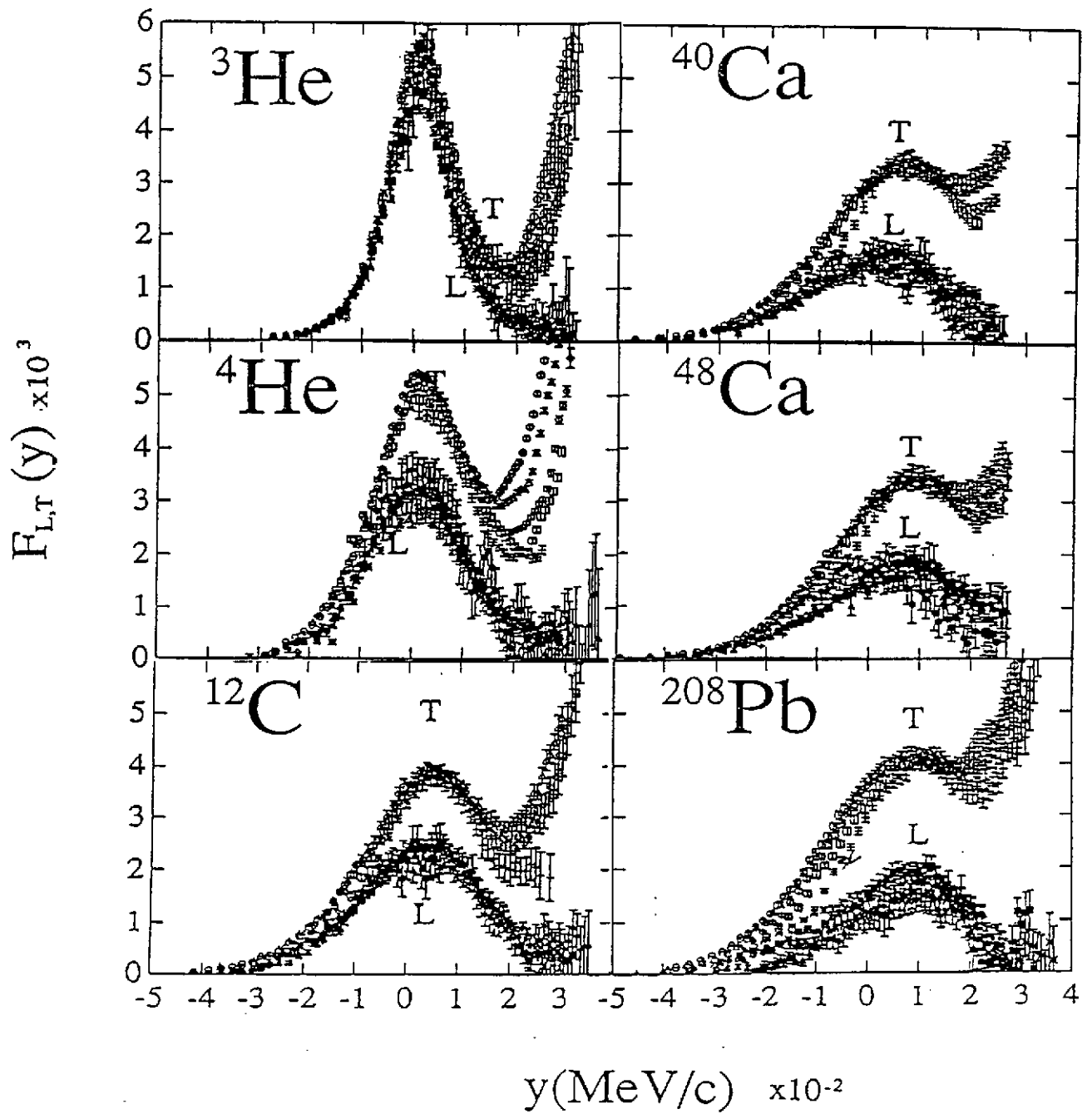


Figure 43: *Compilation pour plusieurs noyaux des fonctions de réponse (e,e') quasiélastiques longitudinales et transverses [Mor92]*

La figure 45 représente la fonction de structure longitudinale $S_L(q)$ définie par l'intégrale.

$$S_L(q) = \frac{1}{Z} \int_0^\infty \frac{R_L(q, \omega) d\omega}{|G_E(q_\mu^2)|^2} \quad (109)$$

$$S_L(q) = 1 + \frac{1}{Z} \int_0^\infty e^{-iq(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \cdot \vec{C}_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2)} d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad (110)$$

La fonction $C_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ est la fonction de corrélations à deux corps définie en fonction des densités à un et deux corps.

$$C_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \rho_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2) - \rho_1(\vec{r}_1) \rho_1(\vec{r}_2) \quad (111)$$

Lorsque le transfert d'impulsion $q \rightarrow \infty$, La contribution des corrélations tend à disparaître. Si l'on ignore les corrélations relativistes, la conservation de la charge électrique impose la relation:

$$S_L(q) \rightarrow 1 \quad (112)$$

On devrait atteindre la limite théorique pour $q > 2 k_F$. Pourtant, expérimentalement, ce n'est pas le cas pour les noyaux lourds. Dans le ^{40}Ca par exemple, 40 % de la distribution de charge quasiélastique reste inobservée. La résolution de ce problème attend la mise en service de CEBAF, car les données actuelles ont un transfert d'énergie maximum ω_{max} limité par l'énergie de l'accélérateur. Avec CEBAF on pourra faire des mesures précises pour décrire la partie de haute énergie de la réponse longitudinale quasiélastique. Actuellement il n'existe pas d'extrapolation théorique fiable qui permette de décrire le pic quasiélastique à haut transfert d'énergie. On ne peut donc aboutir à des conclusions fermes et définitives sans les mesures de CEBAF.

La figure 46 est une comparaison de la réponse longitudinale et de la réponse transverse des sections efficaces inclusives (e, e') et exclusives ($e, e'p$) pour le deutéron et le noyau de ^3He . On voit que que la réponse longitudinale et transverse sont essentiellement identiques pour le deutéron dans les deux réactions. Au contraire on observe une différence nette entre la réponse longitudinale et la réponse transverse dans la réaction inclusive $^3\text{He}(e, e')$ et dans la réaction exclusive $^3\text{He}(e, e'p)$ [Ma85, La92, Da92, Ma89, Du92]. On voit sur la figure 46 que le rapport S_L/S_T est pratiquement constant et égal à 0.6.

8.2 Distributions d'impulsion des protons

On détermine les distributions d'impulsion dans les noyaux en éjectant un proton par diffusion quasiélastique d'électrons par la réaction ($e, e'p$). On choisit une configuration cinématique dans laquelle on contrôle bien le mécanisme de réaction. Une configuration standard est celle où le faisceau d'électrons incident, la détection de l'électron et du proton sont dans une géométrie coplanaire et qu'en outre on détecte le proton éjecté dans la direction du transfert d'impulsion \vec{q} . Dans ce cas il n'existe que deux fonctions de structure, longitudinale et transverse. L'approximation de Born permet de donner une description simple de la méthode expérimentale. En pratique, les expérimentateurs utilisent des méthodes numériques beaucoup plus élaborées pour le traitement des interactions dans l'état final. De plus, ils vérifient la précision de ces méthodes par une série de

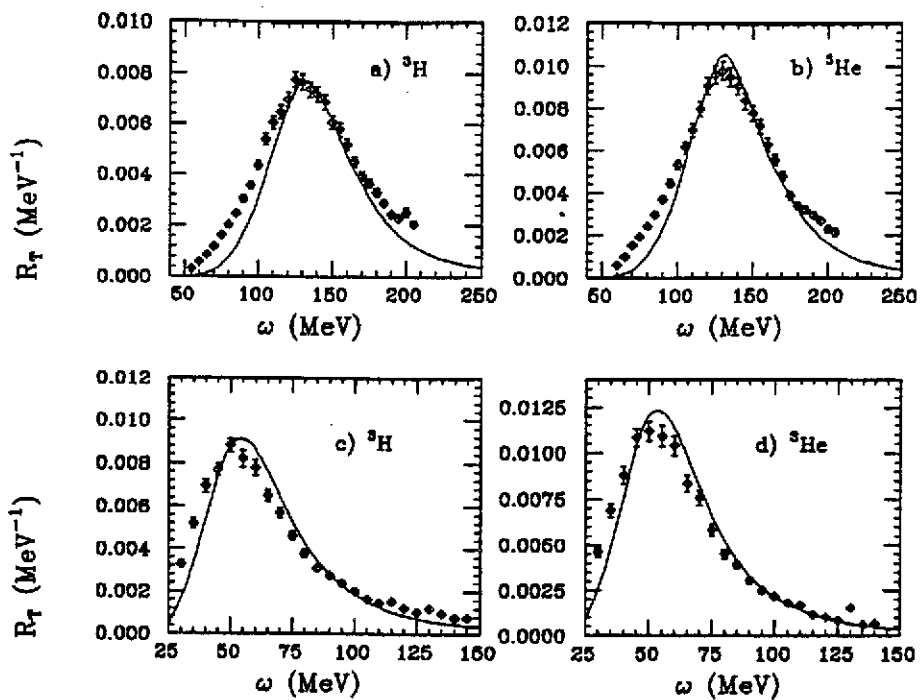


Figure 44: Fonctions de réponse longitudinale et transverse pour le noyaux de ^3He and ^3H [Do88].

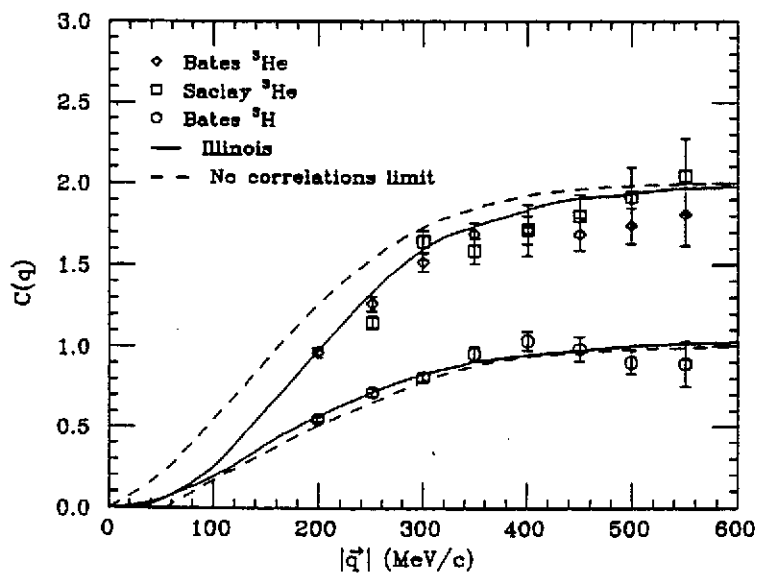


Figure 45: Règle de somme longitudinale pour la diffusion quasiélastique d'électrons sur les noyaux de ^3H et ^3He .

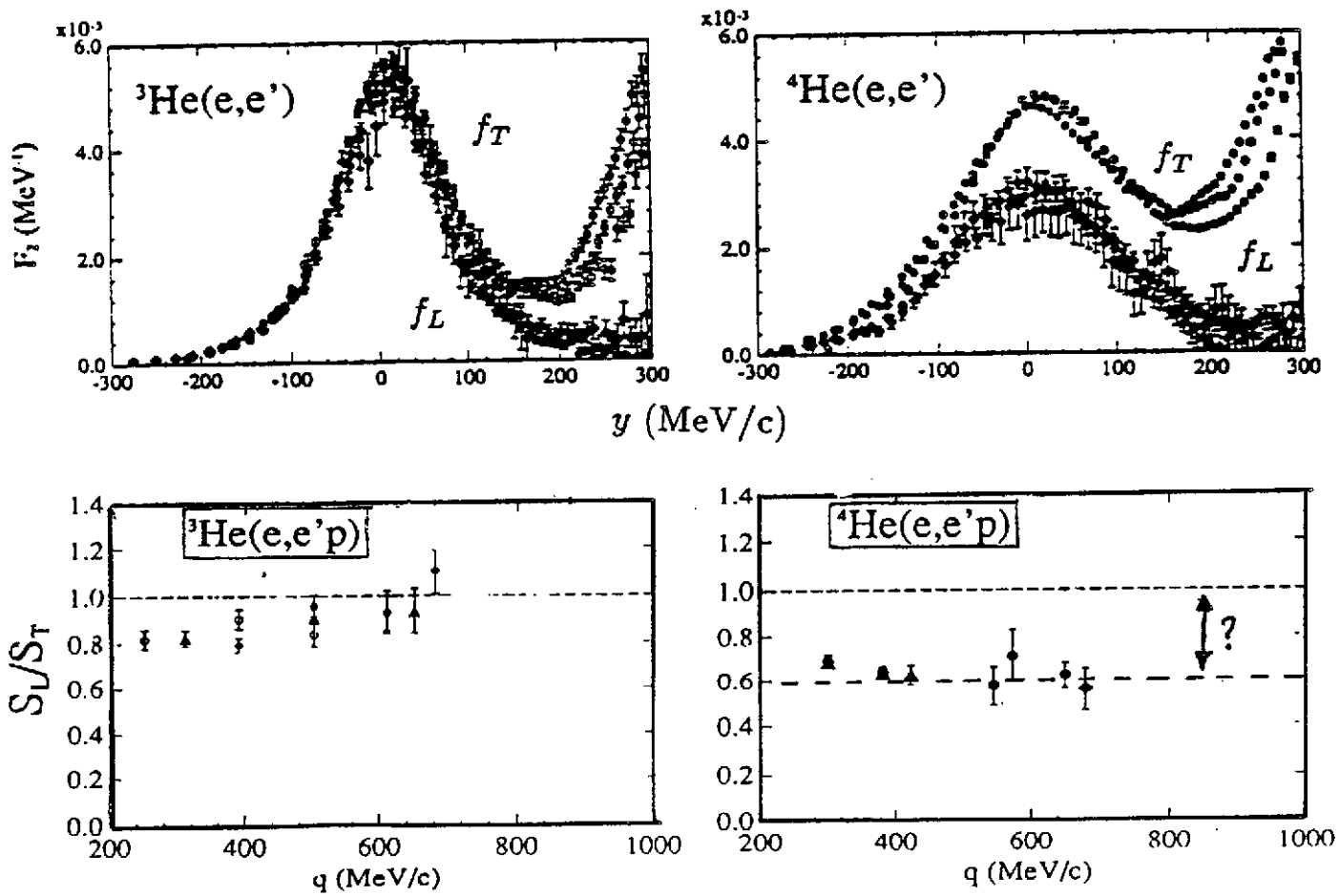


Figure 46: Comparaison de la réponse longitudinale et de la réponse transverse dans la réaction inclusive (e,e') et dans la réaction exclusive $e(e,e'p)$ pour le deuteron et le noyau de ^3He .

mesures en faisant varier les paramètres cinématiques pour bien vérifier que le résultat est indépendant des interactions dans l'état final.

Dans l'approximation de Born, la section efficace se factorise en deux termes, la section efficace élémentaire électron-proton dans le noyau σ_{ep}^* et une fonction spectrale $S(E_m, p_m)$ qui dépend de E_m et p_m énergie et impulsion du proton dans le noyau.

$$\frac{d^6\sigma}{dE_e d\Omega_e dE_p d\Omega_p} = p E_p \sigma_{ep}^* S(E_m, p_m) \quad (113)$$

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e dE_p d\Omega_p} = p E_p \sigma_{ep}^* \rho(p_m) \quad (114)$$

$\rho(p_m)$ est la distribution d'impulsion dans le noyau.

On peut donc par cette méthode directement mesurer la distribution d'un proton lié, d'énergie déterminée, dans le noyau. Mais, la réalité est plus compliquée car cette factorisation n'est qu'une approximation, il faut tenir compte des interactions dans l'état final et des courants d'échanges Dans le noyaux à quelques nucléons. Ces effets ne sont que des corrections faibles dans le pic quasiélastique, mais ils sont les processus dominants dans d'autres régions cinématiques du plan (q, ω) et en particulier dans la région de l'excitation du Δ . Heureusement dans la région du pic quasiélastique, tous les calculs conduisent à des corrections relatives faibles et à peu près identiques. On peut donc effectuer ces corrections et extraire ainsi une distribution expérimentale d'impulsion des protons.

La distribution d'impulsion du deutéron a été mesurée jusqu'à $p = 500 \text{ MeV}/c$. Jusqu'à cette impulsion l'accord entre expérience et prédiction du potentiel de Paris est excellent, au-delà la question est ouverte, car le domaine des très hautes impulsions est inaccessible avec les accélérateurs de moins de 1 GeV. CEBAF permettra de d'étendre cette étude à des impulsions beaucoup plus élevées et d'étudier la partie à courte portée de l'interaction nucléon-nucléon. CEBAF permettra aussi d'explorer les autres fonctions de structure du deutéron par des expériences de polarisation.

8.3 Corrélations nucléon-nucléon

Les réactions ${}^3\text{He}(e, e'p)$ ont été étudiées très en détail dans la région cinématique accessible à NIKHEF et à Saclay. L'étude détaillée du mécanisme de réaction a établi la connaissance de la distribution d'impulsion des protons sur des bases solides. Auparavant, l'étude de réactions $(p, 2p)$ qui est la même réaction induite par des protons avait conduit à des résultats en désaccord avec la théorie. On trouvait un excès considérable d'impulsions élevées dans le noyau de ${}^3\text{He}$. La figure 47 montre la dispersion des points expérimentaux. Les résultats des expériences ${}^3\text{He}(e, e'p)$ ont montré qu'il s'agissait seulement d'incertitudes considérables sur la connaissance du mécanisme de réaction qui se traduisent par une description incorrecte des interactions dans l'état final. La figure 48 montre la distribution d'impulsion des protons dans le noyau de ${}^3\text{He}$ mesurée par la réaction ${}^3\text{He}(e, e'p)$ qui est en excellent accord avec la théorie [Ma88]. Les analyses de Cioffi degli Atti [CPS90, CLS90] des données de diffusion inclusive quasiélastique (e, e') sont en excellent accord avec cette distribution d'impulsion.

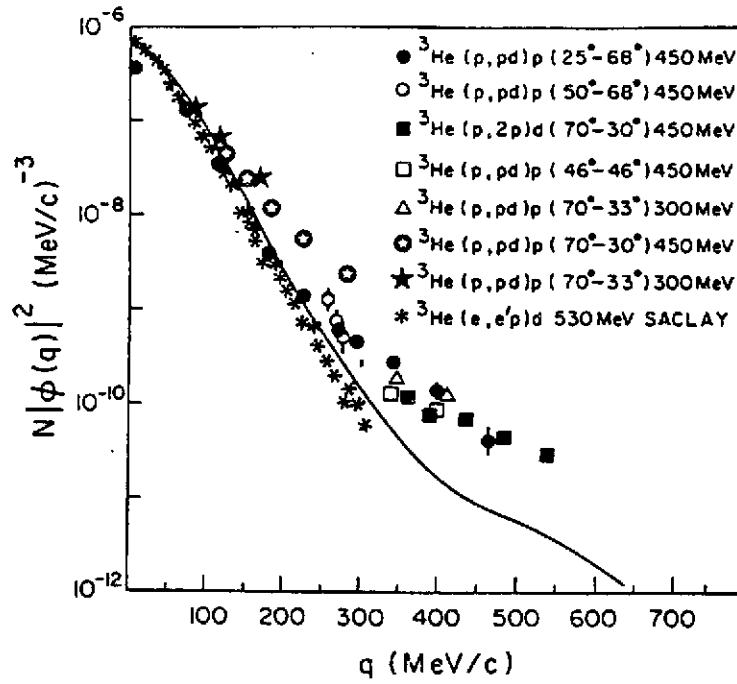


Figure 47: La distribution d'impulsion des protons dans le noyau de ${}^3\text{He}$ mesurée par la réaction ${}^3\text{He}(p,2p)$ [Ep85]

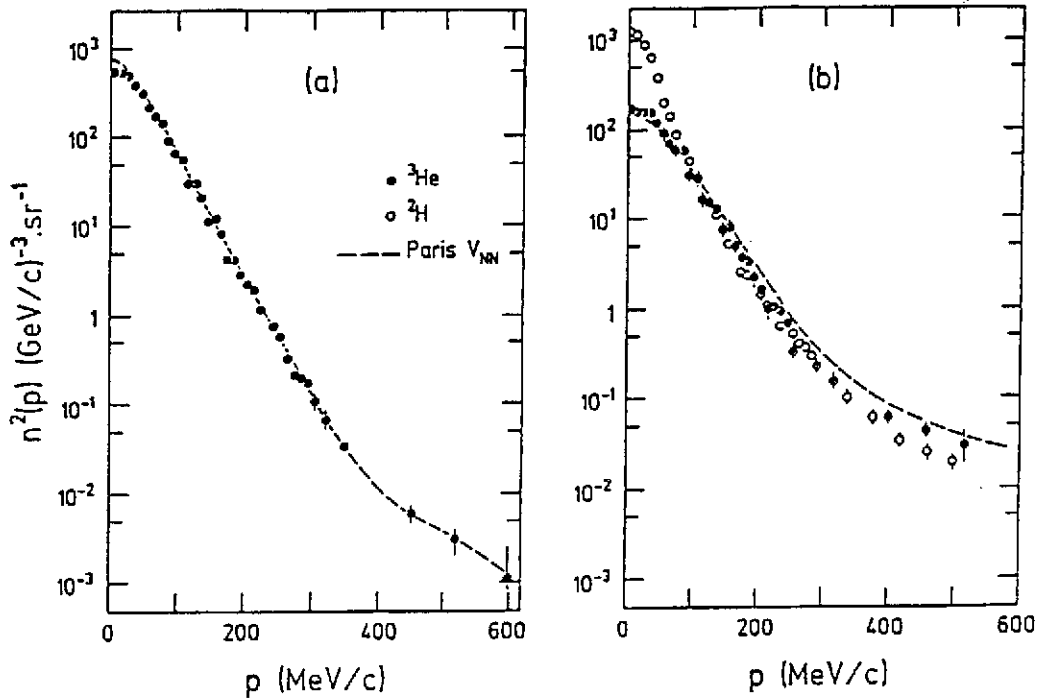


Figure 48: La distribution d'impulsion des protons dans le noyau de ${}^3\text{He}$ mesurée par la réaction ${}^3\text{He}(e,e'p)$ La désintégration en deux corps est représentée sur la figure de gauche et en trois corps sur la figure de droite. [Ma88].

La figure 49 montre plusieurs spectres en fonction de la masse manquante (excitation du système résiduel) pour des impulsions fixées [Ma88]. Le pic à 5.5 MeV correspond à l'éjection d'un proton associé à un deutéron qu'on ne détecte pas. Le pic large correspond à la désintégration du noyau en trois nucléons. Les courbes sont le résultat des calculs de Laget [La86]. La position et l'amplitude de la bosse large observée dans la voie $p + p + n$ montrent que l'on observe la désintégration d'une paire neutron-proton au moment exact de leur interaction, alors que le troisième nucléon est spectateur. C'est une information directe sur les corrélations nucléon-nucléon dans un noyau. Si la paire de nucléons était au repos on observerait un pic étroit, c'est le mouvement de Fermi de la paire de nucléons qui crée une distribution aussi large en énergie manquante.

La surface du pic étroit et de celle de la bosse large donnent directement un point de la distribution à deux et à trois corps. Jusqu'à 600 MeV/c les résultats expérimentaux ne montrent pas la présence d'un excès de composantes d'impulsions élevées. La figure 48 montre par comparaison de la désintégration $p+d$ et $p+p+n$ montre que les composantes de haute impulsion se trouvent dans la paire corrélée de la voie à trois corps. Jusqu'à 600 MeV/c, la distribution d'impulsion de la paire p-n corrélée est très voisine de celle du deutéron et il n'y a pas de déviations importantes par rapport à la théorie. On a également mesuré la distribution d'impulsion des paires p-n en interaction dans le noyau de ${}^4\text{He}(e, e'p)$ [Le89]. Ces résultats sont importants, car ils montrent que la théorie décrit correctement la distribution d'impulsion des nucléons jusqu'à des impulsions relativement élevées. L'installation expérimentale du Hall A à CEBAF a été conçue pour continuer ces mesures très au delà de 600 MeV/c. A très haute impulsion les prédictions théoriques divergent car on entre dans la partie à courte portée des interactions. Frankfurt et Strikman se sont particulièrement intéressés à ce problème [FS91]. Ce domaine de recherche va bientôt être accessible à CEBAF et il va concentrer une partie importante des efforts de recherche. Plusieurs propositions regroupées dans la proposition PR-91-009 vont utiliser le CLAS pour étudier pour la première fois la réaction $(e, e'NN)$, ce sera une façon directe de "voir" avec un photon virtuel une paire de nucléons en interaction.

8.4 Corrélations NN dans le ${}^{12}\text{C}$

La section efficace ${}^{12}\text{C}(e, e'p)$ dans la région continue du spectre en masse manquante a été étudiée en détail au laboratoire de MIT-Bates. La figure 50 montre les fonctions de réponse longitudinale et transverse séparées à un transfert d'impulsion de 400 MeV/c pour des protons émis dans la direction de \vec{q} . La réponse longitudinale devient négligeable au delà de 45 MeV tandis que la réponse transverse s'étend beaucoup plus loin. Le rapport de ces deux fonctions de réponse est également représenté sur la figure 50 (On a soustrait la contribution des facteurs de forme des nucléons). La contribution de la couche p étant identique pour les deux fonctions de réponse disparaît quand on fait le rapport tandis que dans la région de la couche s une importante contribution subsiste. On observe un excès important de la réponse transverse au delà de 25 MeV. C'est précisément dans cette région que se trouve le seuil d'émission de deux particules (indiqué par une flèche). L'explication probable de cette contribution transverse est un effet de corrélations à plusieurs corps. La figure 51 représente la dépendance de la section efficace quasiélastique en fonction du transfert d'impulsion à des valeurs $q = 600, 800$ et 1000 MeV. On n'observe pas de

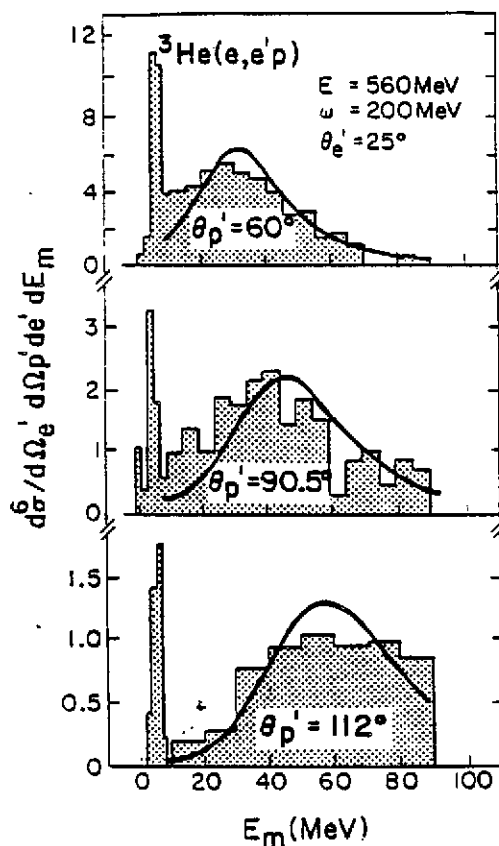


Figure 49: Section efficace ${}^3\text{He}(e, e'p)$ L'état final à deux corps $p + d$ correspond au pic étroit sur la gauche de la figure. L'état final à trois corps $p + p + n$ correspond au pic large sur la partie droite.

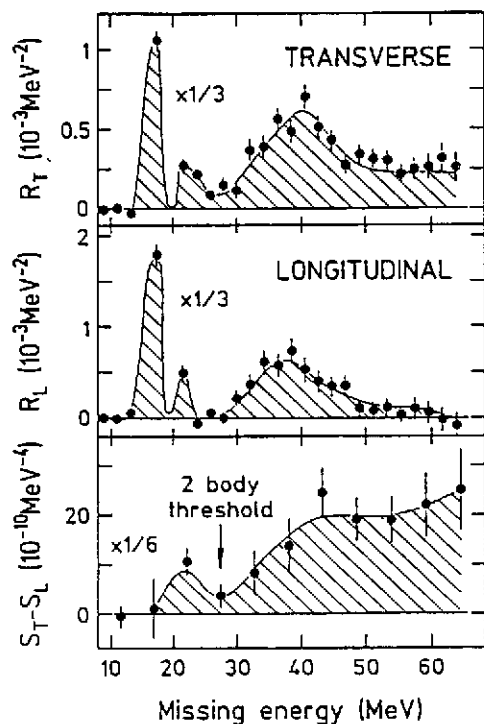


Figure 50: Fonctions de réponse quasiélastique longitudinales et transverse du ${}^{12}\text{C}$ mesurées par la réaction ${}^{12}\text{C}(e, e'p)$.

contribution significative de la production de pion au dessus du seuil d'émission de pion. On observe une décroissance douce jusqu'à l'énergie manquante maximum mesurée. Ceci est très différent des mesures dans la région du Δ où l'on observe clairement l'émission d'un pion. Ces résultats montrent qu'il y a des phénomènes intéressants à étudier dans le continu. Les données actuelles sont trop fragmentaires pour pouvoir conclure et il faut attendre les nouvelles expériences de CEBAF pour aller plus loin.

8.5 Corrélations nucléon- Δ

Le cycle utile élevé de CEBAF et la conception des détecteurs permettra d'explorer de nouvelles idées d'expériences telles que l'étude de la réaction ${}^4\text{He}(e, e'p\pi^+)$. La réalisation de cette expérience nécessite la détection simultanée de trois particules en coïncidence et elle n'est réalisable qu'avec un détecteur à très grand angle solide tel que CLAS. Laget a proposé de faire l'étude de cette réaction en fixant les conditions cinématiques de façon à favoriser la réaction $(e, e'\Delta^{++})$. Le Δ^{++} peut être produit par une réaction en deux étapes. Un Δ^+ est produit par l'absorption d'un photon virtuel, puis se désintègre en émettant un π^+ qui par diffusion sur autre proton crée un état résonant Δ^{++} . L'étude de cette réaction pourrait apporter directement une information sur l'interaction nucléon- Δ dans le noyau, exactement comme dans la réaction ${}^3\text{He}(e, e'p)$ on a mis en évidence l'effet des corrélations nucléon-nucléon.

8.6 Les modifications du nucléon dans le noyau

L'une des questions fondamentales abordées au cours de ces dernières années est de savoir si la fonction d'onde d'un proton est modifiée lorsqu'il est immergé dans un noyau. La modification de la taille du nucléon et des champs mésoniques sont parmi les explications qui ont été avancées pour expliquer la charge manquante dans la réponse quasiélastique (e, e') . Il n'existe que peu d'information expérimentale directe sur le facteur de forme du nucléon lié. C'est un domaine dont l'exploration ne fait que commencer et qui va se développer à CEBAF. L'une des seules informations précises sur le facteur de forme du nucléon dans le noyau a été apportée par la mesure de la réaction ${}^4\text{He}(e, e'p)$. La séparation de la réponse transversale et longitudinale de la section efficace a été faite avec précision. En fixant la valeur de l'impulsion du proton p_m dans le noyau, on a ainsi déterminé la variation du facteur de forme magnétique du proton lié. La figure 52 représente le rapport du facteur de forme magnétique du proton lié à celui du proton libre. On ne trouve pas jusqu'à 1 (GeV/c)^2 de déviation significative par rapport au facteur de forme magnétique du proton libre [Ma89, Du92]. On ne voit pas actuellement de modification significative de la taille du proton. Il sera très intéressant de poursuivre ces mesures pour des protons d'impulsion p_m élevée à des transferts d'impulsion q au delà de 1 (GeV/c)^2 à CEBAF et d'obtenir une information similaire sur le facteur de forme de charge du proton lié. Le facteur de forme de charge est plus difficile à mesurer car la contribution longitudinale à la section efficace est nettement plus faible que la contribution transverse. CEBAF a été conçu pour réaliser un programme très complet de séparations des composante longitudinale et transverse de la section efficace $(e, e'p)$ quasiélastique.

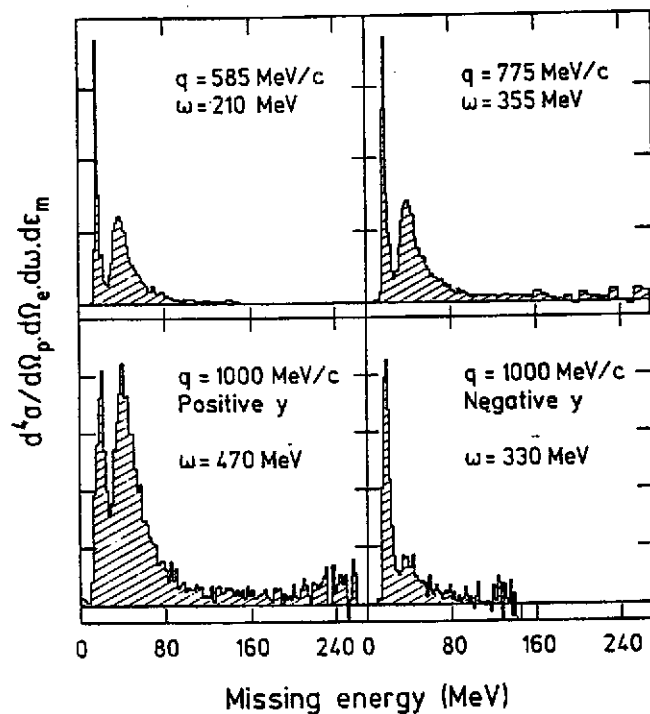


Figure 51: Section efficace quasiélastique de la réaction $^{12}\text{C}(e, e'p)$ en fonction du transfert d'impulsion.

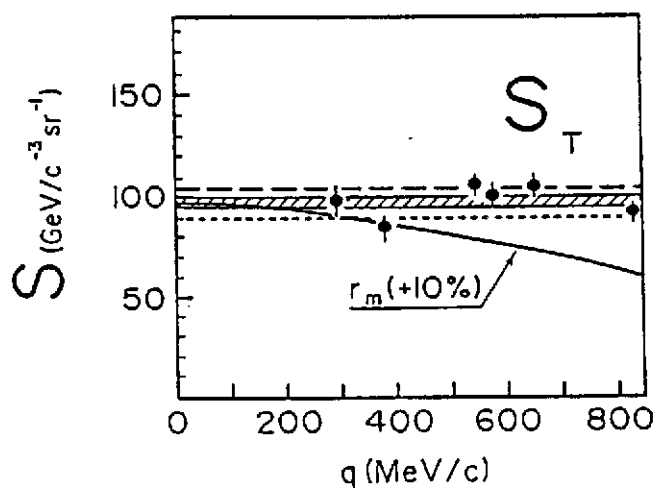


Figure 52: Rapport du facteur de forme magnétique du proton lié dans le noyau de ^4He à celui du nucléon libre.

Existe-t-il des configurations de trois quarks dans le noyau qui soient différentes d'un nucléon? La théorie prédit de telles configurations où trois quarks sont très rapprochés et forment un miniproton. Ces configurations n'ont pas été observées jusqu'à présent faute d'installations expérimentales appropriées. Il faut en effet un transfert d'impulsion élevé car pour voir un miniproton de taille Δr il faut d'après le principe d'incertitude lui transférer un moment élevé $Q \sim 1/\Delta r$. On se propose de mettre en évidence ce miniproton à CEBAF en l'éjectant par une réaction $(e, e'p)$ et en étudiant son interaction avec la matière lorsqu'il va traverser le noyau. La théorie prédit en effet que ce miniproton aura une interaction, nettement plus faible qu'un proton de taille normale. Ce phénomène appelé "Transparence de couleur" est décrit en détail par J.F. Mathiot dans son cours. On se propose de l'étudier en comparant la section efficace $(e, e'p)$ sur plusieurs noyaux, ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{56}\text{Fe}$ à haute énergie pour avoir le transfert d'impulsion le plus élevé possible. Pour cela il faut d'abord faire une étude approfondie de la réaction $(e, e'p)$ et contrôler qu'on en comprend bien sa description théorique. CEBAF dispose d'une énergie limitée et ne permettra pas de réaliser un programme de mesures complètes, mais la proposition PR-91-013 va essayer de mettre pour la première fois ce phénomène en évidence avec l'installation du Hall C.

8.7 Étude des orbites de quasi-particules

Une étude systématique de la distribution des nucléons dans la région du plomb a été réalisée par diffusion d'électrons. Par diffusion élastique (e, e) on a mesuré les densités de charge et de magnétisation de noyaux qui diffèrent par un seul proton dans l'orbite $3s$. Par diffusion inélastique (e, e') , on a étudié les transitions magnétiques de haute multipolarité à une particule. Enfin, on a mesuré la distribution d'impulsion d'un proton dans l'état $3s$ par étude de la réaction $(e, e'p)$. Ces expériences ont montré la validité du champ moyen et du concept d'orbite de nucléon, mais elles ont montré également que les corrélations dépeuplaient les orbites de particules indépendantes et qu'elles en modifient la forme.

L'expérience PR-89-046 a pour objectif de déterminer les composantes de très grande impulsion des protons dans les noyaux de ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{90}\text{Zr}$, ${}^{208}\text{Pb}$ en utilisant la réaction $A(e, e'p)$ à CEBAF. La première partie de cette expérience sur le ${}^{208}\text{Pb}$ demande 420 heures de faisceau. Elle permettra d'apporter une réponse finale aux questions suscitées par la mesure de la forme de l'orbite $3s$. On a en effet observé que la forme de l'orbite expérimentale est compatible avec celle d'une orbite de quasi-particule prédite par la théorie. Le taux d'occupation de cette orbite est réduit de 20 à 30 % par rapport à une orbite de particule indépendante. Pour comprendre la nature des corrélations nucléon-nucléon on propose de mesurer avec précision la distribution d'impulsion au delà de 300 MeV/c et de faire des séparations transverses et longitudinales.

L'originalité de cette expérience est d'utiliser la flexibilité cinématique de CEBAF (500-2000 MeV), la très haute résolution en énergie des spectromètres de CEBAF ($\Delta E/E = 10^{-4}$) et le cycle utile de 100 %. Ces caractéristiques permettront en particulier de mesurer la distribution d'impulsion de l'orbite $3s_{1/2}$ dans l'intervalle 250 MeV/c à 450 MeV/c en faisant une séparation des composantes longitudinales et transverses. C'est dans ce domaine accessible seulement à CEBAF qu'on devient vraiment sensible aux corrélations à N-corps qui modifient de façon significative la forme de la distribution d'impulsion. Ces mesures sont l'extension naturelle de celles de NIKHEF faites pour $p_m \leq 250$ MeV/c.

9 CONCLUSIONS

Dans deux ans, CEBAF va ouvrir une nouvelle frontière en physique nucléaire. On va disposer d'un accélérateur spécialement conçu pour faire des études de précision dans un domaine jusqu'à présent inaccessible. Ce cours a essayé de dégager quelques grandes lignes des programmes de recherche dont la réalisation va bientôt commencer. Il est intéressant de constater que ce programme se concentre sur l'étude du nucléon et des noyaux légers, tandis que le programme sur l'étude des noyaux lourds est relativement plus limité.

Un programme de recherches important concerne la structure en quarks du nucléon: violation de la parité, règle de somme de Drell-Hearn-Gerasimov et étude des résonances constituent un programme de physique nouveau et excitant qui va essayer de connecter la région de la diffusion profondément inélastique aux propriétés de basse énergie du nucléon. Pour la première fois, on va essayer de mesurer les facteurs de forme faibles et la contribution de la mer étrange.

Enfin, l'étude des corrélations nucléon-nucléon va bénéficier des qualités exceptionnelles des détecteurs du Hall A et du Hall B. On va pouvoir réaliser toutes les expériences qui sont en attente depuis plusieurs années. Leurs résultats vont enfin nous apprendre la nature des interactions à courte portée entre les nucléons dans le noyau.

Il existe bien d'autres propositions d'expérience en particulier dans le domaine de l'étrangeté. Je laisse le soin, aux jeunes chercheurs, de découvrir par eux-mêmes, ces nombreuses autres voies de recherche à CEBAF.

Le flair, la perspicacité et la méthode des expérimentateurs de CEBAF vont bientôt être à l'épreuve pour réaliser les expériences qui vont nous faire passer dans le monde du XXI^e siècle. Pour gagner à la loterie du hasard, les physiciens préparent leurs expériences avec des prodiges d'intelligence et d'imagination. Quelle sera l'expérience la plus significative? Toutes offrent des perspectives intéressantes. Il y a dans cette course vers l'inconnu toute la merveilleux et la beauté de l'espoir des hommes. Il y a pour chacun une chance à saisir.

Remerciements

Je remercie chaleureusement les organisateurs de l'école Joliot-Curie pour leur invitation à faire ce cours. C'est pour tous un plaisir de participer à cette école si vivante et si sympathique. La communauté francophone leur doit un grand merci d'apporter à ses jeunes chercheurs une initiation aux recherches les plus récentes.

Je remercie très vivement tous mes collègues qui m'ont aidé à préparer ce cours: N. de Botton, J.E. Ducret, J.M. Laget, J.M. Legoff, A. Magnon, J. Martino, J. Morgenstern, P. Morsch, S.K. Platchkov, P. Stoler. A CEBAF, j'ai trouvé une aide enthousiaste et efficace de V. Burkert, R. Carlini, J. Domingo, H. Grunder, N. Isgur et R. Whitney; je les en remercie très sincèrement. Enfin le service de documentation de CEBAF m'a permis de disposer d'une documentation très complète que j'ai beaucoup appréciée.

References

- [Ar75] R.G. Arnold *et al.*, Phys.Rev.Lett. **35** (1975) 776.
- [Ar87] R.G. Arnold *et al.*, Phys.Rev.Lett. **58**, (1987) 1723 .
- [AR88] G. Altarelli et G.G. Ross, Phys. Lett. **212B** (1988) 391.
- [As89] J. Ashman *et al.*, Nucl.Phys. **B328** (1989) 1.
- [AMS89] "Excited Baryons 1988",
G. Adams, N.C. Mukhopadhyay , P. Stoler éditeurs,
World Scientific, Singapour 1991.
- [Am92] A. Amroun *et al.*, Phys.Rev.Lett. **69** 1992 253.
- [ACG81] R.G. Arnold, C.E. Carlson et F. Gross, Phys.Rev. **C23** (1981) 363.
- [Auf85] S.Auffret *et al.*, Phys.Rev.Lett. **54** (1985) 649 .
- [Be89] D.H. Beck, Phys.Rev. **D39** (1989) 3248.
- [Bh88] R.K. Bhaduri, "Models of the Nucleon", Lecture Notes and Supplements in Physics, published by Addison Wesley, 1988.
- [BLA85] A. Buchmann, W. Leidemann et H. Arenhövel, Nucl. Phys. **A443** (1985) 726.
- [Bo92] P.E. Bosted *et al.*, Phys.Rev.Lett. **68** (1992) 3841.
- [Cl79] F. Close, "An Introduction to Quarks and Partons", Academic Press, 1979.
- [CLS90] C. Ciofi degli Atti, S. Liuti, S. Simula, Phys. Rev. **C41** (1990) 2474.
- [CPS90] C. Ciofi degli Atti, E. Pace, G. Salme, Nucl. Phys. **A497** (1989) 361; **A508** (1990) 349.
- [Da92] J.F. Danel *et al.*, à paraître.
- [DG89] D. Drechsel et M.M. Giannini, Rep. Prog. Phys. **52** (1989) 1083.
- [DG91] "Hadronic Physics with Multi-GeV Electrons",
B. Desplanques et D. Goutte éditeurs,
Les Houches Series, Nova Science Publishers.
- [DH66] S.D. Drell et A.C. Hearn, Phys.Rev.Lett. **16** (1966) 908;
- [Do88] K. Dow *et al.* Phys. Rev. Lett. **62** (1988) 1706.
- [Du92] J.E. Ducret, Thèse Orsay 1992.
- [Ep85] M.B. Epstein *et al.*, Phys. Rev **C32** (1985) 967.
- [EJ74] J. Ellis et R.L. Jaffe, Phys. Rev. **D9** (1974) 144; **D10** (1974) 1669.

- [Fa90] "The Nature of Hadrons and Nuclei by Electron Scattering",
A. Faessler éditeur,
Progress in Particle and Nuclear Physics Vol 24, Pergamon Press 1990.
- [FG89] "Hadronic Physics with MultiGeV Electrons"
B. Frois, D. Goutte, P. Mulders, P.K.A. de Witt Huberts, éditeurs.
Nucl. Phys. **A497** (1989)
- [FM91] Second European Workshop on Hadronic Physics in the 1990's
with Multi-GeV Electrons, B. Frois et J.F. Mathiot, éditeurs,
Nucl. Phys. **A532** (1991)
- [FP87] B. Frois et C.N. Papanicolas, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **37** (1987) 133.
- [Fr89] L.L. Frankfurt, I.L. Grach, L.A. Kondratyuk, et M.I. Strikman,
Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 387.
- [FS91] "Modern Topics in Electron Scattering",
B. Frois et I. Sick éditeurs,
World Scientific, Singapour 1991.
- [Ga71] S. Galster *et al.*, Nucl. Phys. **B32** (1971) 221.
- [GH76] M. Gari et H. Hyuga, Nucl. Phys. A **264** (1976) 409.
- [Ga90] M. Garçon, Nucl. Phys. A508 (1990) 445.
- [Ga88] J. Gasser, H.Leutwyler, M.P. Locher et M.E. Sainio,
Phys. Lett. **B213** (1988) 85.
- [Ga91] J. Gasser, H.Leutwyler, et M.E. Sainio, Phys. Lett. **B253** (1991) 252.
- [Ge65] S.B. Gerasimov, Yad. Phys. **2** (1965) 598; Sov.J. Nucl.Phys. **2** (1966) 430.
- [GK84] M. Gari et W. Krumpelmann, Phys.Lett. **141B** (1984) 295; Z. für Phys. **A322**
(1985) 689.
- [Glo88] L.Y. Glozman et al. Phys. Lett. **200B** (1988) 406.
- [HM84] F. Halzen et A.D. Martin, John Wiley & sons, 1984.
- [He89] W. Heil et al. Nucl.Phys. **B327** (1989) 1.
- [Ho76] G. Hoehler *et al.*, Nucl. Phys. **B144** (1976) 505.
- [HK83] V.W. Hughes et J. Kuti, Ann. Rev.Nucl. Part. Sci. **33** (1983) 611
- [HT89] E. Hummel et J.A. Tjon, Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 1788.
- [JK87] R.L. Jaffe et C.L. Korpa, Comments Nucl. Part. Phys. **17** (1987) 163.
- [IJL73] F. Iachello, A. Jackson et A. Lete, Phys. Lett. **B43** (1973) 191.
- [Ja89] R.L. Jaffe, Phys.Lett. **229** (1989) 275

- [JM89] R.L. Jaffe et A. Manohar, Nucl. Phys. **B321** (1989) 343.
- [La80] M. Lacombe *et al.*, Phys. Rev. **C21** (1980)
- [La86] J.M. Laget, "New vistas in Electronuclear Physics", ed. Tomusiak *et al.*, Plenum Publ. Corp., New-York, 1986) P.361
- [La92] L.Lakehak-Ayat, à paraître.
- [Le91] K.S. Lee et al., Phys.Rev.Lett. **67** (1991) 2634.
- [Le89] J. Legoff *et al.*, International Few-Body XII Conference, Vancouver 1989.
- [Lo86] R.W. Lourie et al., Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 2364; P.E. Ulmer et al., Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 2259; L. Weinstein, PhD Thesis, MIT 1988; H. Baghaei et al., Phys. Rev. **C39** (1989) 177.
- [Ma89] A. Magnon *et al.*, Phys. Lett. **222** (1989) 352.
- [Ma85] C. Marchand *et al.*, Phys. Lett., **153B** (1985) 29.
- [Ma88] C. Marchand *et al.*, Phys. Rev. Lett., **60** (1988) 1703.
- [Ma84] J.F. Mathiot, Nucl. Phys. **A412** (1984) 201.
- [Mi92] G. Miller éditeur, "Nucleon Resonances and Nucleon Structure", World Scientific 1992.
- [MK89] R.D. McKeown, Phys. Lett. **219B** (1989) 140.
- [MG92] "Baryons 92", Moshe Gai éditeur, à paraître.
- [Mor92] J. Morgenstern et al., à paraître.
- [Mo92] H.P. Morsch et al., Phys.Rev.Lett. **69** (1992) 1336.
- [MS92] "Baryon Spectroscopy and the Structure of the Nucleon", H.P. Morsch et M. Soyeur éditeurs, Publication conjointe du Centre de Recherche de Jülich (Allemagne) et du Laboratoire National Saturne (France).
- [MT69] L.W. Mo et Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys., **41** (1969) 205.
- [Pa89] C.N Papanicolas, Nucl. Phys. **A497** (1989)
- [Pl89] S.K. Platchkov *et al.*, Nucl. Phys. **A510** (1990) 740.
- [Pr79] C.Y. Prescott *et al.*, Phys. Lett. **77B** (1978) 347; **84B** (1979) 524.
- [Ra84] A.V. Radyushkin, Acta Polonica **B15** (1984) 403.
- [Ri89] K. Rith, Nucl. Phys. **A497** (1989) 139.
- [Sch90] R. Schiavilla V.R. Pandharipande et D.O. Riska, Phys. Rev. **C41** (1990) 309.

- [Si80] G.G.Simon *et al.*, Nucl.Phys. **A333** (1980) 381.
- [SK83] F. Scheck, "Leptons, Hadrons and Nuclei", North-Holland, 1983.
- [SMS89] P. Sarriguren, J. Martorell et D.W.L. Sprung, Phys. Lett. B228 (1989) 285.
- [So89] P.A. Souder et al. Phys.Rev.Lett. 65 (1990) 694.
- [ST93] J. Soffer et O. Teryaev, Preprint Centre de Physique Théorique de Marseille, (1993).
- [Tru89] E.Truhlik et J.Adam, Nucl.Phys. A492 (1989) 529.
- [We89] W. Weise, Nucl. Phys. **A497** (1989) 7.

Le Noyau à l'Echelle du Fermi : Nucléons et Mésons
Interaction des Photons Réels avec les Noyaux
Interaction of Real Photons with Nuclei

R. Van de Vyver
Nuclear Physics Laboratory, UG, Gent, Belgium

Résumé

Nous présentons des résultats expérimentaux récents obtenus avec des photons réels, dans le domaine d'énergie jusqu'à 1 GeV. Ils adressent des questions fondamentales, comme la polarisabilité du proton, le rôle des MEC dans le mécanisme d'absorption des photons, et les indications pour l'existence d'une force à trois corps. Aussi, nous discutons en bref une proposition pour la mesure de la valeur de la règle de somme de Drell-Hearn-Gerasimov.

Abstract

Recent results in the field of nuclear reactions induced by real photons, in the energy domain up to about 1 GeV, are being presented. They address fundamental nuclear physics questions, such as the proton polarizability, the role of MEC in the photonuclear absorption mechanism and the possible evidence for the existence of three-body forces. In the last section, a proposal is briefly discussed, aiming at a measurement of the Drell-Hearn-Gerasimov sum rule.

1 Introduction

The use of the electromagnetic probe, represented either by real or by virtual photons, continues to play a crucial role in nuclear physics. This is of course due to its unique characteristics [1]:

1. the e.m. interaction with matter is well-understood, being described by quantum electrodynamics (QED);
2. the interaction between the (real or virtual) photon and the target nucleus is weak, such that it causes a negligible disruption of nuclear matter, allowing the application of first-order perturbation theory;
3. the e.m. probe uniformly penetrates the nuclear volume.

As a consequence, it should be possible to deduce in an unambiguous way direct information concerning the nuclear structure.

Since the advent of betatrons and linear electron accelerators, photonuclear physics has shown an explosion, the main research subject originally being the study of the electric dipole (E1) resonance (GDR). Although fundamental nuclear physics information has been deduced in this field (such as e.g. the E1-resonance being a coherent superposition of ph -excitations; this turned out to be a very important concept), the coming into operation of a new generation of electron accelerators (with higher energy and enhanced duty factor) has shifted a lot of interest and effort to the so-called intermediate energy region. In this domain it is generally accepted that nuclear phenomena can be adequately described by taking into account the degrees of freedom represented by nucleons and mesons. However, it cannot be ruled out and it is likely that also the nucleonic quark structure already will manifest itself.

The situation can be illustrated by Fig. 1, in which the relevant physics is depicted versus increasing energy. Although this picture by J. Arvieux [2] is almost 10 years old, it is still up-to-date in the sense that all possible links, drawn in the last column, need further investigation and/or confirmation.

In this lecture, it is the intention to make a short walk through photonuclear physics, starting at energies above the giant resonance and going up to a few GeV. This trip will be illustrated by a number of selected examples, and as such, will be biased and incomplete. Moreover, the material will be approached from an experimentalist's point of view; however, the emphasis will not be laid on the experimental details themselves, but an attempt will be made to discuss a number of interesting results, directly related to fundamental nuclear physics questions. In this respect, it is hoped to illustrate the basic physics ideas that have been taught in previous courses of the Ecole Joliot-Curie.

2 The Proton-Compton effect: determination of the electromagnetic polarizabilities of the proton

Up to recently, Compton scattering of photons on the nucleus was a rather academic subject which—in principle—should yield very valuable information, but for which the experimental results were

Energie	Degré de liberté	Physique	
0	Nucléons	Structure nucléaire Réactions nucléaires (niveaux excités de basse énergie, réactions de transfert...)	
100 MeV	$n_{\pi} = 140$ MeV, 200 MeV/c 1 fm^{-1}	Pions, nucléons deltas	
1 GeV	$n_D = 770$ MeV	Mésons (π, η, ρ, ω), baryons (N, Δ et leurs états excités)	
quelques GeV	2 GeV/c 0.1 fm^{-1}	Production directe de π , facteur de forme du deu- ton aux grands transferts	
quelques dizaines de GeV et au-delà	Quarks ?	Effet EMC	

Figure 1: Scheme of the nuclear degrees of freedom as a function of increasing energy, together with the possible links between the various nuclear physics topics (Ref. 2)

rather scarce or contradictory and thus, inconclusive. One important aspect is its relation to the electromagnetic polarizabilities of the nucleon and, as such, to the internal hadronic structure. The concept of polarizability is well-known from classical physics : any body, containing electric and/or magnetic charges will acquire a dipole moment when placed in an external electric or magnetic field :

$$\begin{aligned}\vec{D}_E &= \alpha \vec{E}_0 \\ \vec{D}_M &= \beta \vec{B}_0\end{aligned}$$

with \vec{E}_0, \vec{B}_0 the applied fields; the quantities α and β are the electric polarizability and the magnetic susceptibility, respectively (Fig. 2). The corresponding interaction potential equals :

$$V = -\frac{1}{2} \vec{D}_E \cdot \vec{E}_0 = -\frac{1}{2} \alpha E_0^2$$

It is clear that these polarizabilities will depend on the extension of the volume of the body, and on the distribution of the charges inside. Consequently, the proton not being point-like, the magnitude of α and β will be related to its internal hadronic structure and one could even hope to derive some information about the interaction between its constituents, i.e. the quarks. In this respect, the polarizabilities should be considered as lowest order structure constants, and play as fundamentally a role as e.g. the proton charge, mass and magnetic moment. One further remark concerns the fact that these quantities α and β represent a beautiful link between classical nuclear physics and (high-energy) particle physics.

The question then arises how to determine these polarizabilities. Obviously, no external electric or magnetic field with a high enough magnitude can be applied, that will produce a measurable (induced) dipole moment. However, the process of elastic scattering of photons from the proton

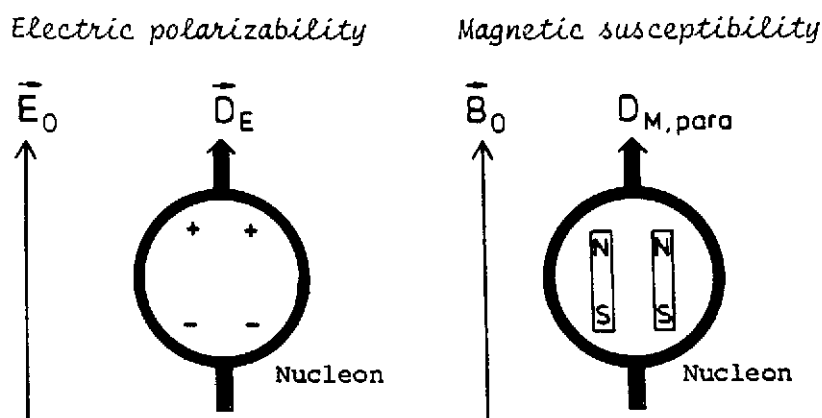


Figure 2: Schematic representation of the electric polarizability and the magnetic susceptibility of the nucleon

(proton-Compton scattering) can provide a suitable experimental tool. Indeed, the differential cross section for this process can -in good approximation- be written as :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = \left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) \right]_{pt} - r_0 \left[\frac{E'}{E} \right]^2 \left[\frac{EE'}{(\hbar c)^2} \right] \left\{ \frac{\bar{\alpha} + \bar{\beta}}{2} (1 + \cos \theta)^2 + \frac{\bar{\alpha} - \bar{\beta}}{2} (1 - \cos \theta)^2 \right\} \quad (1)$$

wherein E : incident photon energy ($<$ pion mass)

E' : energy of the scattered photon

(E and E' are related by the usual Compton-effect formula)

θ : angle of the scattered photon

r_0 : classical proton radius

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{pt}$: the exact scattering cross section for a structureless proton with anomalous magnetic moment (= Powell cross section).

The above cross section is based on the fact that, far below the pion threshold, the elastic scattering of photons by protons is described by the sum of the Thomson amplitude adjusted for a point particle with anomalous magnetic moment [3], and the Rayleigh amplitude accounting for the internal degrees of freedom in terms of the measurable polarizabilities. Note, however, that in the above expression (1), not the static quantities α, β appear but the dynamical (measurable) ones :

$$\begin{aligned} \bar{\alpha} &= \alpha + \Delta\alpha \\ \bar{\beta} &= \beta_p + \beta_d \end{aligned} \quad (2)$$

The quantity $\Delta\alpha$ takes into account the effect of recoil, retardation and anomalous magnetic moment ($= -\frac{e^2}{3m} < r_p^2 > + \dots$, with $< r_p^2 >$ the mean-square charge radius of the proton), while

β_p and β_d are the paramagnetic and diamagnetic susceptibilities, respectively, which happen to have opposite sign and might compensate each other [4]. Expression (1) further shows that, by performing measurements at 0° and 180° , either $\bar{\alpha} + \bar{\beta}$ or $\bar{\alpha} - \bar{\beta}$ remains as the only free parameter. The use of the appropriate sum rule (based upon dispersion relations and the optical theorem) provides us with a realistic value for $\bar{\alpha} + \bar{\beta}$:

$$\begin{aligned} \bar{\alpha} + \bar{\beta} &= \frac{1}{2\pi^2} \int_{m_\pi}^{\infty} \frac{\sigma_{tot}(E)}{E^2} dE \\ &= 14.2 \pm 0.3 \cdot 10^{-4} fm^3, \end{aligned} \quad (3)$$

with $\sigma_{tot}(E)$ being the total photoabsorption cross section. Using this value, earlier experiments [5] lead to the conclusion that the value of $\bar{\beta}$ was compatible with zero, or even negative. But, "how can the nucleon, which is predominantly excited magnetically, respond stronger to a static electric field, than to a static magnetic field?" [6]

In contrast to (3), theory cannot provide us with a (model-independent) sum rule for $\bar{\alpha} - \bar{\beta}$ nor for the individual quantities $\bar{\alpha}$ and $\bar{\beta}$. However, various calculations using different models indeed strongly suggest that the para- and diamagnetic contributions to $\bar{\beta}$ nearly compensate each other. The results from present-day theoretical approaches, mainly based upon different quark models for the nucleon, lead to the following conclusion :

Range :	Mean :
$5.5 < \alpha < 25$ $2 < \Delta\alpha < 3.8$	$\bar{\alpha} : 9 - 11 \cdot 10^{-4} fm^3$
$5 < \beta_p < 12$ $-10.2 < \beta_d < -2.4$	$\bar{\beta} : 1 - 3 \cdot 10^{-4} fm^3$

Some results are explicitly summarized in Table 1, and a naive representation of the models is shown in Fig. 3 [7]. At this point we can conclude that a firm need exists for accurate experimental values for the e.m. polarizabilities, in order to discriminate between the various predictions from the theoretical models.

Very recently, several experiments have been performed of which one will be briefly described. Using a bremsstrahlung beam from a conventional linear electron accelerator, measurements [8] were performed at incident lab photon energies of 98 and 132 MeV. The target consisted of 5-10 mm liquid hydrogen contained within hostaphane foils, and the proton recoiling at 0° was detected, corresponding to a scattering of the photon at 180° . These protons were deflected from the transmitted photon beam and analyzed by a magnetic spectrometer, the focal plane of which contained 12 plastic scintillators for proton detection. One peculiar feature of this experiment needs to be mentioned, i.e. the fact that a straightforward subtraction of the yields from a full and empty measurement resulted in a net negative proton rate. Such observation lead to a rather complicated measurement and analysis procedure [8]. The absolute magnitude of the cross sections was determined on the basis of a measurement of the forward Compton *electron* yield from the same target as well, enabling its deduction independent of the spectral shape of the incident radiation and of the absolute calibration of the NBS-P2/4 ionization chamber which was used

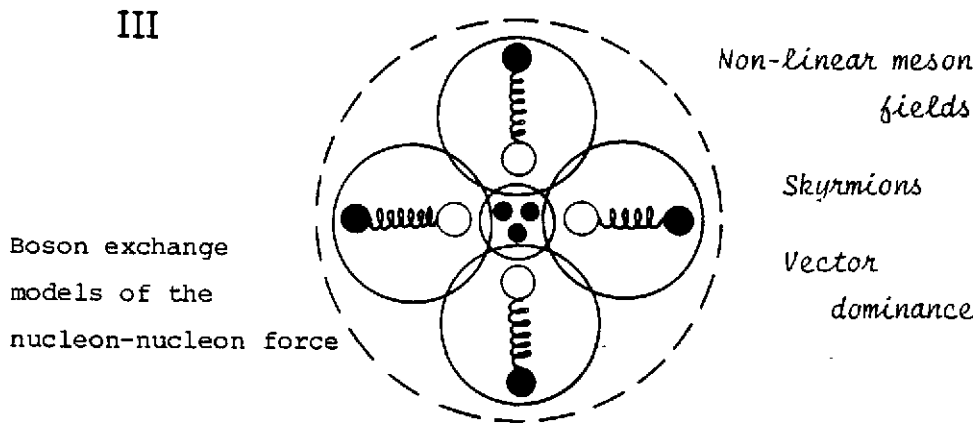
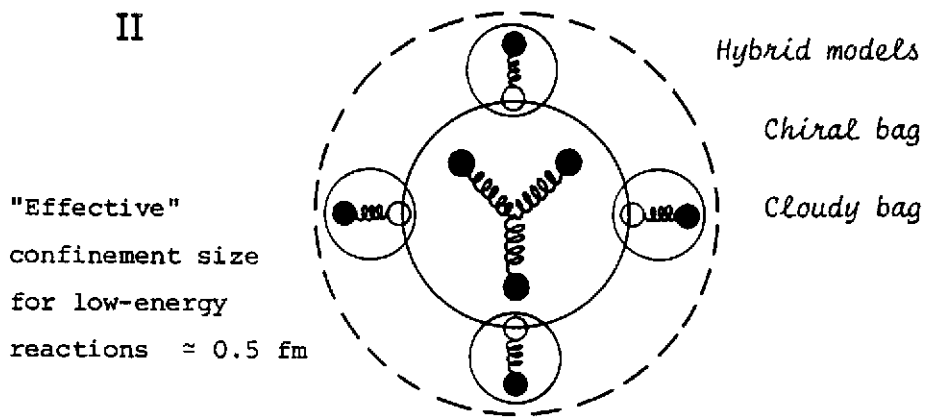
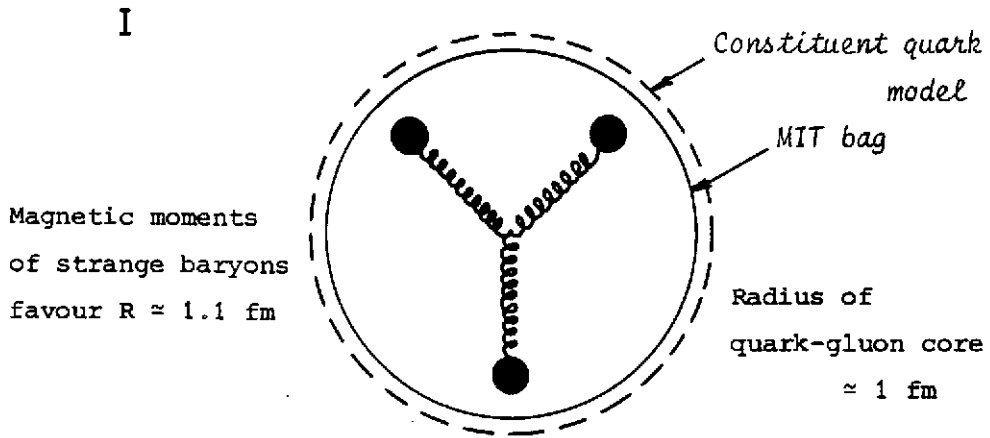


Figure 3: Naive representation of some quark models (Ref. 7)

MODEL	α	$\Delta\alpha$	β_{para}	β_{dia}
CONSTITUENT QUARK MODEL :				
V.A. Petrun'kin, Sov.J.Part.Nucl. <u>12</u> (1981) 278	5.5	3.3	7.4	-4.9
D. Drechsel & A. Russo, Phys.Lett. <u>137B</u> (1984) 294	11.8	2.0	7.6	-6.0
SKYRME'S CHIRAL MODEL :				
E.M. Nyman, Phys. Lett. <u>142B</u> (1984) 388	-	-	12.0	-10.0
MIT BAG MODEL :				
P.C. Hecking & G.F. Bertsch, Phys. Lett. <u>99B</u> (1981) 237	7.1	2.5	5.0	-2.4
A. Schäfer et al., Phys. Lett. <u>143B</u> (1984) 323	10.8	-	$\bar{\beta} = 2.3$	
CHIRAL QUARK MODEL :				
R. Weiner & W. Weise, Phys. Lett. <u>159B</u> (1985) 85	7-9	-	$\bar{\beta} < 2$	
CHIRAL SOLITON MODEL :				
M. Chemtob, Nucl. Phys. <u>A473</u> (1987) 613	{ 8.3	-	11.9	-3.4
	25.2	-	11.9	-10.2
N.N. Scoccola & W. Weise, Phys. Lett. <u>B232</u> (1989) 287	13.4	3.8	5.6	-6.7
	(units : 10^{-4} fm^3)			

Table 1: Predictions from various model calculations for the polarizabilities of the proton

to normalize the individual data runs. Utmost care was taken in order to arrive at proton net count rates, independent of the target thickness, by carefully determining the various background contributions (considering the fact that the Compton-proton effect looked for, represented at most 5% of the total proton count rate). From these data the backward differential laboratory cross section values for Compton scattered photons at 180° have been deduced :

$$\begin{aligned}
 E_\gamma = 98 \text{ MeV} \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} &= 18.42 \pm 3.39 \pm 1.17 \text{ nb/sr} \\
 = 132 \text{ MeV} \quad &= 21.82 \pm 1.18 \pm 0.94 \text{ nb/sr}
 \end{aligned}$$

The first errors are statistical while the second ones are systematical. Note that these numbers are the only *direct* results from this measurement. With the help of a computer code, provided by L'vov [9], these same cross sections, depending on the energy and on the value of $\bar{\alpha} - \bar{\beta}$, were calculated. In this programme, fixed- t dispersion relations of the finite-energy sum rule type were used to obtain the Compton scattering amplitudes. These latter allow for the low energy Born terms and contributions from intermediate states with scalar and vector mesons, as well as from 12 higher resonance states. For the value and sign of the decay constant of the π^0 -meson, the generally accepted quantity was taken, while it was assumed that the double pion photoproduction cross section is completely due to the $\pi + \Delta$ channel. Finally, a χ^2 -fit of the calculated cross section function to the experimental data lead to :

$$\bar{\alpha} - \bar{\beta} = 7.03 \begin{matrix} -2.37 & -2.05 \\ +2.49 & +2.14 \end{matrix} 10^{-4} \text{ fm}^3$$

In Fig. 4 the result from experiment and theory are shown. It was the unique feature of this experiment that for the first time the quantity $\bar{\alpha} - \bar{\beta}$ could be determined, irrespective of $\bar{\alpha} + \bar{\beta}$.

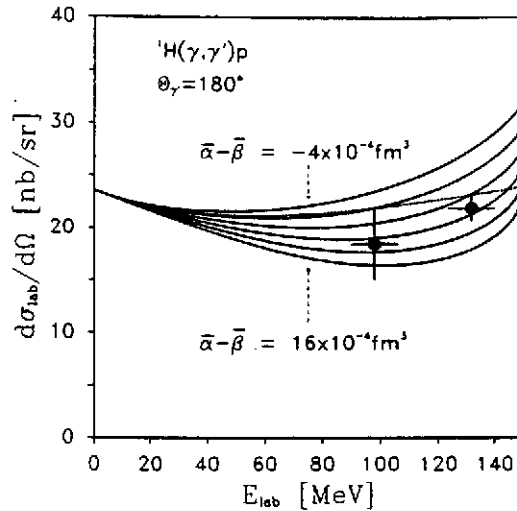


Figure 4: The experimental results (full circles) of the differential cross section for the 180° Compton scattering by the proton as deduced from the differential cross section for the proton recoiling at 0° . The group of full lines corresponds to the calculated predictions, with $\bar{\alpha} - \bar{\beta}$ as a parameter. The dotted line represents the Powell cross section (Refs. 3,8)

Taking for the latter a value of $14.2 \cdot 10^{-4} \text{ fm}^3$ (see higher), the individual proton polarizabilities were unambiguously deduced as :

$$\bar{\alpha} = 10.62 \begin{array}{cc} -1.19 & -1.03 \\ +1.25 & +1.07 \end{array} 10^{-4} \text{ fm}^3$$

$$\bar{\beta} = 3.58 \begin{array}{cc} +1.19 & +1.03 \\ -1.25 & -1.07 \end{array} 10^{-4} \text{ fm}^3$$

The value of the electric polarizability is in reasonable agreement with theory, while the magnetic susceptibility is definitely non-zero and positive. These results are also in good correspondence with data recently obtained using a different technique [10]. One has to await now appropriate theoretical calculations, giving a detailed explanation of these polarizabilities in terms of the proton structure. From the experimental side, it would be particularly interesting to have a further check of the accuracy of the sum rule value (3), possibly by performing measurements at more backward angles for the recoiling proton. Another point of interest is the question what these polarizabilities are going to be for bound nucleons. Such experiments are being performed [11] and the first results indicate that the values are (nearly) identical to these for the free proton.

3 The photodisintegration of the deuteron at extreme angles

Over so many decades, the deuteron has served as a microscopic laboratory for testing our knowledge of the NN interaction. More recently, because of the availability of high-quality (tagged) photon beams, its interesting role has even been extended to the study of meson exchange currents and of the ΔN interaction.

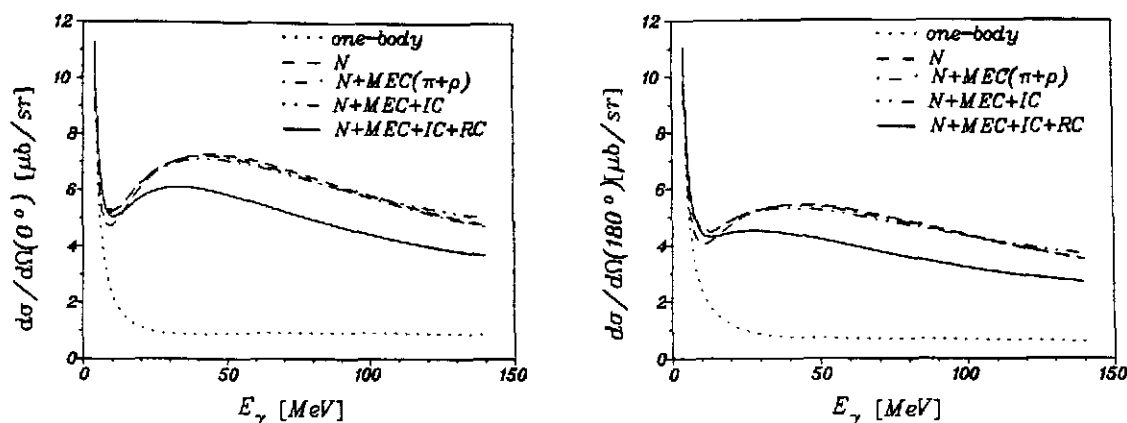


Figure 5: The various contributions to the 0° and 180° cross section, from MEC, IC and RC (Ref. 16)

One specific case which attracts special attention is the deuteron photodisintegration at extreme angles as here effects may become perceptible which remain concealed at other angles. It was suggested in 1984 by Cambi et al. [12] that the apparent discrepancy between the results from the non-relativistic impulse approximation calculation by Partovi [13] (the "standard" approach) and the data from the experiment at 0° by Hughes et al. [14] could be ascribed to relativistic effects, specifically to the spin-orbit part in the transition operator. This finding was affirmed by later independent calculations (for extensive literature, see Ref. 15); however, the experimental situation remained somewhat unsatisfactory, as no decisive confirmation of the Hughes-data [14] was provided. Anyway, the concurrence of theory and experiment was at an acceptable level only at the higher energies (80 - 120 MeV). Consequently, during the following years, a lot of theoretical effort was devoted to the $0^\circ/180^\circ$ deuteron photodisintegration process. In the more recent ("conventional") calculations, the major effect on the magnitude of the forward/backward cross section in the relevant energy range, stems from the inclusion of meson-exchange currents (MEC), and of relativistic spin-orbit effects. This can be beautifully illustrated by looking at Fig. 5, taken from Arenhövel & Sanzone [16], where the following nomenclature is being used :

1. "one body" : for pure one-body current contributions (no use of Siegert operators),
2. "normal N" : for one-body current plus meson-exchange currents as incorporated in the Siegert operators (MEC of Siegert type),
3. "N + MEC" : for normal *plus* explicit meson-exchange currents beyond the Siegert operators,
4. "N + MEC + IC" : for additional isobar configurations and MEC contributions involving isobar configurations,
5. "N + MEC + IC + SO or RC" : for additional spin-orbit current or further relativistic corrections to the one- and two-body currents.

It is indeed clear that —except in the very low energy region— the main contribution to the cross section is due to the MEC of Siegert type; the other ingredients only have a small effect, except the

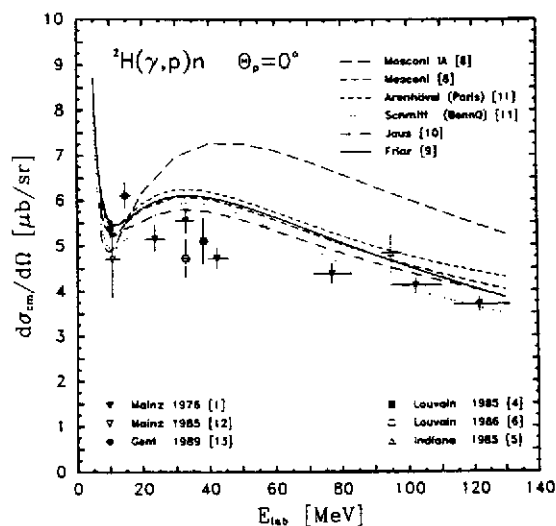


Figure 6: The "old" experimental forward deuteron photodisintegration data, together with the modern theoretical predictions, being substantially different from the "standard" IA result (Ref. 17)

relativistic corrections which significantly reduce the cross section. Noteworthy is the behaviour of the minimum in the cross section which in the case of $\theta = 180^\circ$ almost completely disappears.

However, coming back to the actual situation of theory and experiment it remained particularly frustrating that the discrepancy between the original [14] differential cross-section values for the proton emitted at 0° , and the results of the so-called "conventional" calculations could not be solved, the more so as the experimental data seemed to be confirmed by the results obtained in different laboratories using various techniques. Although this discrepancy triggered considerable additional theoretical efforts, neither the adaption of the tensor part in the NN-potentials nor the introduction of static meson exchange effects could cure the disparity. On the other hand, the inclusion of relativistic effects of the spin-orbit and Darwin-Foldy type, together with the use of pseudo-vector π NN coupling in the corrections due to non-static meson exchange did reduce the disagreement. Finally, the cross section at extreme angles was found to be somewhat sensitive to isospin-symmetry breaking effects due to differences in masses of the neutral and charged pions. In Fig. 6 the experimental as well as theoretical situation, up to very recently, is illustrated. Obviously, the correspondence between both remains unsatisfactory in the 20 - 80 MeV energy interval.

In a bremsstrahlung experiment, performed at Mainz [17], the absolute cm-frame forward and backward cross sections have been determined, using liquid deuterium targets (with varying thickness) and two identical magnetic spectrometers. The magnitude of the cross section is obtained by measuring the proton yield in the forward/backward direction relative to the Compton electron yield at 0° (see higher). The deduced final cross-section values are shown in Fig. 7 (full circles) together with the theoretical predictions. Note that the experimental values have a statistical error of at most $\pm 2.5\%$, while the systematic uncertainty was estimated to equal about 3% . It is clear that the main discrepancies between theory and experiment have now disappeared, confirming the adequacy of the modern theoretical approaches. A detailed analysis shows that the new data seem to be best described by predictions based on the use of the modified Paris

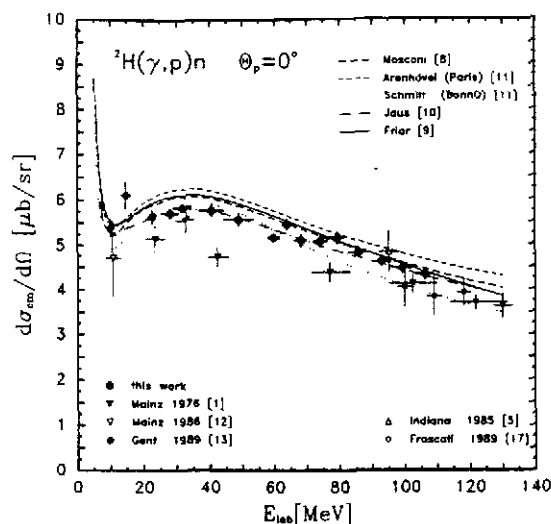


Figure 7: The new cm-frame differential cross sections (full circles) for the forward photodisintegration of the deuteron (Ref. 17)

potential [18] (allowing especially for the differences between the pp and np $T=1$ force), although maybe not too much weight should be attached to this observation.

Similar considerations as above apply to the backward cross section as well but, on the experimental side, the situation was much less clear as hardly any (reliable) data points were available. In Fig. 8, the derived cross section is depicted (full circles), together with the results predicted by a "standard" IA calculation as well as by modern approaches using various potential models. The agreement between theory and experiment is even more striking than for the 0° cross section.

Finally, the experimental fore/aft (i.e. forward proton to neutron) ratios have been deduced (Fig. 9). At high energy, this ratio is considered to yield information about the d/u quark distribution in the proton [19]. At around 80 MeV a standard IA calculation leads to a F/A ratio equal to 1.378, while a modern prediction results in a value of 1.477. This latter value is already very close to the high energy estimate [17] of 1.5. Experimentally one observes that, between 65 and 100 MeV, the weighted mean ratio amounts to $1.499 \pm 0.032 \pm 0.015$ (the first error is statistical and the second systematical). The correspondence with the high energy limit is rather surprising and may deserve further investigation.

Concluding, it is now obvious that the discrepancies with the results from state-of-the-art theoretical calculations (including all necessary ingredients, plus relativistic corrections) have disappeared, and that such accurate forward-backward cross sections, in combination with the results from angular distribution measurements, will provide theory with a considerably improved experimental data base ranging from about 10 MeV up to the pion production threshold. This certainly will help to deepen our understanding of the NN system and its interaction with electromagnetic radiation.

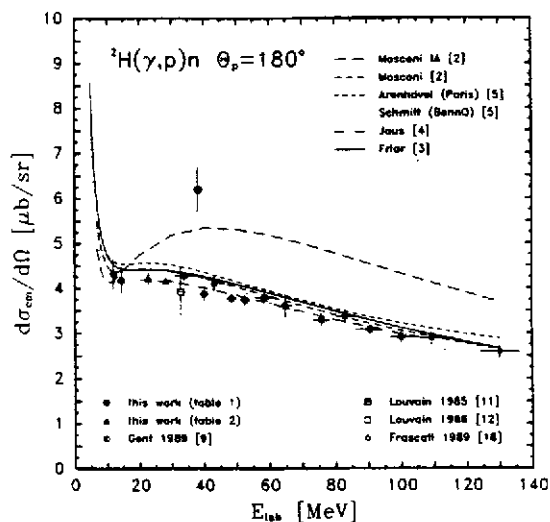


Figure 8: The new cm-frame differential cross sections (full circles) for the backward photodisintegration of the deuteron, together with the modern theoretical predictions (Ref. 17)

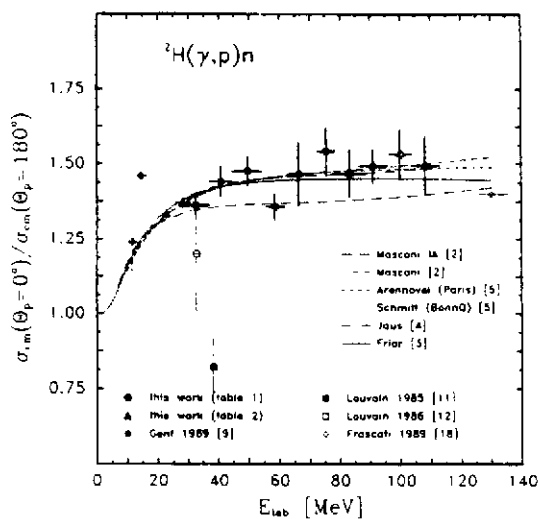


Figure 9: The new cm-frame fore/aft cross-section ratios (full circles) for the deuteron photodisintegration, together with some recent theoretical predictions (Ref. 17)

4 The (γ, c) reaction process at intermediate energies ($c =$ charged particle)

In the energy region above the giant dipole resonance (GDR) but below the pion threshold, our knowledge of the nature of the photonuclear absorption mechanism has been considerably improved over the past few years. This is primarily due to the advent of high(er) energy electron accelerators, together with the simultaneous increase of their duty factor (making photon tagging useful in practice) and to the development of high-resolution charged particle detection systems.

In the relevant energy domain, the absorption of a photon no longer gives rise to the excitation of the nucleus as a whole, but -its wavelength now being of the order of the nucleon dimensions- the photon may now be absorbed by individual nucleons. However, one should bear in mind that, as the photon energy is increased, this absorption gradually becomes less important, since the conservation of momentum would require a too large initial momentum for this nucleon in the nucleus (momentum mismatch). Consequently, the electromagnetic probe may now not only interact with individual nucleons, but also with correlated nucleon pairs (quasi-deuterons) and clusters, and with the mesons mediating the (strong) force between nucleons. One further remark is here in place : although experimental studies involving either $(e, e'N)$ or (γ, N) reactions, basically use the same probe -and as such are complementary- their results should not be identical, as different aspects of the nuclear structure might be more pronouncedly investigated. While in quasi-elastic $(e, e'N)$ processes, the reaction mechanism is almost entirely dominated (mainly determined by the choice of the kinematical conditions) by the quasi-free knock-out (QFK) process, it is now increasingly becoming clear that in (γ, N) reactions the so-called quasi-deuteron (QD) absorption mechanism [20, 21] plays an important role. This latter process implies the photon being absorbed by a correlated p - n pair, whereafter a directly escaping nucleon will be detected while the other participating nucleon is reabsorbed by the nucleus (this mechanism is called the modified quasi-deuteron model - MQD). Moreover, it is expected that in (γ, N) reactions the direct knock-out process will also play a non-negligible role, so that a straightforward comparison of results from $(e, e'N)$ and (γ, N) experiments might shed some light on the relative importance of both discussed mechanisms for reactions induced by real photons.

Until recently, such a direct comparison was nevertheless rather meaningless or undecided because of the large difference in energy resolution obtained in both types of experiment. The successful application of the photon tagging technique has had a considerable impact on the improvement of the situation. The principle of this technique is illustrated in Fig. 10. The incident electron beam, with exactly known energy T_e , impinges upon a thin metal foil (radiator) wherein a bremsstrahlung photon spectrum is produced. By actually measuring the energy T_r of the residual electron in a magnetic spectrometer, each photon is being tagged (identified) and its energy is precisely known ($E_\gamma = T_e - T_r$). The photon energy resolution is determined by the focal plane detector array. When using, for the detection of the charged particle emitted in the photonuclear reaction, a telescope consisting of e.g. a (relatively) thin Si-detector (ΔE) and a thick (stopping) hyperpure Ge-detector (E), the overall energy resolution can be readily reduced to 500 keV (or less). An example of the measured photoproton spectrum [22], originating from the $^{12}\text{C}(\gamma, p)$ reaction at $E_\gamma \approx 60$ MeV is shown in Fig. 11, together with a corresponding $(e, e'p)$ spectrum obtained at NIKHEF-K [23]. The structure in both spectra can be easily identified, and some differences are apparent (e.g. the peaks around $E_x \approx 7$ MeV, i.e. $E_m \approx 23$ MeV); however, these features will not be a matter of further discussion here.

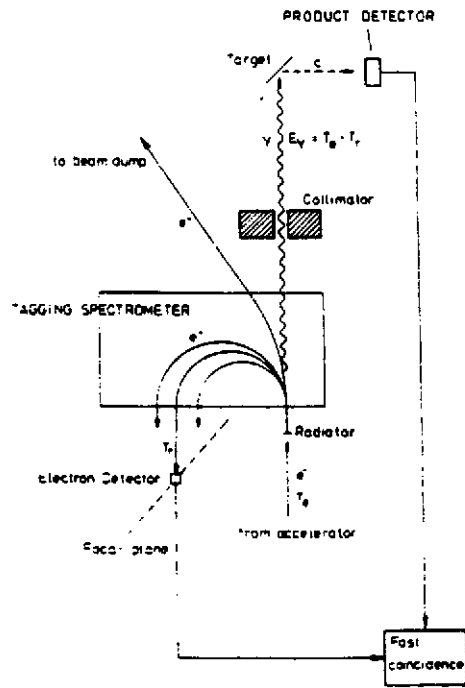


Figure 10: Schematic representation of the photon tagging technique

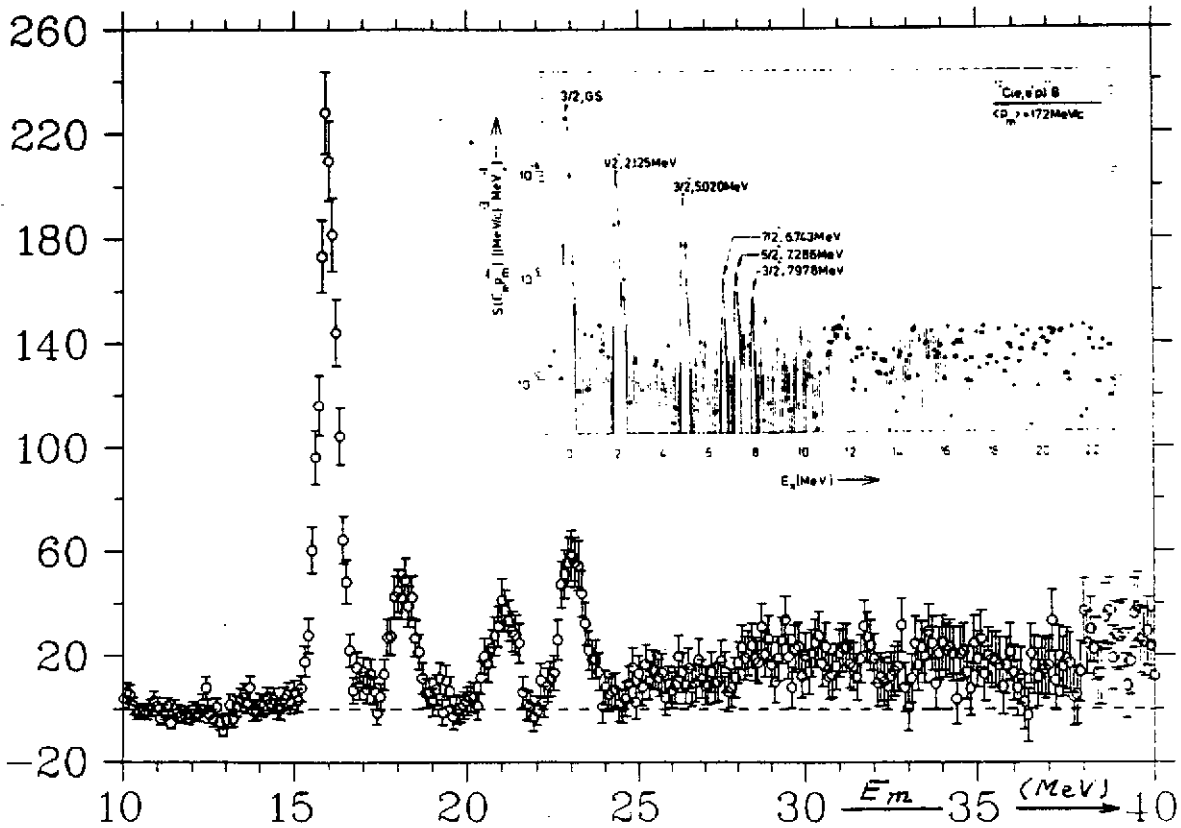


Figure 11: Missing energy spectrum from the $^{12}\text{C}(\gamma, p)$ reaction (Ref. 22). The inset shows the excitation energy spectrum from the corresponding $^{12}\text{C}(e, e'p)$ process (Ref. 23)

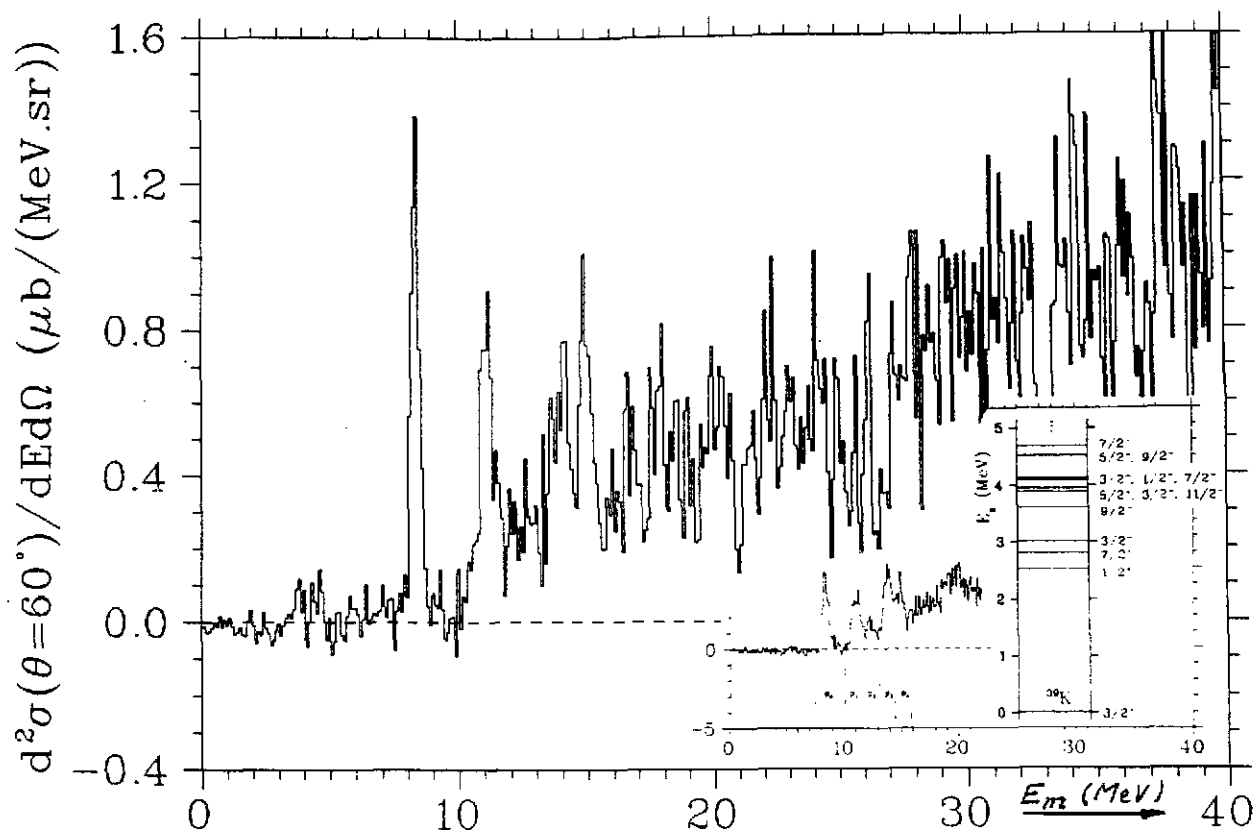


Figure 12: Missing energy spectrum from the $^{40}\text{Ca}(\gamma, p)$ reaction at $\theta = 60^\circ$ (Ref. 24). The insert shows the $4\pi A_0$ missing energy distribution, together with a (simplified) level scheme of ^{39}K

In what follows, I would like, on the one hand, to present a few recent (unpublished) results which illustrate the role of one-pion exchange currents in the interpretation of (γ, p) reactions at intermediate energies and, on the other hand, to briefly discuss the evidence for photon absorption on larger clusters in nuclei, consisting of three or four nucleons; this should in principle allow the extraction of information on the short-range behaviour of bound nucleons.

The Gent-Lund collaboration has studied the $^{40}\text{Ca}(\gamma, p)$ reaction [24] at $E_\gamma \approx 60$ MeV, using the photon tagging facility existing at MAX-lab in Lund (Sweden). The quality of the data is demonstrated in Fig. 12 where a missing energy spectrum is shown ($E_{thr}(\gamma, p) = 8.3$ MeV, and $E_m = E_\gamma - T_x - T_{rec}$, with T_x , T_{rec} the kinetic energy of the emitted particle and of the recoiling nucleus, respectively). The decay to states in the residual nucleus ^{39}K situated at or around 0.0, 2.7, 4.0, 5.6 and 6.7 can be identified; beyond this latter energy a continuum starts, possibly containing some further structure. We will only discuss here the decay to the groundstate and to the (little) bump centred at 4 MeV ($E_m \approx 12.3$ MeV). It is well-known that this groundstate has a predominant hole character and from $(e, e'p)$ experiments, its spectroscopic factor has been accurately determined [25]. For the decay to this state, an RPA calculation was performed by J. Ryckebusch et al. [26] using a Skyrme type of effective interaction. The predicted RPA g.s. strength is plotted as a solid line in Fig. 13a, together with the experimental data. As a dashed line, the result of a Hartree-Fock calculation is shown; this latter can be interpreted as the pure direct knock-out (DKO) contribution to the angular cross section. The magnitude of both curves in Fig. 13a is determined by the $(e, e'p)$ spectroscopic factor. While the DKO curve considerably undershoots the data, the RPA prediction reasonably well reproduces the experimental points. For the observed discrepancies, some explanation can be given upon which we will not further comment.

Let me now turn to the bump observed around 4 MeV excitation energy (Fig. 12). It refers to a conglomerate of about 10 states, only two of which were identified as carrying some hole

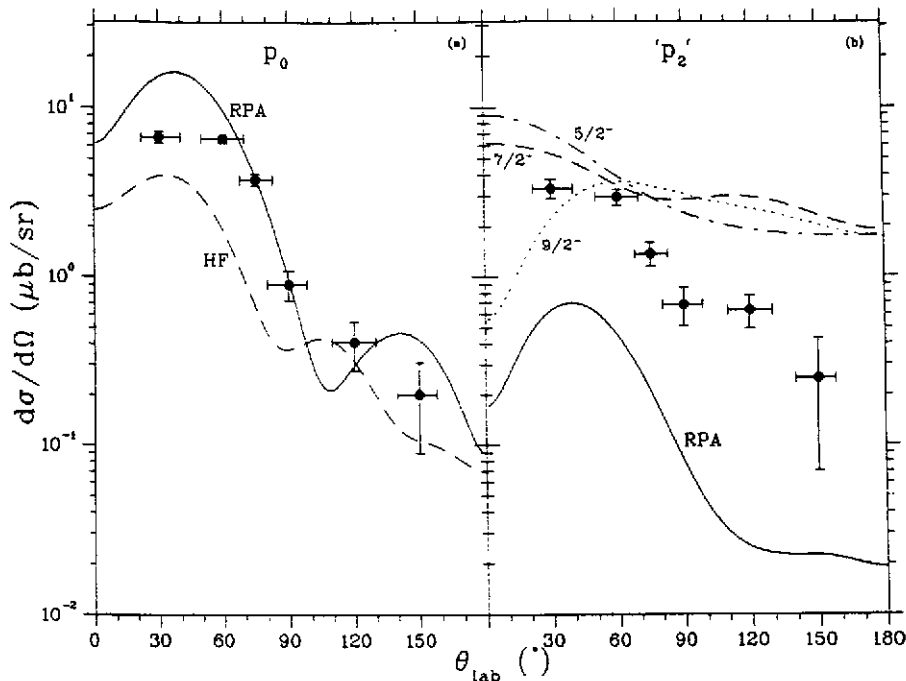


Figure 13: (a) The measured angular distribution for the $^{40}\text{Ca}(\gamma, p_0)$ reaction. The full line depicts the corresponding hole strength RPA calculations and the dashed one the simple HF predictions (Refs. 24,26); (b) The measured $^{40}\text{Ca}(\gamma, p)$ angular distribution for decay to the states around 4 MeV excitation energy. The full line shows the corresponding hole strength RPA calculation, while the other curves depict the results of calculations for $2h-1p$ -like states

strength. The solid line in Fig. 13b represents the incoherent sum of the corresponding RPA angular cross sections. Not only the shape of the experimental and theoretical distribution is rather different, but –more important– the calculation underestimates the measurement by almost an order of magnitude. However, $^{39}\text{K}(\alpha, \alpha')$ experiments identified around 4 MeV excitation energy a number of negative parity states containing substantial $1p-2h$ components. The predicted cross sections for these states are also shown in Fig. 13b, the shapes of which are rather flat. Given the complexity of these states, it will be extremely hard to give an accurate theoretical prediction for the excitation of this cluster of states. Nonetheless, the shape and magnitude of the observed angular cross section supports the idea of the excitation of $1p-2h$ states. Such excitation is of course a signature of the presence of the quasi-deuteron mechanism, which is merely the reflection of photoabsorption on the currents exchanged between the nucleons. Further detailed research might evidence the important role of such a meson exchange currents-based reaction mechanism.

Another interesting topic is the process of cluster knock-out in photonuclear reactions. For this purpose, the same collaboration has performed $^6\text{Li}(\gamma, c c')$ experiments (c, c' : charged particle) in Lund (Sweden) at $E_\gamma \approx 62$ MeV; preliminary results are now available. The nucleus ^6Li is in this case extremely interesting as its photonuclear break-up might be fully determined in a coincidence experiment. As concluded from the $^{40}\text{Ca}(\gamma, p)$ discussion, it seems clear that exchange currents strongly enhance two-body absorption modes. There also exists some evidence that the photon can interact directly with preformed α -clusters in the target nucleus. Moreover, it has been pointed out [27] that the Li total absorption cross section can be reasonably well explained on the basis of a quasi- α model, very similar in nature to the well-known Levinger model for quasi-deuteron absorption. The measurement showed that the $^6\text{Li}(\gamma, pt)d$ is the strongest populated

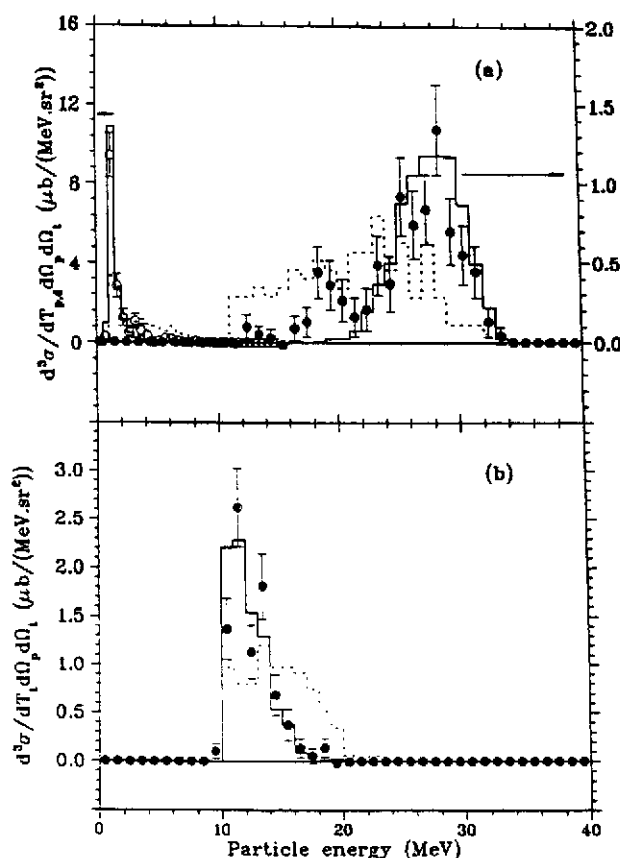


Figure 14: The ${}^6\text{Li}(\gamma, pt)$ reaction : (a) measured proton spectrum (closed circles) and deduced recoil deuteron spectrum (open circles); (b) measured triton spectrum. The histograms are the results of model calculations : quasi- α model (full line) and phase-space distribution (dashed line)

reaction channel ($E_{thr} = 21.3$ MeV), while also the (γ, pd) and (γ, dt) carry some strength. Such observation already strongly suggests that the three-body break-up of ${}^6\text{Li}$ into a proton, a deuteron and a triton represents the common underlying reaction. In the present experiment, neutrons could not be detected, so that it is impossible to comment on the strength of the mirror break-up channel into a neutron, a deuteron and a helion. However, the fact that the observed (γ, dh) reaction proved to have a yield comparable to that for the (γ, dt) process, indicates that this channel also carries appreciable strength. Furthermore, it was noted that the two-body break-up into a triton and a helion makes a significant contribution as well. Finally, it is interesting to point out that no coincidences were observed involving the detection of an α -particle. This is not unexpected and concurs with what is known about the two possible reactions producing α 's in the final state : the (γ, pn) and (γ, d) processes. In the former case, it is generally accepted that the dominant reaction mode implies a two-body absorption mechanism on a p - n pair. Consequently, the α -particle mainly acts as a spectator and thus has too low an energy to be detected in the present experiment. On the other hand, the break-up of the selfconjugate ${}^6\text{Li}$ into a deuteron and an α -particle is forbidden by isospin selection rules.

In Fig. 14 the measured proton and triton energy spectra are shown, together with the deduced recoil deuteron spectrum (open circles). It is remarkable that this recoil deuteron seems to have a very low kinetic energy, suggesting that it is left behind almost at rest in the reaction. Such observation makes one conclude that indeed the underlying basic reaction mechanism comprises the interaction of the photon with an α -cluster, which then undergoes photodisintegration in exactly the same way as the free cluster. On the same figure, also the results from a model calculation based upon a quasi- α reaction mechanism are shown as a full line. This computation,

performed with an elaborated version of the "MORGAINÉ" code [28], made use of the Kukulin momentum distribution [29] for the α -clusters inside the ${}^6\text{Li}$ nucleus. Excellent agreement between theory and experiment is observed. As a dashed line, the results of a phase-space calculation are depicted, which clearly do not describe the data. Let me add that this quasi- α model approach was able to reproduce all proton and triton spectra, in the entire photon energy range between 45 and 75 MeV. This certainly supports the basic validity of the assumptions made in this model.

The previous discussion shows that the interaction of an incident photon with the α -core in ${}^6\text{Li}$ represents a very strong absorption channel, whereby this interaction does not seem to differ essentially from the absorption by the free ${}^4\text{He}$ -nucleus. In the analysis of the same experiment, no evidence was found for photon absorption by e.g. three-body clusters.

5 Photonuclear physics above the pion threshold

It was the intention to devote a short section to recent, remarkable results on pion photoproduction. Unfortunately, it seems that most of the data obtained in experiments performed at various places, are still in the stage of analysis and only preliminary results are available. However, until further notice, we can readily accept that the relevant degrees of freedom in the medium energy range (≤ 1 GeV) needed for the description of a wide range of nuclear phenomena, are hadrons such as pions, nucleons and Δ 's, although in some cases, the presence of quarks and gluons will become visible. There exists also enough evidence to assume that nucleons in the interior of nuclei behave like free ones. This is e.g. demonstrated by the total photoabsorption cross section per nucleon, which seems to show a nearly universal shape in the Δ -resonance region for all nuclei, heavier than deuterium (Fig. 15). The observed broadening is due to the nucleon Fermi motion. Although some additional interesting phenomena can be identified, such as the shadowing effect and the non-observation of the $D_{13}(1520)$ (i.e. around $E_\gamma = 710$ MeV), we will not further discuss these effects. In addition, summarizing the available evidence it seems clear that we are led to the conclusion that the Δ -isobar represents a specific, separate baryonic species and as such, should be regarded as a quasi-particle on the same footing as the nucleon. Nevertheless, many questions remain to be resolved concerning the role of the Δ in the nuclear medium and especially about the characteristics of the $N\Delta$ interaction.

Another problem in this energy region which sometimes makes the feelings rather running high, is the question of three-body forces in nuclei, the existence of which is suggested by the experimental binding energies of the three-nucleon system [31]. In order to gain some knowledge about these forces, it is indispensable to identify a suitable observable which is sensitive to them. The study of the ${}^3\text{He}(\gamma, pp)n$ reaction might be a good candidate as the two-body absorption mechanisms will be strongly suppressed. Indeed, in the $\gamma + "pp" \rightarrow p + p$ process, the " pp "-pair has no dipole moment (either electric or magnetic) and as such cannot absorb E1 or M1 radiation. Moreover, as the " pp "-pair can only exchange π^0 's, charged meson-exchange currents are vanishing (the photon cannot couple to the π^0). Finally, spin-isospin selection rules prohibit the formation of an intermediate Δ .

With the predictions of theoretical calculations in mind [32], the Saclay-group embarked upon an experimental study of the ${}^3\text{He}(\gamma, p)pn$ and ${}^3\text{He}(\gamma, pp)n$ reactions. The cross section for the former process was determined in the $\Delta(1232)$ excitation energy region, using quasimonochromatic photons from the annihilation-in-flight of positrons. A kinematical range was chosen where pion photoproduction is forbidden. In Fig. 16 the obtained cross section [33] is shown for $E_\gamma = 278$ MeV

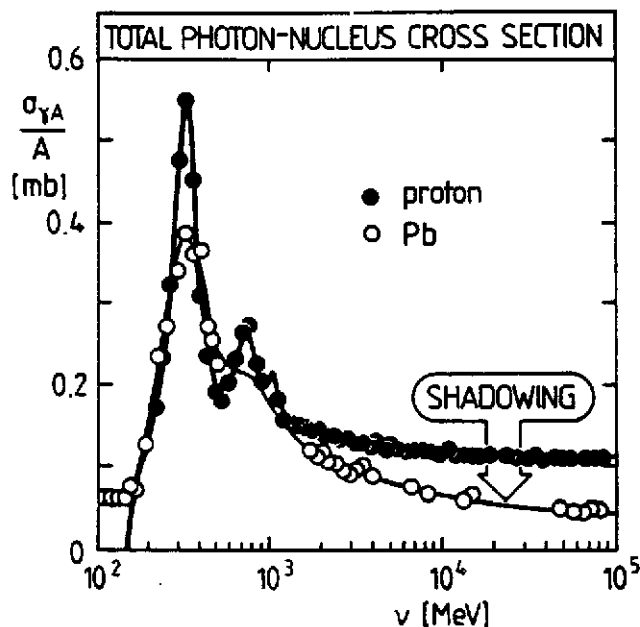


Figure 15: The total photon-proton cross section as compared with the photonuclear cross section for ^{208}Pb , divided by A (Ref. 30)

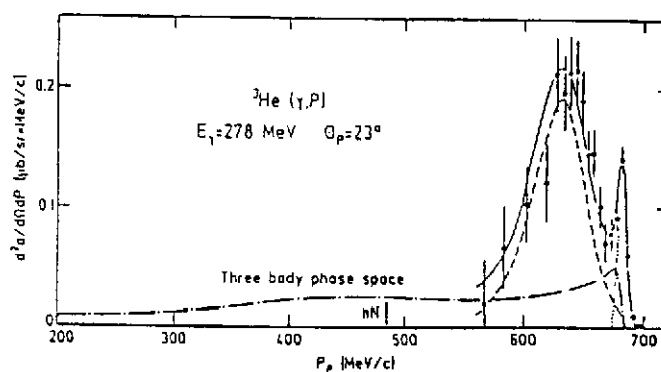


Figure 16: The measured $^3\text{He}(\gamma, p)$ cross section for $\theta_p = 23^\circ$ and $E_\gamma = 278 \text{ MeV}$ (Refs. 33,34). The $^3\text{He}(\gamma, p)d$ contribution is represented by the dotted line, while the two-nucleon absorption component is shown as a dashed curve (corrected for FSI); the dash-dotted line gives the three-nucleon absorption, assumed to follow a simple three-body phase space (corrected for FSI). Finally, the solid curve depicts the sum of all three contributions

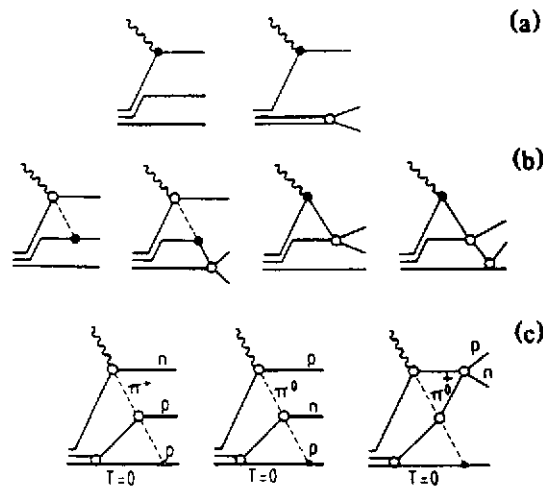


Figure 17: Photodisintegration diagrams : (a) correlated pair, (b) pion exchange and FSI, and (c) three-nucleon absorption (Ref. 34)

and $\theta_p = 23^\circ$. For a detailed discussion, I refer to the original paper [34]. However, two features strike the eye : (a) the small peak at the high-momentum side, corresponding to the ${}^3\text{He}(\gamma, p)d$ reaction and (b), the broad bump with its maximum around $P_p = 640 \text{ MeV}/c$, originating from the ${}^3\text{He}(\gamma, p)pn$ channel. This last observation is of course the manifestation of the absorption of the interacting photon by a quasi-free nucleon pair. The dotted and dashed curves show both components as estimated by theory (including FSI). The shape of the cross section is well reproduced, but its magnitude is somewhat underestimated, which is rather surprising as one expects theory to be able to make accurate predictions (for ${}^3\text{He}$, "exact" wave functions are available, and the final-state interactions -FSI- can be properly treated). It turns out that, in order to achieve agreement between theory and experiment, it is necessary to include a contribution from a three-nucleon absorption process (dash-dotted line). Although inclusion of this mechanism provokes only a small (but sizable) increase of the cross section near the proton maximum momentum, it seems to dominate in the momentum region below the quasideuteron peak. Unfortunately, no experimental data are available in this interval, and further measurements are clearly needed. Finally, also in Fig. 16, the full line depicts the sum of the three discussed components. For completion, in Fig. 17 the relevant photodisintegration diagrams are shown [34]. Certainly, these results hint at the possible existence of a three-nucleon absorption process, with a ratio between the 3N and 2N contribution of the order of 50 %.

However, by studying the ${}^3\text{He}(\gamma, pp)n$ reaction, the same Saclay-group (together with RPI and Pavia) tried to make a direct observation of such a three-body mechanism [35]. Again the kinematic conditions were selected such that a 3N absorption mechanism could be isolated which corresponds to the production of a pion on one nucleon, and its subsequent re-absorption by the remaining nucleon pair; this is a two-step process. Such mechanism is schematically represented in Fig. 18, taken from Ref. 35. The experiment itself was performed using a bremsstrahlung photon beam, while the protons were detected in coincidence using two magnetic spectrometers, placed in the reaction plane. By fixing the two-proton system, one expects to observe a maximum in the cross section at a specific neutron momentum P_n and angle θ_n , if such 3N mechanism is at work.

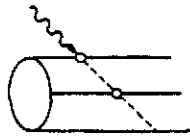


Figure 18: Diagram showing the photon absorption on one nucleon with the resulting pion absorbed by the remaining nucleon pair (Ref. 35).

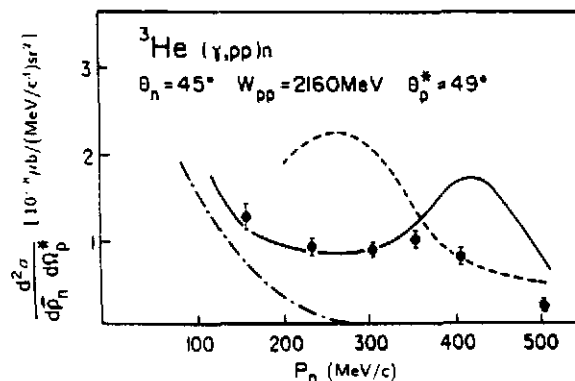


Figure 19: The ${}^3\text{He}(\gamma, pp)n$ cross section as a function of recoil neutron momentum and $\theta_n = 45^\circ$. The curves are the result from a multiple-scattering calculation; dot-dashed : two-nucleon mechanism (including FSI), dashed : including the two-step three-nucleon diagram, solid line : including FSI corrections to the three-body mechanism (Ref. 35)

Without further comment, some of the obtained results are presented in Fig. 19, showing the variation of the cross section as a function of P_n , for specific kinematics. The dash-dotted curve only describes a 2N process (corrected for FSI), while the dashed line also includes a two step, 3N mechanism, exhibiting a pronounced maximum. When taking FSI into account one arrives at the solid curve, which describes the experimental data reasonably well, except at the higher neutron momenta. It is remarkable that again one finds a cross section for 3N photoabsorption which represents roughly 50 % of that predicted for photoabsorption by a n - p pair.

However interesting these exploratory experiments may be, it is evident that more sophisticated measurements will be required to obtain a clear signature for the 3N absorption mechanism. At present, experiments are being performed at Brookhaven (LEGS : Laser Electron Gamma Source) and Saskatchewan. Moreover, also the authors of the above discussed results have significantly enlarged their experimental capabilities by forming a Saclay-Pavia collaboration, which has constructed the large acceptance tracking detector DAPHNE (Décteur à grande Acceptance pour la PHysique photoNucléaire Expérimentale). This detection system should largely overcome the limitations that the previous experiments were subject to and, in particular, permit out-of-plane measurements. The DAPHNE-detector is extensively described in Ref. 36; as it is a non-magnetic system, it is constructed such that for the detection of hadrons, the kinematics is over-estimated requiring an accurate determination of the emission angles of all emitted particles (protons, neu-

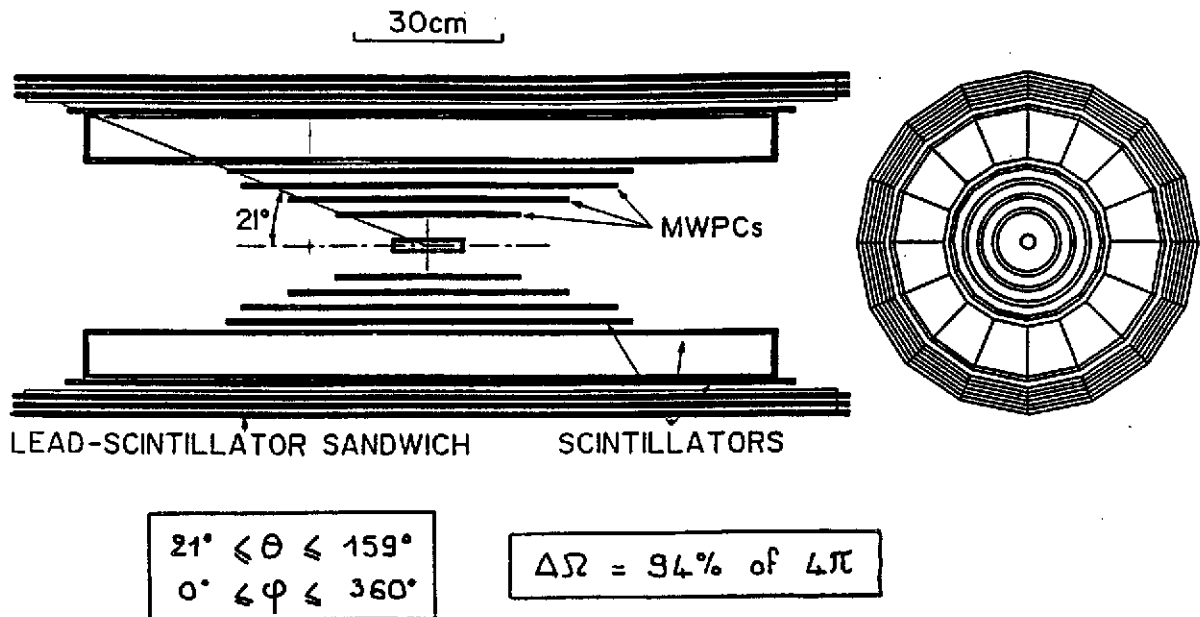


Figure 20: Schematic view of the DAPHNE detector (Ref. 36)

trons,...). It covers a solid angle of nearly 4π (94 %) and as such, will be extremely useful to detect processes involving multiparticle final states (number of particles in the final state ≤ 5). The nature of the detected particles is identified by the dE/dx technique. Finally, it has been designed for use in photonuclear experiments with $E_\gamma \leq 800$ MeV. In Fig. 20, a schematic view of this detector is shown. It has been installed at the Mainz microtron MAMI-B, which accelerates electrons up to an energy of 855 MeV, with a 100 % duty cycle. This last feature allows the efficient use of a tagged photon beam. Experiments have been and are being performed by a Saclay-Pavia-Glasgow-Mainz (together with Tübingen and Moscow) collaboration. As compared to the old photonuclear experiments, the combination of MAMI-B and DAPHNE results in a gain of efficiency of about 10^4 . The experimental lay-out is illustrated in Fig. 21. First preliminary results on the $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ reaction have already been communicated, and it is expected that a wealth of new exciting data will become available within the next few years.

6 Proposal to measure the Drell-Hearn-Gerasimov (DHG) Sum Rule

To end this lecture, I would like to give a brief account of the content of a proposal to test the validity of the DHG sum rule. This quantity relates the total absorption cross section of circularly polarized transverse photons on longitudinally polarized nucleons with the anomalous magnetic moment of the nucleon [38]. Although the formulation of this sum rule dates from the 60's, it has never been tested, which is somewhat surprising as it –being based upon very general principles of physics– puts rigorous constraints on the nucleon models.

Recently, Anselmino et al. [39] established a relation between the DHG sum rule and the polarized structure function g_1 of the nucleon; this was important in view of the problem of the

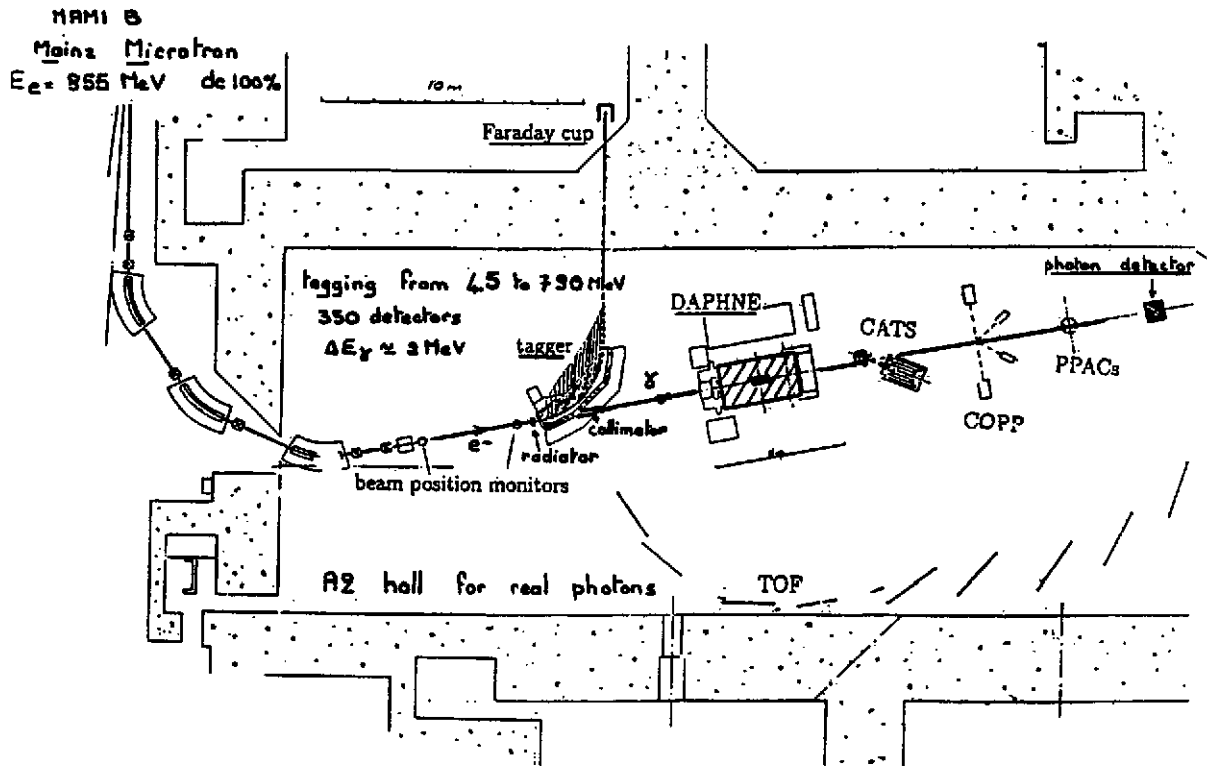


Figure 21: Schematic lay-out of the DAPHNE detector at the photon tagging facility of MAMI-B in Mainz (Ref. 37)

so-called "spin crisis", originating from the EMC-experiments (which are the carriers of spin : valence quarks, sea quarks, gluons,...?).

A full derivation of the DHG sum rule would require an entire lecture, so only the results will be presented. As illustrated in Fig. 22, this quantity involves the absorption of circularly polarized photons by longitudinally polarized nucleons. Two absorption cross sections are determined, which are defined by the two relative spin configurations : parallel or antiparallel [40]. Applying dispersion relations and the optical theorem to the Compton forward scattering amplitude on the nucleon, and requiring gauge and relativity invariance (and additionally making some assumptions), one arrives at :

$$\int_0^\infty \frac{\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}}{\nu} d\nu = \frac{2\pi^2\alpha}{m^2} \kappa^2 \quad \text{(DHG)} \quad (4)$$

- wherein ν : photon energy
- m : nucleon mass
- κ : anomalous magnetic moment of the nucleon
- α : fine structure constant.

(The basic assumption in the derivation of this quantity lies in the hypothesis that the Compton forward amplitude f_2 decreases to zero at infinity. This is one of the items that deserves verification). According to Anselmino et al. [39], there exists a connection between the DHG sum rule and the sum rule for the polarized structure function g_1 of the nucleon, as it is probed in deep-inelastic scattering. In the general case of circularly polarized transverse virtual photons -with

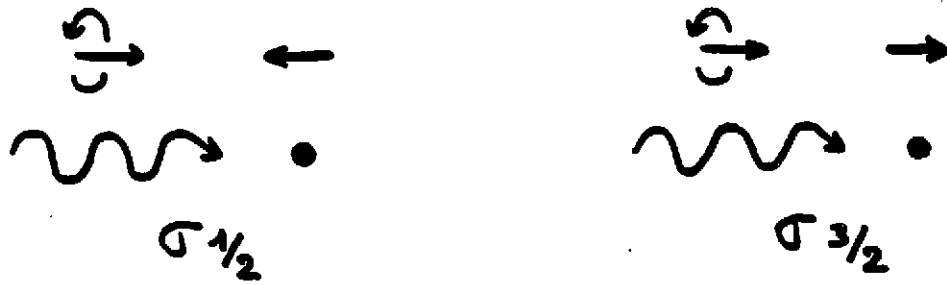


Figure 22: Definition of the two cross sections determining the DHG sum rule (Ref. 37)

squared mass $-Q^2$, and energy ν and introducing the two polarized structure functions $G_1(\nu, Q^2)$ and $G_2(\nu, Q^2)$, one can write

$$\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2} = \frac{8\pi^2\alpha}{\nu - Q^2/2m} [m\nu G_1(\nu, Q^2) - Q^2 G_2(\nu, Q^2)] \quad (5)$$

For real photons (as well as in deep-inelastic scattering), the second term on the right-hand side of (5) vanishes. For practical reasons (see later) also the quantity $I(Q^2)$ is introduced :

$$I(Q^2) = m^3 \int_{Q^2/2m}^{\infty} \frac{G_1(\nu, Q^2)}{\nu} d\nu = \frac{2m^2}{Q^2} \int_0^1 g_1(x, Q^2) dx \quad (6)$$

with $x = Q^2/2m\nu$.

For the proton, and for $Q^2 = 10$ (GeV/c)², one has found experimentally [41]:

$$\int_0^1 g_1^p(x, Q^2) dx = 0.123 \pm 0.013 \pm 0.019$$

In terms of the quark parton model, this result suggests that the total amount of spin, carried by all the quarks and anti-quarks in the proton, is very small ("spin crisis"). For the neutron, no data exist as yet. However, the Björken sum rule [42], which is of a very fundamental nature, provides us with a relation between the difference of the two integrals (6) for the isovector proton-neutron, and the neutron beta-decay coupling constants :

$$\int_0^1 [g_1^p(x) - g_1^n(x)] dx = \frac{1}{6} \frac{g_A}{g_V} \quad (7)$$

For real photons and combining eq. (4), (5) and (6), the DHG sum rule leads to :

$$I(Q^2 = 0) = \frac{m^2}{8\pi^2\alpha} \int_0^{\infty} \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\nu} d\nu = -\frac{\kappa^2}{4} \quad (8)$$

This then gives the following predictions :

$$I^p(Q^2 = 0) = -0.804$$

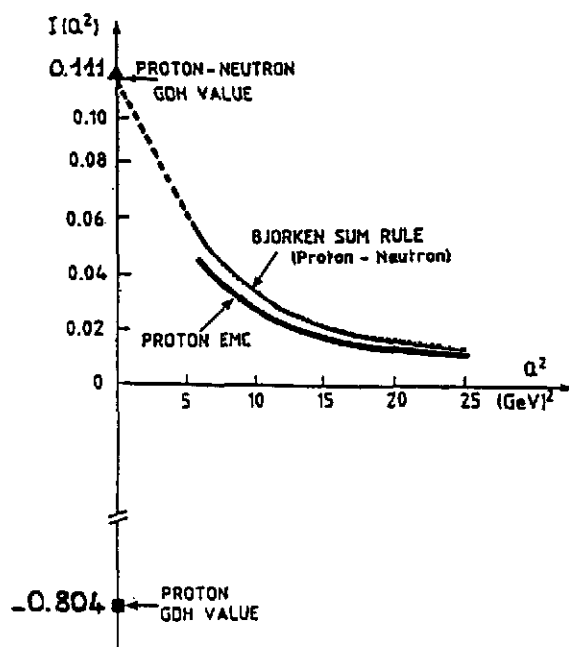


Figure 23: The quantity $I(Q^2)$ as defined by Anselmino et al. [37]. The experimental values (EMC measurement) and the predictions from the Bjørken and DHG sum rules are indicated (Ref. 40)

$$I^p(Q^2 = 0) - I^n(Q^2 = 0) = +0.111$$

In Fig. 23 the present situation for our knowledge of $I(Q^2)$ versus Q^2 is summarized [40]. Especially the proton case is intriguing as a change of sign is observed from the deep-inelastic regime (EMC-collaboration) to the real photon point (DHG-prediction).

Consequently, it seems clear that the theoretical predictions need experimental verification, requiring an accurate determination of $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$. As the involved integrals are more weighted towards low energies, it is expected that the resonance region will contribute most to the DHG sum rule. This means that the experiment should be performed in the energy interval from pion threshold to, let's say, 3 GeV. The measurement requires the availability of a source of circularly polarized tagged photons, a polarized proton target, and a suitable detection system to determine the total hadronic cross section. A tentative lay-out of the set-up is shown in Fig. 24. The experiment could be partly performed in Bonn (ELSA) and partly in Mainz (MAMI-B) and could take advantage of the existence of the DAPHNE-detector. In order to realize the above-mentioned plans, attempts are presently being made to form a collaboration, incorporating research groups from Bonn, Mainz, Saclay and several other laboratories.

7 Conclusion

In the present lecture, I have tried to give a brief overview of some recent experimental photonuclear results in the low and medium energy range. As stated in the Introduction, this selection reflected my personal interests and any other speaker would have made a different choice. Nevertheless it is obvious that, using the real photon probe, a lot of significant experimental results

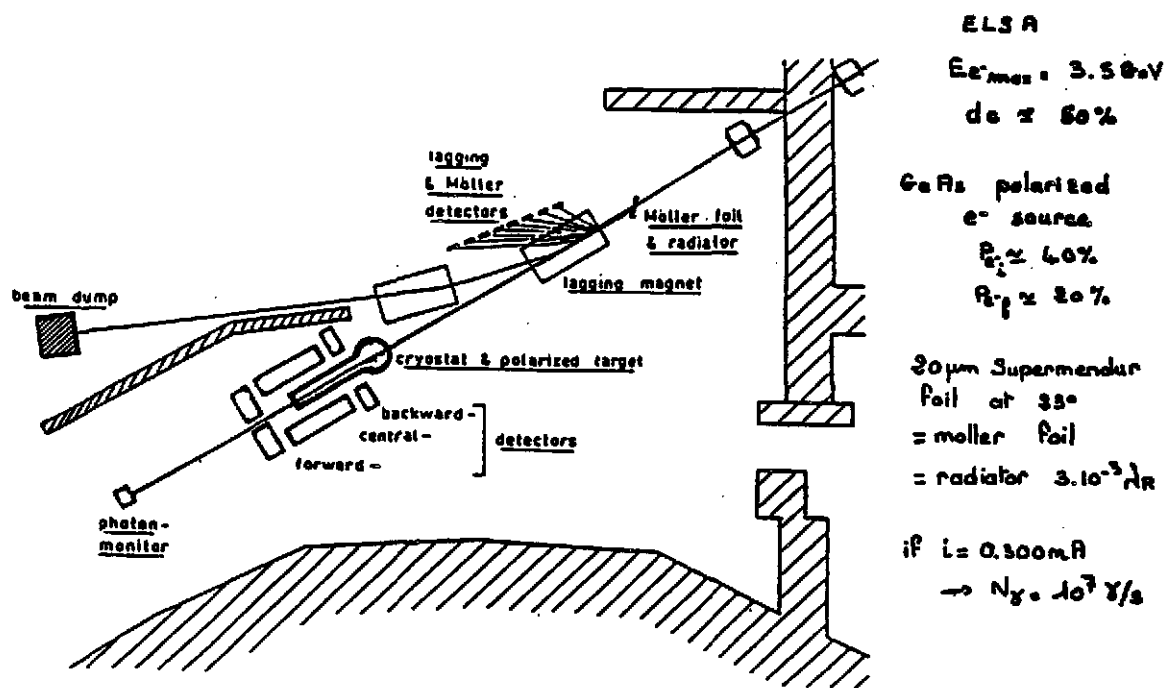


Figure 24: Schematic lay-out of the proposed experiment to measure the DHG sum rule (Ref. 40)

have been obtained, helping in understanding a number of fundamental nuclear physics issues. With this in mind, it is not surprising that this field still arises a lot of interest, which is proven by the last "Gordon Research Conference on Photonuclear Reactions" (August 10-14, 1992, Tilton, USA), where research summaries from about 40 different nuclear physics institutes were presented (strangely enough, no reports from either France or from the former USSR were submitted). Roughly speaking, this means that some 500 people are directly engaged in this field.

The quality of research has of course largely benefitted from the advent of c.w. electron accelerators, allowing the efficient use of the tagged photon technique. In Fig. 25, the various places where such accelerators are located, are listed together with the attainable maximum energy [43]. It is also clear that, as one is reaching higher energies, photonuclear physics plays the role of bridging the gap between classical nuclear physics and particle physics. Consequently, it is expected that this field will make further important contributions to our fundamental understanding of nature.

Acknowledgements

I am much indebted to N. d'Hose (Saclay) who gave me the permission to make use of her lecture notes of the "8th Summer Course of the International School of Intermediate Energy Nuclear Physics" (L'Aquila, Italy, July 6-16, 1992). Furthermore, I want to thank my colleagues D. Ryckbosch, L. Van Hoorebeke and C. Van den Abeele, for many stimulating and enlightening discussions. Finally, I also acknowledge the financial support lent by the Interuniversity Institute for Nuclear Science (IIKW) and by the National Fund for Scientific Research (NFWO), Brussels, Belgium.

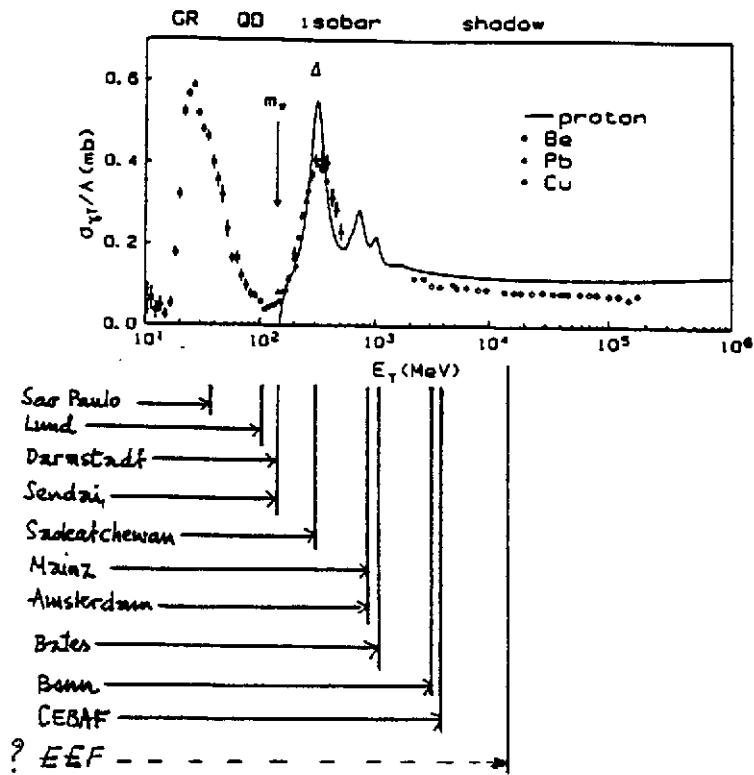
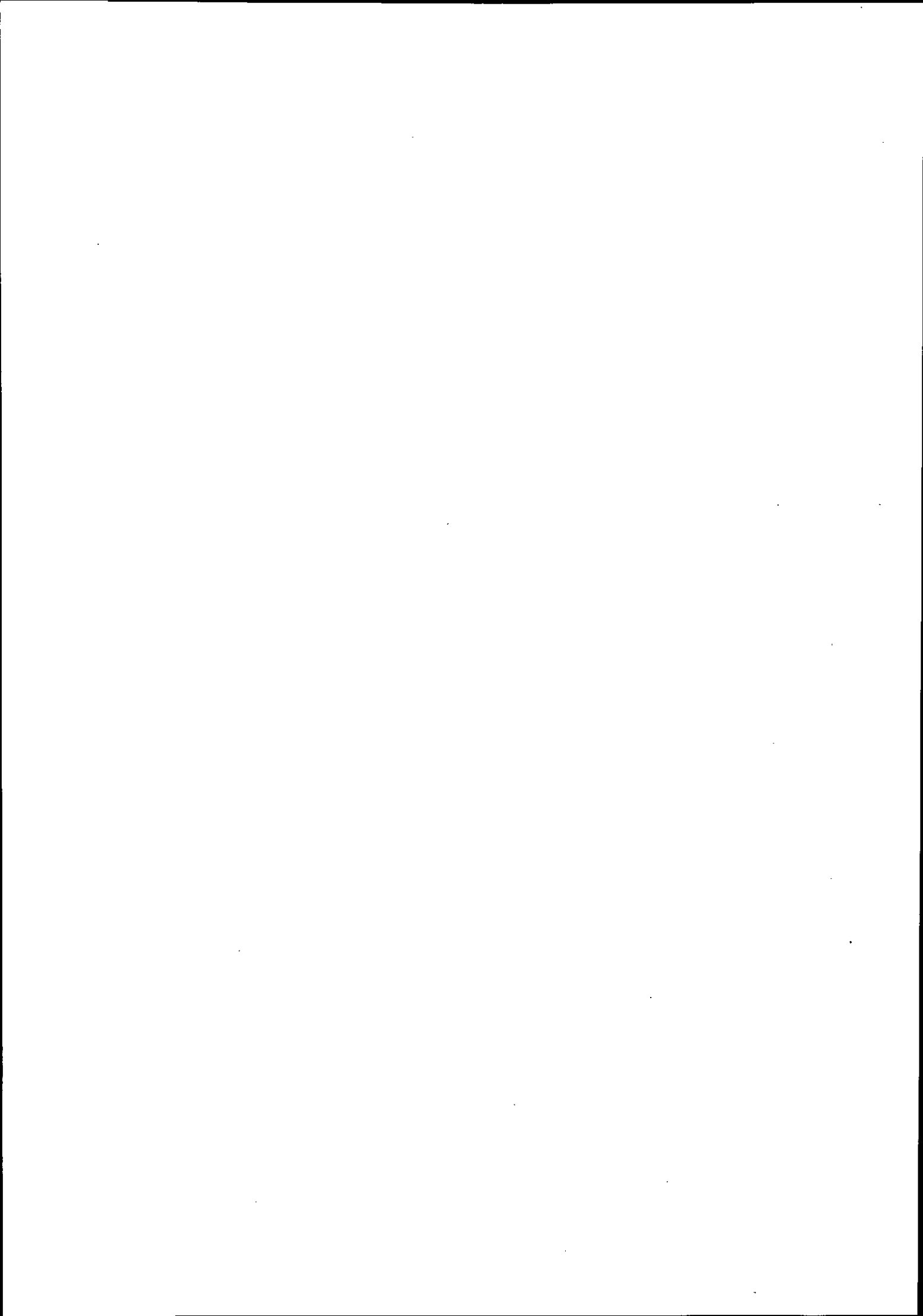


Figure 25: Summary of the various places where c.w. electron accelerators are located (Ref. 43)

References

- [1] S. Platchkov, Proceedings of the Course Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire "Au-delà du champ moyen" (Maubuisson, Gironde, 14-18 septembre 1987), p. 275.
- [2] J. Arvieux, Proceedings of the Course Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire "Mésons, baryons, quarks et physique nucléaire" (Bombannes, France, 17-21 septembre 1984), p. 357.
- [3] J.L. Powell, Phys. Rev. **75** (1949) 32.
- [4] B. König et al., in "Perspectives on Photon Interactions with Hadrons and Nuclei" (Eds. M. Schumacher and G. Tamas), Lecture Notes in Physics (Springer Verlag, Berlin, 1990), Vol. 365 p. 178.
- [5] V.A. Petrun'kin, Sov.J.Nucl.Phys. **12** (1981) 278;
P. Baranov et al., Phys.Lett. **52B** (1974) 122;
A.I. L'vov and V.A. Petrun'kin, Preprint **258** (P.N. Lebedev Physical Institute of the Academy of Sciences of the USSR, Moscow, 1988).
- [6] M. Weyrauch, Phys. Rev. **C43** (1991) 1042.
- [7] M. Schumacher, private communication.
- [8] A. Zieger et al., Phys. Lett. **B278** (1992) 34.
- [9] A.I. L'vov, Sov.J.Nucl.Phys. **34** (1981) 597, and priv. communication.
- [10] F.J. Federspiel et al., Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 1511.
- [11] M. Ludwig et al., Phys. Lett. **B274** (1992) 275.
- [12] A. Cambi et al., Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 462; Phys. Rev. **C26** (1984) 2358.
- [13] F. Partovi, Ann. of Phys. **27** (1964) 79.
- [14] R.J. Hughes et al., Nucl. Phys. **A267** (1976) 329.
- [15] A. De Graeve et al., Nucl. Phys. **A530** (1991) 420.
- [16] H. Arenhövel and M. Sanzone, Few-Body Systems, **Suppl. 3** (1991), "Photodisintegration of the Deuteron - A Review of Theory and Experiment" (Springer Verlag, Wien, New York).
- [17] A. Zieger et al., Phys. Lett. **B285** (1992) 1; Phys. Lett. **B287** (1992) 51.
- [18] W. Jaus and W.S. Woolcock, Nucl. Phys. **A473** (1987) 685.
- [19] E. de Sanctis et al., Phys. Rev. **C42** (1990) 1764.
- [20] B. Schoch, Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 80.
- [21] A.C. Shotter et al., Phys. Rev. **37** (1988) 1354.
- [22] L. Van Hoorebeke, PhD thesis - Gent (1991), unpublished.

- [23] G. van der Steenhoven et al., Nucl. Phys. **A480** (1988) 547; Nucl. Phys. **A484** (1988) 445.
- [24] C. Van den Abeele et al., private communication (Gent).
- [25] G.J. Kramer et al., Phys. Lett. **B227** (1989) 199.
- [26] J. Ryckebusch et al., private communication (Gent).
- [27] A.S. Cherkasov, Izv. Ak. Nauk. SSR **43** (1971) 2184.
- [28] S. Klein, PhD-thesis-Tübingen (FRG), 1990, unpublished.
- [29] V.I. Kukulín et al., Nucl. Phys. **A417** (1984) 128.
- [30] J. Ahrens, Nucl. Phys. **A446** (1985) 229.
- [31] J.L. Friar et al., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **34** (1984) 403.
- [32] J.-M. Laget, J. Phys. **G14** (1988) 1445; Nucl. Phys. **A446** (1985) 489c.
- [33] G. Tamas, Proceedings 7th Mini-Conference "Electromagnetic Production of Mesons on Nucleons and Nuclei" (Amsterdam, 12-13 December 1991; Eds. H.P. Blok, J.H. Koch, H. de Vries, NIKHEF, Amsterdam, The Netherlands, 1991) p. 123.
- [34] N. d'Hose et al., Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 856.
- [35] G. Audit et al., Phys. Rev. **C44** (1991) R575; Phys. Lett. **B227** (1989) 331.
- [36] G. Audit et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research **A301** (1991) 473.
- [37] N. d'Hose, priv. communication.
- [38] S.D. Drell and A.C. Hearn, Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 908;
S.B. Gerasimov, Yad. Fiz. **2** (1965) 598; Sov.J.Nucl.Phys. **2** (1966) 430.
- [39] M. Anselmino et al., Sov.J.Nucl.Phys. **49** (1989) 136.
- [40] G. Anton et al., Proposal DHG - Bonn, 1992.
- [41] M.J. Ashman et al., Phys. Lett. **B206** (1988) 364; Nucl. Phys. **B238** (1989) 1.
- [42] J.D. Björken, Phys. Rev. **148** (1966) 1467; Phys. Rev. **179** (1969) 1547.
- [43] B. Schröder, private communication (Lund).



Introduction a la diffusion inelastique des Leptons

G. Smadja

IPN Université Claude Bernard (Lyon 1)

43 Bd du 11 Novembre 1918

F69622 Villeurbanne Cedex (France)

1 Introduction

La diffusion leptons-nucleon a grands transferts d'impulsion permet d'aborder plusieurs aspects de la physique des quarks:

- la distribution des differentes saveurs de quarks dans le nucleon.
- la distribution des gluons et la mesure de la constante de couplage fort α_s .

Ces informations constituent le point de depart de nombreuses analyses theoriques concernant aussi bien les hadrons que les theories unifiees. Elles ont aussi un aspect utilitaire en ce qui concerne la prediction des sections efficaces a tres haute energie.

2 Historique

La premiere analyse de distribution de charge par diffusion elastique est celle de Rutherford, lorsqu'il met en evidence l'existence d'une charge ponctuelle centrale dans les atomes par diffusion de particules α .

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4\mu^2 \left(\frac{\alpha}{Q^2}\right)^2$$

A plus grands transferts, les experiences systematiques de Hofstadter [1] mettent au contraire en evidence la nature complexe du nucleon par la presence de facteurs de forme qui modifient la dependance en moment transfere Q^2 .

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\alpha}{Q^2}\right)^2 \frac{E'}{E} \left(F^2 \cos^2(\theta/2) + G_M^2 \frac{Q^2}{2M^2} \sin^2(\theta/2)\right)$$

$$F^2 = \frac{(G_E^2 + G_M^2)}{1 + Q^2/4M^2}$$

$$G_E(Q^2) = (1 + Q^2/0.71)^{-2}$$

Cette dependance dipolaire correspond approximativement a une forme exponentielle de la distribution de charge. La decroissance en moment transfere est alors :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto (Q^2)^{-6}$$

Pour la production d'un nombre fini de resonances avec leurs facteur de forme, dans une diffusion INELASTIQUE, on s'attendait a des variations en $(Q^2)^{-n}$, avec $n \sim 6$. Les resultats des experiences de diffusion inelastique a grands transferts effectuees a SLAC impliquent au contraire $n = 2$, suggerant la presence d'objets ponctuels; les partons, ulterieurement identifies aux quarks.

La diffusion inelastique inclusive est caracterisee par les variables $Q^2 = (k - k')^2$ et $\nu = (E - E')$, l'energie du photon virtuel, qui ont deja ete presentees dans les cours de V. Breton et H. Fonvieille. On peut cependant donner aux variables $x = Q^2/2M\nu$ et $y = \nu/E$ une forme qui rend leur invariance de Lorentz explicite:

$$x = \frac{q \cdot p_q}{q \cdot P} \sim \frac{p_q}{P}$$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \sim \frac{q}{P}$$

les quadrivecteurs $p_q, k,$ et P sont respectivement les impulsions du parton $q,$ du lepton initial, et du nucleon cible.

3 Diffusion sur une particule ponctuelle

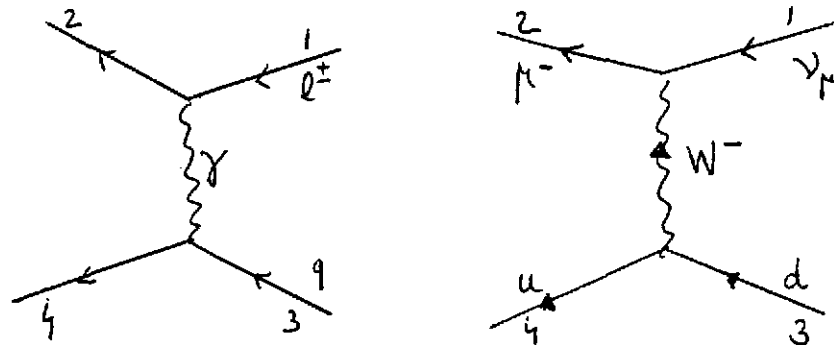


fig. 1 *diffusion electromagnetique lepton-quark. b) diffusion neutrino-quark*

3.1 Interaction electromagnetique

a) pour le spin 1/2

l'amplitude et la section efficace d'associees au diagramme de la figure 1 a) sont :

$$T = \frac{e^2 e_q}{Q^2} \bar{u}_4 \gamma^\mu u_3 \bar{u}_2 \gamma_\mu u_1$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2}{s} \left(\frac{\alpha}{Q^2} \right)^2 e_q^2 [(p_1 \cdot p_3)^2 + (p_2 \cdot p_3)^2]$$

avec l'approximation $m_q = m_l = 0$. L'énergie dans le centre de masse est \sqrt{s} , $s = (p_1 + p_3)^2 = 2p_1 \cdot p_3$. On va introduire la variable y déjà mentionnée :

$$y = \frac{\nu}{E} = \frac{p_3 \cdot q}{p_3 \cdot p_1} = 1 - \frac{p_2 \cdot p_3}{p_1 \cdot p_3}$$

La section efficace différentielle s'écrit alors

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{Q^2} \right)^2 [1 + (1 - y)^2]$$

Cette dépendance en y est caractéristique d'un spin 1/2, et persistera lorsque des gluons seront rayonnés dans l'interaction.

b) pour un spin 0

Le courant correspondant à la particule 'cible' de la figure 1 a) est maintenant $e_s(p_3 + p_4)_\mu$

$$T = \frac{e^2 e_s}{Q^2} (p_3 + p_4)_\mu \bar{u}_2 \gamma^\mu u_1$$

et la section efficace

$$\frac{d\sigma_s}{d\Omega} = \left(\frac{\alpha e_s}{Q^2} \right)^2 (1 - y)$$

On voit que la diffusion relativiste permet de différencier le spin du parton cible en analysant la distribution angulaire ou la distribution d'énergie. Dans la diffusion à petit angle, lorsque $y \rightarrow 0$, la section efficace est la même dans les deux cas.

3.2 La diffusion des neutrinos

la diffusion des neutrinos sur une cible hadronique est caractérisée par la sélectivité de leurs interactions:

$$\begin{array}{ll} \bar{\nu} u \rightarrow \mu^+ d & \nu d \rightarrow \mu^- u \\ \bar{\nu} \bar{d} \rightarrow \mu^+ \bar{u} & \nu \bar{u} \rightarrow \mu^- \bar{d} \end{array}$$

ainsi que des réactions analogues sur les quarks c et s . Le diagramme de la figure 1 b) décrit une interaction typique. L'amplitude correspondante ne dépend que de la constante de Fermi G_F tant que les effets de propagateur sont négligeables, ce qui est le cas dans tout le domaine aujourd'hui accessible.

$$T = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{u}_4 \gamma^\mu (G_V - G_A \gamma^5) u_3 \bar{u}_2 \gamma_\mu (g_V - g_A \gamma^5) u_1$$

Les constantes g_V et g_A se rapportent aux leptons; et alors que g_V vaut 1, g_A vaut +1 pour les neutrinos, et -1 pour les antineutrinos. Les constantes G_V et G_A sont égales pour des quarks (pas pour les nucléons!), mais dépendent des saveurs considérées par l'intermédiaire de l'angle de Cabibbo, que nous ne discuterons pas ici. Comme pour les

leptons, $G_A = -1$ pour les antiquarks. La section efficace est obtenue directement:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2G_F^2}{s} 2(G_A^2 + G_V^2)[(p_1 \cdot p_3)^2 + (p_2 \cdot p_3)^2] + 4G_A G_V g_A g_V [(p_1 \cdot p_3)^2 - (p_2 \cdot p_3)^2]$$

le premier crochet est proportionnel a $[1 + (1 - y)^2]$, terme deja present dans la diffusion electromagnetique. le second , qui depend du produit $G_A G_V$ implique la violation de la parite, et est proportionnel a $[1 - (1 - y)^2]$. Il est specifique d'une interaction faible. Du fait de l'egalite de G_A et G_V , on observera deux formes differentes pour la dependance en y :

- pour νq et $\bar{\nu} \bar{q}$

$$\frac{d\sigma}{dy} \sim C^{ste}$$

- pour $\bar{\nu} q$ et $\nu \bar{q}$

$$\frac{d\sigma}{dy} \sim (1 - y)^2$$

La mesure de la section efficace differentielle en fonction de y dans les interactions neutrino Fer met directement en evidence cette propriete de la section efficace sur la figure 2 . Alors qu'avec un faisceau de neutrinos, les quarks, plus nombreux, donnent une distribution presque independante de y , avec une petite contribution $(1 - y)^2$ due a la mer des antiquarks du nucleon, l'inverse se produit avec les antineutrinos. Bien entendu, cette interpretation de la figure 2 anticipe sur le modele des partons que nous allons presenter.

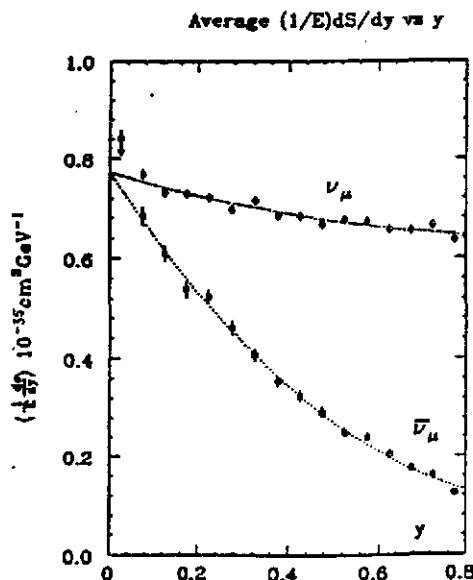


fig. 2 la section efficace $d\sigma/dy$ pour les diffusions neutrino-nucleon, antineutrino-nucleon.

4 Le modele des partons

4.1 la section efficace

Dans le modele des partons, la diffusion inelastique a grand transfert correspond au schema de la figure 3 a), qui n'est pas un diagramme de Feynmann puisqu'il represente

pour l'essentiel une hypothese de factorisation de la section efficace. Le nucleon est constitue de partons (quarks) avec une probabilite de distribution $f_i(x_p)$, et la section efficace peut s'ecrire:

$$d\sigma = \sum_{i=1}^n [f_i(x_i) dx_i] \left[\frac{d\sigma_i}{d\Omega} \right]$$

Cette factorisation est justifiee par le developpement a courte distance de Wilson [2], qui postule que dans la region 'Euclidienne', c'est a dire ou toutes les composantes des impulsions ainsi que les masses $m^2 = p^2$ sont grandes, elle a lieu. On peut ensuite etendre le resultat a la zone cinematiquement accessible. l'expression de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ a deja ete donnee, mais on doit prendre en compte l'espace de phase du parton final d'impulsion p' , ainsi que le lepton final. Il en resulte un facteur:

$$\int dx_i f_i(x_i) \frac{d^3 k'}{2E'} \int d^4 p' \delta((x_i P + q)^2) \delta_4(x_i P + q - p') = \frac{d^3 k' \delta(x - x_i)}{2E' 2M\nu}$$

on obtient ainsi la section efficace differentielle du modele des partons de charge e_i :

$$d^2\sigma = 4\pi \left(\frac{\alpha e_i}{q^2} \right)^2 (k_1 \cdot p_3) [1 + (1-y)^2] dx dy$$

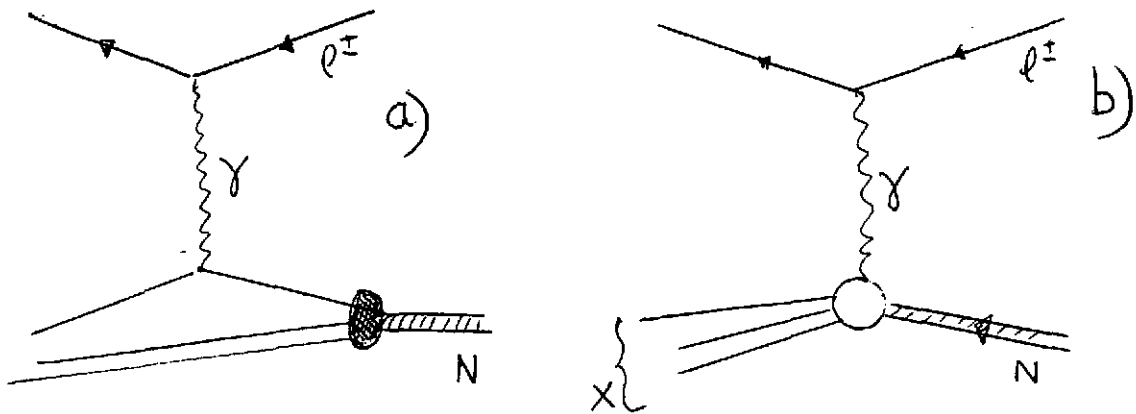


fig. 3 a) L'hypothese de factorisation du modele des partons. b) Le diagramme de Feynman correspondant a l'etat final X

4.2 Raffinements cinematiques

la proportionalite supposee entre les impulsions du parton et du nucleon ($p_i = x_i P$) ne peut etre exacte : leurs masses sont differentes et dans un rapport constant. Le calcul precedent supposait en realite $x_i = q \cdot p_i / q \cdot P$. Cette formule est cependant illogique: $f_i(x_i)$, qui caracterise la distribution du parton i dans le nucleon devrait etre isotrope, et ne pas dependre de q . on peut en suivant [3] utiliser une distribution caracterisee par $f(P \cdot \tilde{p}_i / M^2)$, avec :

$$f_i(x) = \frac{\pi}{2} \int dp_T^2 f(P \cdot \tilde{p} / M^2)$$

Les effets observes semblent rendre compte d'une partie des ecart a petits transferts entre donnees et predictions, mais les formules employees se compliquent sensiblement,

sans que la lourdeur des expressions soit justifiée d'une manière convaincante sur le plan théorique.

5 Les fonctions de structure

5.1 Electromagnetisme

l'amplitude de transition associée au diagramme de la figure 3 b) est définie pour un état final X spécifique, et vaut :

$$iT = (-ie)^2 \frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2} \langle k' | j_l(0)^\mu | k \rangle \langle X | J^\nu(0) | P \rangle$$

avec $\langle k' | j^\mu(0) | k \rangle = u(\bar{k}') \gamma^\mu u(k)$ et $\bar{u}u = 2m$

les éléments de matrice des deux courants au point x s'obtiennent par translation:

$$\langle k' | j_l^\mu(x) | k \rangle = e^{-iq \cdot x} \langle k' | j_l(0) | k \rangle$$

$$\langle X | J^\nu(x) | P \rangle = e^{iq \cdot x} \langle X | J(0) | P \rangle$$

La section efficace différentielle inclusive prend la forme :

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{4kM} \sum_X \int \frac{d^3k'}{2E'(2\pi)^3} \delta_4(k + P - k' - P_X) |M_X|^2$$

L'hermiticité du courant électromagnétique (neutre) implique:

$$\langle \beta | j | \alpha \rangle^* = \langle \alpha | j | \beta \rangle$$

$$d\sigma = \frac{1}{4kM} \left(\frac{e^2}{Q^2}\right)^2 \sum_X \int \frac{d^3k'}{2E'(2\pi)^3} 4\pi W^{\mu\nu} l_{\mu\nu}$$

$$l_{\mu\nu} = 2(k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - g_{\mu\nu}(k \cdot k' - m^2))$$

$$4\pi W^{\mu\nu} = \sum_X (2\pi)^4 \delta_4(p + q - p_X) \langle P | J^\mu(0) | X \rangle \langle X | J^\nu(0) | P \rangle$$

le produit $J^\mu J^\nu$ peut être remplacé par le commutateur $\{J^\mu(x), J^\nu(0)\}$ car seul le premier terme contribuera. On trouve alors :

$$W^{\mu\nu}(P, q) = \frac{1}{4\pi} \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle P | [J^\mu(x), J^\nu(0)] | P \rangle$$

L'avantage du commutateur est qu'il a de bonnes propriétés d'analyticité et qu'il se prête à diverses applications comme l'algèbre des courants. La covariance de Lorentz, combinée à la conservation du courant électromagnétique et à la conservation de la parité n'autorise que deux fonctions scalaires de Lorentz;

$$W^{\mu\nu} = F_1(x, q^2) \left(\frac{q^\mu q^\nu}{q^2} - g^{\mu\nu}\right) + F_2(x, q^2) \left(P^\mu - q^\mu \frac{P \cdot q}{q^2}\right) \left(P^\nu - q^\nu \frac{P \cdot q}{q^2}\right)$$

Les fonctions scalaires F_1 et F_2 sont reelles. L'expression precedemment ecrite de $l_{\mu\nu}$ permet de trouver la section efficace:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = 4\pi s \left(\frac{\alpha}{Q^2}\right)^2 [xy^2 F_1 + (1-y)F_2]$$

qui peut etre identifiee a l'expression trouvee dans le modele des partons :

$$\frac{d^2\sigma^i}{dx dy} = 2\pi s \left(\frac{\alpha e_i}{Q^2}\right)^2 f_i(x) [1 + (1-y)^2]$$

Les fonctions de structure $F_1(x, Q^2)$ et $F_2(x, Q^2)$ peuvent ainsi s'exprimer a l'aide des $f_i(x)$:

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x)$$

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 f_i(x)$$

et la relation $F_2 = 2xF_1$, caracteristique d'une diffusion sur des constituants de spin 1/2 en decoule.

5.2 Les fonctions de structure en diffusion de neutrinos

Dans le cas de la diffusion de neutrinos ,ni la conservation du courant hadronique ,ni la conservation de la parite ne sont requises. De nouveaux tenseurs covariants sont legitimes,et l'expression de la section efficace inclusive laisse apparaitre une troisieme fonction de structure F_3 :

$$\frac{d\sigma^\nu}{dx dy} = \frac{G_F^2 M E}{\pi} [y^2 x F_1^\nu + (1-y)F_2^\nu + y(1-y/2)F_3^\nu]$$

La section efficace $d\sigma^\nu$ s'exprime de maniere semblable en fonction de F_1^ν , F_2^ν , et $x F_3^\nu$, mais par convention, on fait figurer F_3^ν avec le signe -. Le modele des partons predit une section efficace

$$\frac{d\sigma^\nu}{dx dy} = 2 \frac{G_F^2 M E}{\pi} x [d + \bar{u}(1-y)^2 + \dots]$$

avec l'identification correspondante:

$$\begin{array}{ll} F_2^{\nu p} = 2x(d + \bar{u}) & F_2^{\nu n} = 2x(u + \bar{d}) \\ F_1^{\nu p} = (d + \bar{u}) & F_1^{\nu n} = (u + \bar{d}) \\ F_3^{\nu p} = 2(d - \bar{u}) & F_3^{\nu n} = 2(u - \bar{d}) \end{array}$$

Pour les antineutrinos, nous ne citerons que F_2 et F_3 :

$$\begin{array}{l} F_2^{\bar{\nu} p} = 2x(u + \bar{d}) \\ F_3^{\bar{\nu} p} = 2(u - \bar{d}) \end{array}$$

La section efficace de diffusion sur nucleon est la moyenne des sections efficace sur neutron et proton, et c'est en general elle qui est experimentalement accessible, lorsque la cible est un noyau de silice ou de fer. on obtient alors:

$$F_3^N = (u + d - \bar{u} - \bar{d}) = q - \bar{q}$$

$$F_2^N = x(u + d + \bar{u} + \bar{d})$$

Les differences $u_v = u - \bar{u}$, $b_v = b - \bar{b}$, sont les contributions de valence.

La contribution de la 'Mer' de quarks et antiquarks est la difference pour chaque saveur entre q_i et $q_{i\bar{v}}$. Les spectres de Mer et de Valence obtenus dans differentes experiences neutrinos sont representes sur la figure 4.

L'une des plus belles predictions du modele des partons concerne le rapport des fonctions de structure trouvees dans les deux cas. Il resulte des formules precedentes que si l'on neglige la contribution des quarks c et s a la Mer, le rapport est donne par la moyenne des charges e_i^2 des quarks, divisee par 2, soit

$$F_2^\mu = \frac{5}{18} F_2^\nu$$

La figure 5 de [4] montre que cette prediction est remarquablement bien verifiee par l'ensemble des experiences de SLAC (eN), BCDMS (μD), CCFRR (νFe). Des experiences plus anciennes CDHS (νFe), et EMC (μFe), moins precises etaient en accord l'une avec l'autre, mais avec des valeurs sensiblement differentes. On peut conclure a ce niveau que la prediction du modele des partons est verifiee a mieux de 5%.

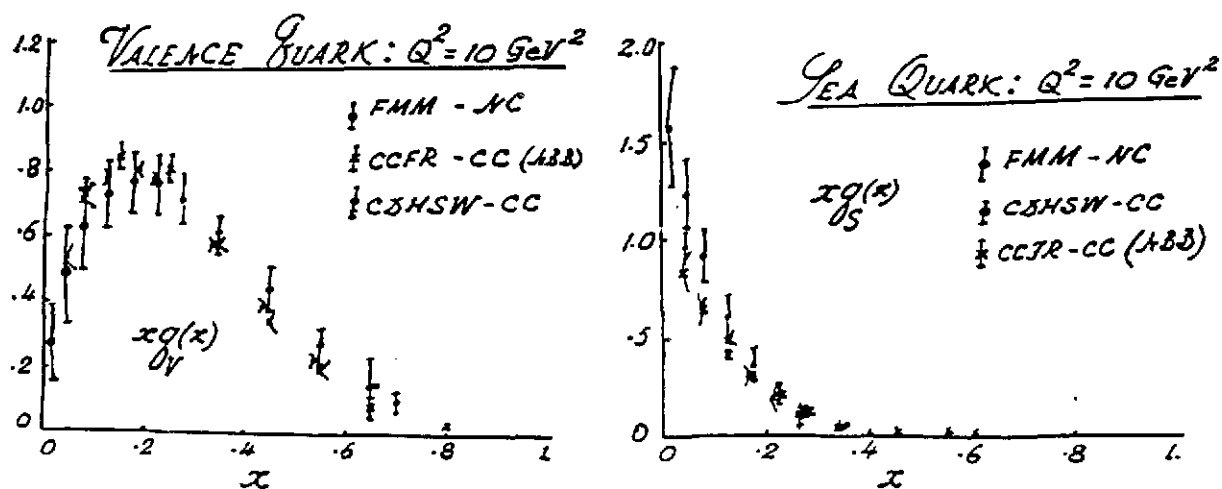


fig. 4 a) Distribution des quarks de valence. b) distribution des quarks de la mer

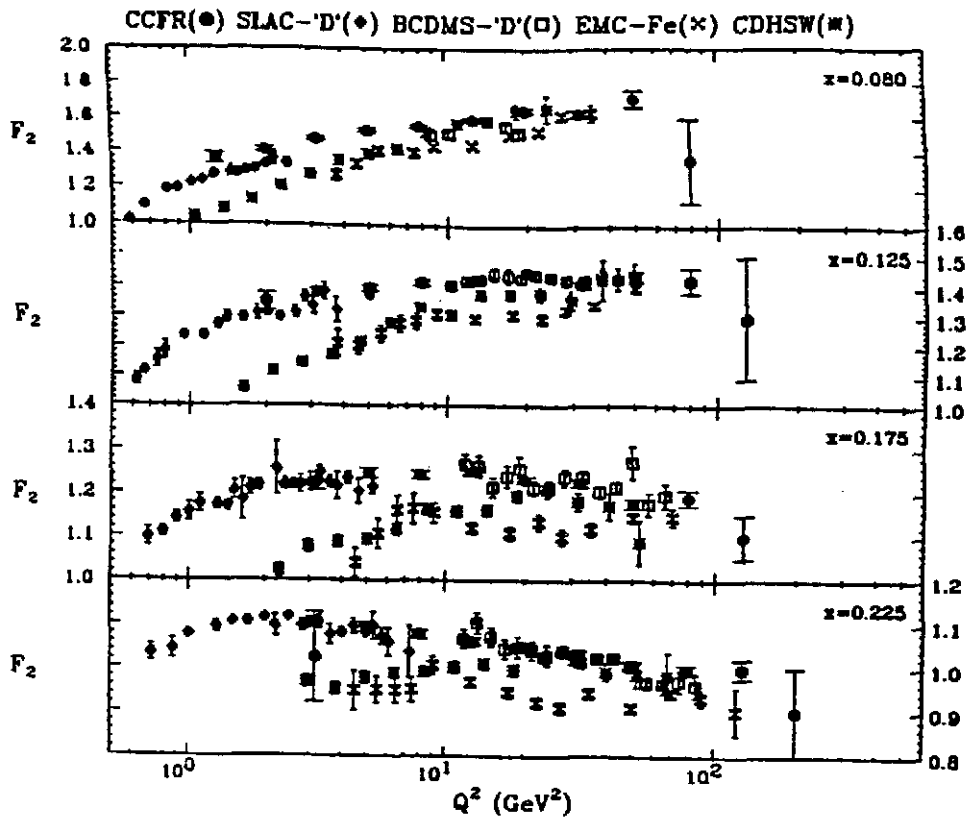


fig. 5 Comparaison des fonctions de structure F_2 en diffusion νN et $l^\pm N$, apres multiplication par 5/18

6 Les saveurs dans le nucleon

En combinant les mesures effectuees avec differents types de cibles, (H_2, D ou cibles nucleaires), et differents etats finals (multimuons), on parvient a separer les contributions des differentes saveurs.

6.1 u et d

a) diffusion de leptons charges (muons)

la diffusion de muons ou d'electrons sur des cibles d'hydrogene et de Deuterium permet d'extraire F_2^p et F_2^n par soustraction. compte tenu des facteurs e_q^2 qui ponderent les diverses distributions, le rapport des deux fonctions de structure est:

$$\frac{F_2^{\mu n}}{F_2^{\mu p}} = \frac{1 + 4d/u}{4 + d/u}$$

On a négligé dans cette expression la contribution des quarks de la mer, elle n'est donc utilisable que pour $x > \sim 0.3$ lorsque $x \rightarrow 1$, on voit sur la figure 6 que F_2^n/F_2^p décroît. Si $d/u \sim (1-x)$ comme on peut le soupçonner ([5]), le rapport doit tendre vers 0.25, ce qui est compatible avec les données.

b) les mesures avec neutrinos

Les expériences effectuées avec des ν et $\bar{\nu}$ sur des cibles d'hydrogène et de deutérium permettent de séparer les contributions de la mer et de la valence. Ces cibles ne fournissent malheureusement qu'une statistique assez limitée, leur poids n'excédant pas quelques dizaines de tonnes (plusieurs milliers pour les détecteurs à cible lourde). L'analyse en x des différents saveurs n'autorise pas l'étude des contributions mer et valence à partir de la distribution de y pour chaque bin de x . Les 4 sections efficaces accessibles permettent ainsi de déterminer u_v, d_v , et les deux combinaisons

$$\bar{u} + 3/4s$$

$$\bar{d} + 3/4s$$

représentées sur la figure 7.

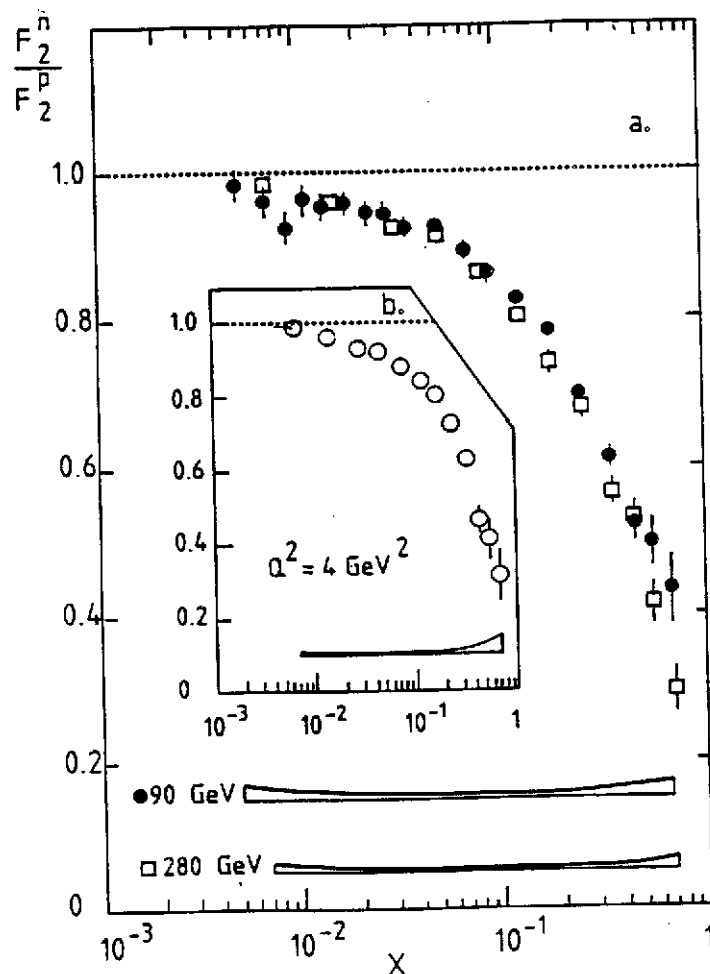


fig. 6 Le rapport F_2^n/F_2^p en diffusion de muons

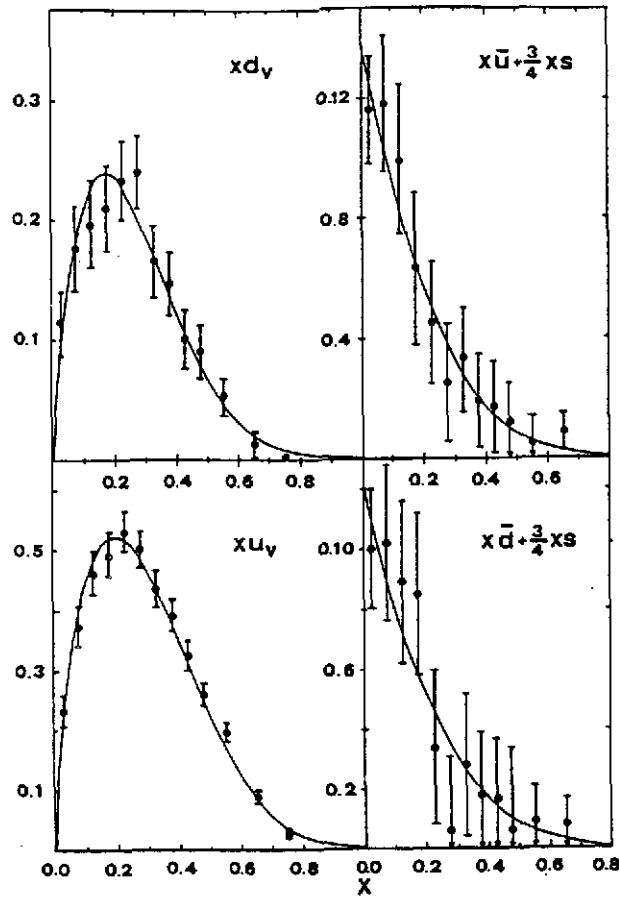


fig. 7 Les fonctions $u_v, d_v, \bar{u} + 3/4s, \bar{d} + 3/4s$, en diffusion ν deuterium

6.2 la Mer etrange

C'est l'analyse des multimuons dans les interactions neutrinos qui permet de determiner la Mer etrange $s(x)$. L'interaction fondamentale est

$$\nu + s \rightarrow \mu^- c$$

avec la cascade $c \rightarrow (D, D^*, \Lambda_c)$

puis la desintegration du charme: $c \rightarrow \mu^+ s X$

On aboutit a l'etat final $\mu^+ \mu^- X$ Le taux de ces evenements mesure directement:

$$[s(x) \cdot V_{cs}^2 s(x) + V_{cd}^2 d(x)] Br(c \rightarrow \mu)$$

La figure 8 montre la distribution de cette saveur s en neutrino et antineutrino. Le rapport de la mer etrange a la mer sera

$$\kappa = \frac{2s}{\bar{u} + \bar{d}}$$

Les donnees experimentales suggerent $\kappa = 0.5 \pm 0.1$

x-Distribution of Neutrino Dimuons

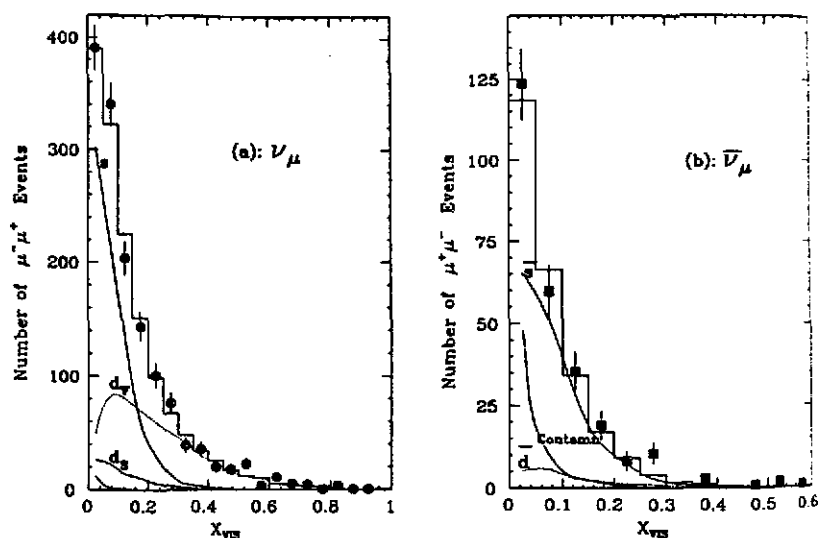


fig. 8 a) la distribution du quark $s(x)$ en interaction ν . b) Celle de \bar{s} en $\bar{\nu}$

7 Les regles de somme

Nous ne citerons que trois regles de somme simples et importantes. Elles permettent de verifier dans le detail diverses predictions du modele des partons. Certaines de ces predictions sont toutefois plus generales.

7.1 l'impulsion

La somme des impulsions de tous les partons contenus dans le nucleon doit etre egale a l'impulsion du proton. Comme il y a d'autres constituants que les quarks, a savoir les gluons, on s'attend a ce que la somme des impulsions des quarks, observes dans une diffusion leptonique, soit plus petite que l'impulsion du nucleon. Les analyses recentes de NMC donnent

$$\sum_i \int_0^1 x(q_i + \bar{q}_i) dx = 0.56 \pm 0.02$$

La meme experience determine $G(x)$ par l'analyse des violations d'echelle (voir plus loin):

$$\int_0^1 x(q(x) + \bar{q}(x) + G(x)) = 1.03 \pm .04$$

C'est un test assez remarquable de la coherence d'ensemble du modele des partons et des equations d'evolution decrivant l'effet de la renormalisation de QCD (voir plus loin).

7.2 Gottfried

Dans le cadre du modele des partons, on predit la relation suivante entre F_2^p et F_2^n

$$\int_0^1 (F_2^{\mu p} - F_2^{\mu n}) \frac{dx}{x} = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \int_0^1 (\bar{u} - \bar{d}) dx$$

le resultat ,significativement inferieur a $1/3$, vaut

$\frac{1}{3}(.73 \pm .05 \pm .03)$ et implique $\bar{u} < \bar{d}$. La mer n'est pas symetrique en \bar{u} et \bar{d} ,et ceci suggere un nuage de pions sautour du proton.

7.3 Gross-Llewellyn-Smith

On a vu que la fonction de structure $x F_3^N$ etait la difference entre la somme des contributions des quarks et des antiquarks:

$$F_3^N = q(x) - \bar{q}(x) \text{ avec } q = \sum_i q_i(x)$$

Il en resulte que si l'on integre sur toutes les valeurs de x , la contribution de la Mer va s'annuler dans F_3 . L'integrale de F_3 compte les quarks de valence, c'est a dire le nombre baryonique du nucleon a un facteur 3 pres. Les corrections de vertex de QCD prennent en compte la radiation de gluons dans l'etat final et modifient legerement ce resultat.

$$S_{GLS} = \int_0^1 F_3^N(x) dx = 3(1 - \frac{\alpha_s}{\pi})$$

ou α_s est la constante de couplage fort. La necessite d'integrer sur la region des x petits oblige a choisir un Q^2 assez faible ($Q^2 \sim 3 GeV^2$), avec $\alpha_s(Q^2) = .25$ Les resultats recents de l'experience CCFRR de diffusion neutrino $S_{GLS} = 2.66$ sont en excellent accord avec la prediction de QCD $S_{GLS} = 2.63$.

8 Fonctions de structure et photoproduction

8.1 la diffusion $\gamma^* p$

Si l'on isole du diagramme usuel de la diffusion inelastique (figure 4) la partie concernant le vertex hadronique ,on peut definir l'amplitude associee a la diffusion d'un photon virtuel et la section efficace correspondante.

$$T = e \langle X | j^\mu(0) | p \rangle A^\mu$$

$$\sigma_{\gamma^*} = e^2 \frac{(2\pi)^4}{4M\sqrt{\nu^2 + Q^2}} \sum_X \delta_4(P) \langle X | j^\nu(0) | p \rangle \langle X | j^\mu(0) | p \rangle A_\nu^* A_\mu$$

On voit reapparaitre le tenseur hadronique $W^{\mu\nu}$,ce qui permet d'exprimer la section efficace differentielle de diffusion d'un photon virtuel sous la forme

$$\sigma_{\gamma^*} = \frac{e^2 4\pi}{M\sqrt{\nu^2 + Q^2}} W^{\mu\nu} A_\mu A_\nu^*$$

avec $e^2 = 4\pi\alpha$ En choisissant pour A_μ des 4-vecteurs décrivant des polarisations transverses et longitudinales, on obtient les sections efficaces différentielles de photoproduction transverses et longitudinales.

$$A_T^\mu = (0, 1, 0, 0) \quad \text{ou} \quad (0, 0, 1, 0)$$

$$A_L^\mu = ((1 + \nu^2/Q^2)^{1/2}, 0, 0, \nu/\sqrt{Q^2})$$

$$A_L \cdot A_L = 1 \text{ et } q \cdot A_L = 0$$

$$\sigma_T = \frac{(4\pi)^2 \alpha}{M\sqrt{Q^2 + \nu^2}} \left(F_1 \left(\frac{q_\mu q_\nu}{q^2} - g_{\mu\nu} \right) + \frac{F_2}{P \cdot q} \left(P_\mu - \frac{P \cdot q q_\mu}{q^2} \right) \left(P_\nu - \frac{P \cdot q q_\nu}{q^2} \right) \right) A_T^\mu A_{T*}^\nu$$

$\sigma_T = \frac{4\pi^2 \alpha}{M\sqrt{Q^2 + \nu^2}} F_1$ $\sigma_L = \frac{4\pi^2 \alpha}{M\sqrt{Q^2 + \nu^2}} \left(\left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right) \frac{M}{\nu} F_2 - F_1 \right)$ Le rapport des sections efficaces longitudinales et transverses est une grandeur expérimentale importante qui caractérise le spin des partons:

$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ est nul pour des partons de spin 1/2 et infini pour des partons scalaires.

$$R = \frac{(1 + 4M^2 x^2 / Q^2) F_2}{2x F_1} - 1$$

La fonction d'onde longitudinale $F_L = F_2 - 2x F_1$ n'est pas nulle mais proportionnelle à α_s , dans QCD, à cause du rayonnement de gluons.

8.2 Faisceau de photons équivalents

On va réexprimer la section efficace différentielle inclusive à l'aide de σ_T et σ_L :

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 d\nu} = \frac{4\pi}{\nu} \left(\frac{\alpha}{Q^2} \right)^2 [xy^2 F_1 + (1-y) F_2]$$

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} = \Gamma_T (\sigma_T + \epsilon \sigma_L)$$

Γ_T : flux de photons virtuels

$$\epsilon \sim \frac{2(1-y)}{1+(1-y)^2}$$

Quand $Q^2 \rightarrow 0$, à ν fixe, on se rapproche des conditions de la photoproduction par un photon réel ($Q^2 = 0$) d'énergie ν . On s'attend donc à ce que seule σ_T contribue:

$$\Gamma_T \sim \frac{\alpha}{2\pi} [1 + (1-y)^2]$$

$$\sigma_T \sim \frac{4\pi^2 \alpha}{M\nu} F_1 \sim \sigma_\gamma$$

$$\sigma_L \sim \frac{4\pi^2 \alpha}{M\nu} \left[\left(1 + \left(\frac{\nu^2}{Q^2} \right) \frac{M}{\nu} F_2 - F_1 \right) \right] \rightarrow 0$$

F_2 doit donc avoir un zéro pour $Q^2 = 0$, comme le suggère d'ailleurs la relation $F_2 = 2x F_1$ pour une cible de quarks. On postule qu'il est alors légitime de négliger σ_L . Il serait facile de le vérifier explicitement pour quelques exemples simples. Bien entendu, cette hypothèse est complètement fautive pour la diffusion d'un photon sur un constituant scalaire, qui implique $\sigma_T = 0$. C'est σ_L qu'il faudrait factoriser dans ce cas. L'expression

obtenue pour la section efficace differentielle aux petites valeurs de Q^2 prend alors une forme simple a interpreter:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 d\nu} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{[1 + (1 - y)^2]}{\nu} \frac{1}{Q^2} \sigma_\gamma(Q^2)$$

Le faisceau d'electrons se comporte dans cette region comme une source de photons ayant une distribution de la forme :

$$\frac{dN^\gamma}{dQ^2 d\nu} = t_{eq} \frac{1}{Q^2 \nu}$$

on retrouve ainsi la decroissance familiere en $\frac{1}{\nu}$ des spectres de rayonnement de freinage. Le facteur $t_{eq} = \frac{\alpha}{2\pi} [1 + (1 - y)^2]$ est la longueur de radiation equivalente, qui definit la normalisation. Grace au zero a $Q^2 = 0$ dissimule dans F_2 , la singularite initiale en $(Q^2)^{-2}$ a laisse place a une singularite plus douce en $(Q^2)^{-1}$.

En pratique, on integrera souvent sur dQ^2 pour obtenir la section efficace totale a l'energie ν .

$$\frac{d\sigma}{d\nu} = \frac{\alpha}{2\pi\nu} [1 + (1 - y)^2] \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} \frac{dQ^2}{Q^2} \sigma_\gamma(Q^2)$$

Pour des energies suffisamment grandes, Q^2_{min} va etre de l'ordre de grandeur de $2m_e^2 y^2$, ou m_e est la masse de l'electron, et $y = \nu/E$ la fraction d'energie emportee par le photon. En general σ_γ va tendre vers une constante lorsque $Q^2 \rightarrow 0$. Si la decroissance de $\sigma_\gamma(Q^2)$ est caracterisee par une masse M_h^2 , Il apparait ainsi une singularite logarithmique en $\log(m_e/M_h)$. Au contraire, En l'absence de facteur de forme, $M_h^2 = 2ME = s$. des singularites analogues en $\log(m_e/E)$ vont se manifester dans tous les problemes de rayonnements, que ce soit QED ou QCD. Les petites masses seront alors celles des leptons ou des quarks, et donnent comme precedemment naissance a des logarithmes qui caracterisent les 'violations d'echelle' de QED ou QCD.

9 Les violations de l'invariance d'echelle

9.1 Generalites

Le modele des partons presente precedemment prevoit que les fonctions de structure $F_1(x, Q^2)$, et $F_2(x, Q^2)$ sont independantes de Q^2 . Ce comportement est en fait impossible en theorie des champs, a cause des effets radiatifs qui introduisent des termes logarithmiques. La figure 9 qui represente la variation de $F_2(x, Q^2)$ en fonction de Q^2 a x donne montre clairement que l'experience confirme la presence de ces effets radiatifs. Contrairement au cas examine dans le chapitre precedent, il s'agit maintenant de la radiation de gluons (ou de photons) reels. Les gluons sont en fin de compte virtuels, mais ceci ne joue pas de role dans l'analyse qui suit, et le cas plus familier de QED permet de comprendre plus facilement l'origine des effets consideres. Appliquee a QCD, l'analyse des violations d'echelle donne acces a deux grandeurs importantes:

- la distribution des gluons dans le nucleon

- la mesure de α_s , la constante de couplage fort.

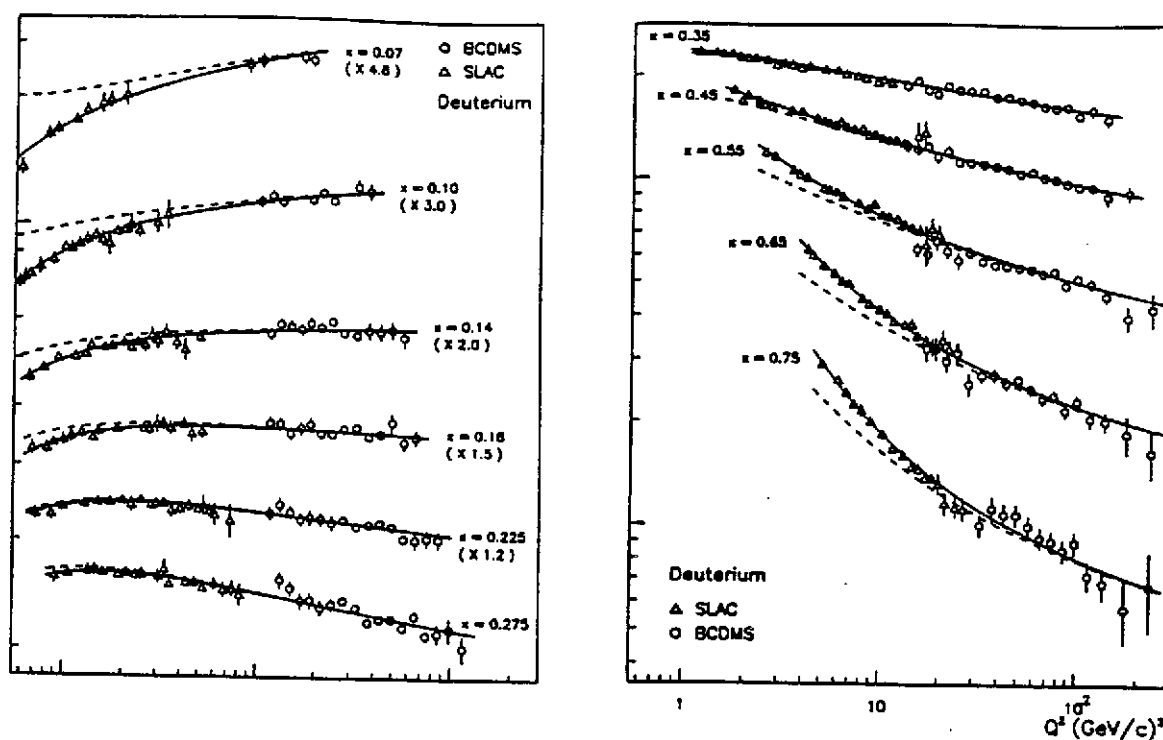


fig. 9 La fonction $F_2(x, Q^2)$ determinee en diffusion inelastique de muons (BCDMS) et d'electrons (SLAC).

9.2 Le cas de l'electromagnetisme-emission d'un photon

On considere maintenant l'interaction d'un faisceau d'electrons avec une cible quelconque.

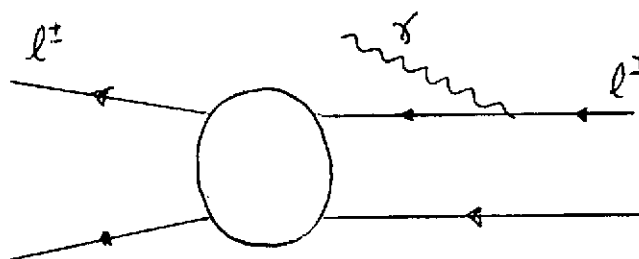


fig. 10 Radiation d'un photon dans l'interaction d'un electron avec une cible.

L'emission de photons REELS par rayonnement de freinage dans les interactions est decrite par le diagramme de la figure 10, le meme que celui qui intervenait dans l'emission du photon virtuel dans la diffusion inelastique, mais dans la nouvelle configuration cinematique, c'est l'electron final qui est virtuel. Le faisceau d'electrons est alors equivalent a la superposition du faisceau initial (degrade en energie) et du faisceau de photons emis. On definit:

E : l'energie initiale de l'electron.

$x E$: son energie finale

M : la masse du nucleon

$$\frac{dN_\gamma}{dx} = \frac{2\alpha}{2\pi(1-x)} \int_{Q_{2min}^2}^{Q_{2max}^2} \frac{dQ^2}{Q^2}$$

$$\text{avec } Q_{2min}^2 = 2m_e^2 \qquad Q_{2max}^2 = 2ME$$

$$\frac{dN_\gamma(x, E)}{dx} = \frac{2\alpha}{2\pi(1-x)} \log\left(\frac{E}{m_e}\right)$$

on retrouve la forme usuelle du spectre de rayonnement de freinage en $1/(1-x)$. Le faisceau d'electrons acquiert lui aussi une distribution d'energie

$$\frac{dN_e(x, E)}{dx} = \delta(x-1) + \frac{\alpha}{2\pi} \left[\frac{4}{1-x} - 2C\delta(1-x) \right] \log\left(\frac{E}{m_e}\right)$$

Le coefficient C est choisi de maniere a assurer la conservation du nombre d'electrons.

$$\int_0^1 N_e(x, E) dx = 1$$

$$C = 2 \int_0^1 \frac{dx}{1-x}$$

diverge et agit en realite comme une distribution.

9.3 Electromagnetisme-emission de n photons

Nous avons precedemment etabli la formule donnant le spectre d'energie d'un photon emis dans une approximation du premier ordre en α , la constante de structure fine. La constante effective qui apparait est cependant $\alpha \log(E/m_e)$, qui est grande, et on ne peut legitimement ignorer l'emission d'un grand nombre de photons. On peut montrer que ce developpement equivaut au raisonnement intuitif suivant ([6]: Par transformation de Fourier, on interpretera $\tau = 1/E$ comme un temps de collision, et la formule comme une probabilite differentielle de rayonnement pendant le temps $d\tau$.

$$dN_e(x, E) = \frac{\alpha}{2\pi} \int_0^1 \frac{dy}{y} N_{ee}(y, E) P_{ee}\left(\frac{x}{y}\right) d\left(\log\left(\frac{E}{m_e}\right)\right)$$

Et sous la forme finale:

$$\frac{dN_e(x, E)}{d\log(E/m_e)} = \frac{\alpha}{2\pi} \int_0^1 \frac{dy}{y} N_e(y, E) P_{ee}\left(\frac{x}{y}\right)$$

avec la definition

$$P_{ee}\left(\frac{x}{y}\right) = \frac{4}{1-x} - 2C\delta(1-x)$$

L'integrale doit etre regularisee :

$$\int_0^1 \frac{4}{y-x} N_e(y, E) dy = \int_0^1 \frac{N_e(y) - N_e(x)}{y-x} + \int_0^1 \frac{N_e(x)}{y-x} dy$$

Dans toutes les integrales, $N_e(y, E)$ doit etre interprete comme $N_e(y, E)\theta(y-x)$, et seule la partie $y > x$ intervient. La derniere integrale diverge, mais le 'coefficient' C compense ce terme. Le spectre de photons verifie lui aussi une equation d'evolution

$$\frac{dN_\gamma(x, E)}{d\log(E/m_e)} = \frac{\alpha}{2\pi} \int_0^1 \frac{dy}{y} N_e(y, E) P_{\gamma e}\left(\frac{x}{y}\right)$$

avec $P_{\gamma e}(z) = P_{ee}(1-z)$

Les fonctions $P_{\gamma e}, P_{ee}$ sont appelees fonctions de partage. Nous devons enfin prendre en compte la creation de paires, representee sur la figure 11, en introduisant de nouvelles fonctions de partage.

$$\frac{dN_e(x, E)}{d\log(E/m_e)} = \frac{\alpha}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} N_e(y, E) P_{ee}\left(\frac{x}{y}\right) + N_\gamma(y, E) P_{e\gamma}\left(\frac{x}{y}\right)$$

$$\frac{dN_{\bar{e}}(x, E)}{d\log(E/m_e)} = \frac{\alpha}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} N_{\bar{e}}(y, E) P_{ee}\left(\frac{x}{y}\right) + N_\gamma(y, E) P_{e\gamma}\left(\frac{x}{y}\right)$$

$$\frac{dN_\gamma(x, E)}{d\log(E/m_e)} = \frac{\alpha}{2\pi} \int_0^1 \frac{dy}{y} N_\gamma(y, E) P_{\gamma\gamma}\left(\frac{x}{y}\right) + (N_e(x, E) + N_{\bar{e}}(x, E)) P_{\gamma e}\left(\frac{x}{y}\right)$$

Dans ces equations, les distributions de quarks N_e, N_{γ} , doivent etre comprises comme $N_e\theta(y-x), N_\gamma\theta(y-x)$ (fonction saut). Les nouvelles fonctions de partagent verifient

$$P_{e\gamma}(z) = P_{\bar{e}\gamma}(z) = P_{e\gamma}(1-z) = \frac{1}{2}[z^2 + (1-z)^2]$$

$$P_{\gamma\gamma}(z) = \delta(1-z)$$

Ces equations d'evolution, dues a [7], sont couramment utilisees pour le calcul des sections efficaces observees au collisionneur e^+e^- du CERN. On voit qu'a cause des phenomenes de radiation et de creations de paires intrinseques a la theorie des champs, un faisceau d'electrons acquiert un spectre d'energie et est accompagne d'un halo de photons et de positrons lors de son interaction.



fig. 11 Schema graphique des fonctions de partage $P_{ee}, P_{e\gamma}$, avec creation de paires

9.4 Violations d'échelle dans QCD

La radiation de gluons par les quarks et les gluons, ainsi que la création de paires $q\bar{q}$ vont engendrer dans QCD des équations d'évolution tout à fait analogues à celles de QED. Au lieu de la constante de structure fine, c'est maintenant la constante effective $\alpha_s(Q^2)$ qui intervient.

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \log(\frac{Q^2}{\Lambda^2})}$$

$$\Lambda^2 = \mu^2 \exp\left[\frac{-12\pi}{(33 - 2N_f)\alpha_s(\mu^2)}\right]$$

Λ est une constante qui caractérise les interactions fortes, indépendante du choix de la 'masse de renormalisation' μ^2 .

Soit $t = \log(Q^2)$

$$\frac{dq(x, t)}{dt} = \frac{\alpha_s}{\pi} \int_0^1 \frac{dy}{y} [q(y, t) P_{qq}(\frac{x}{y}) + G(y, t) P_{Gq}(\frac{x}{y})]$$

$$\frac{dG(x, t)}{dt} = \frac{\alpha_s}{\pi} \int_0^1 \frac{dy}{y} [q(y, t) P_{qG}(\frac{x}{y}) + G(y, t) P_{GG}(\frac{x}{y})]$$

Nous ne donnerons pas ici le détail des fonctions de partage de QCD $P_{qq}, P_{Gq}, P_{qG}, P_{GG}$ qui peuvent être trouvées dans [8]. L'utilisation de ces équations dans des programmes qui recherchent les valeurs de Λ et $G(x, Q_0^2)$ décrivant au mieux les données de la figure 9 déterminent ces paramètres. Les analyses les plus récentes [9] permettent d'obtenir

$$\Lambda = 263 \pm 42 \text{ MeV}$$

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.113 \pm .003 \pm .004$$

La dernière erreur reflétant les incertitudes théoriques. Une détermination typique de $G(x, Q_0^2)$ à $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$ est représentée sur la figure 12.

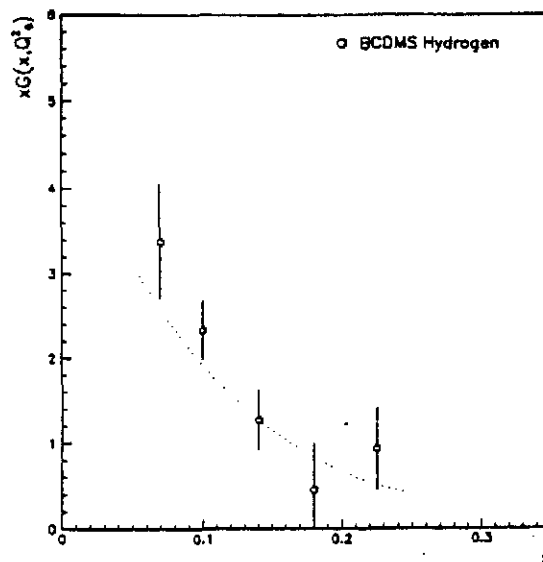


fig. 12 La distribution des gluons $G(x, Q_0^2)$ pour $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$

10 Utilisation des distributions de partons

Les fonctions de distribution $q_i(x)$ des differentes saveurs, ainsi que la distribution $G(x)$ des gluons, ont pu etre determinees (avec plus ou moins de precision) par les experiences de diffusion lepton-nucleon comme on l'a decrit precedemment. Aucune methode theorique convaincante ne permet de confronter ces mesures a des predictions de QCD . C'est cependant sur ces distributions de partons que l'on s'appuie avec un succes remarquable pour predire les sections efficaces de differentes interactions leptoniques ou hadroniques. Nous en presenterons quelques exemples, tires de [10], et [11]

- Production de jets en $p\bar{p}$
- Productions de bosons (γ, W, Z^0) par annihilation $q\bar{q}$. (interaction de Drell-Yan)
- production de saveurs lourdes
- collisionneurs ep a tres haute energie (Hera)

10.1 Production de jets a grands transferts

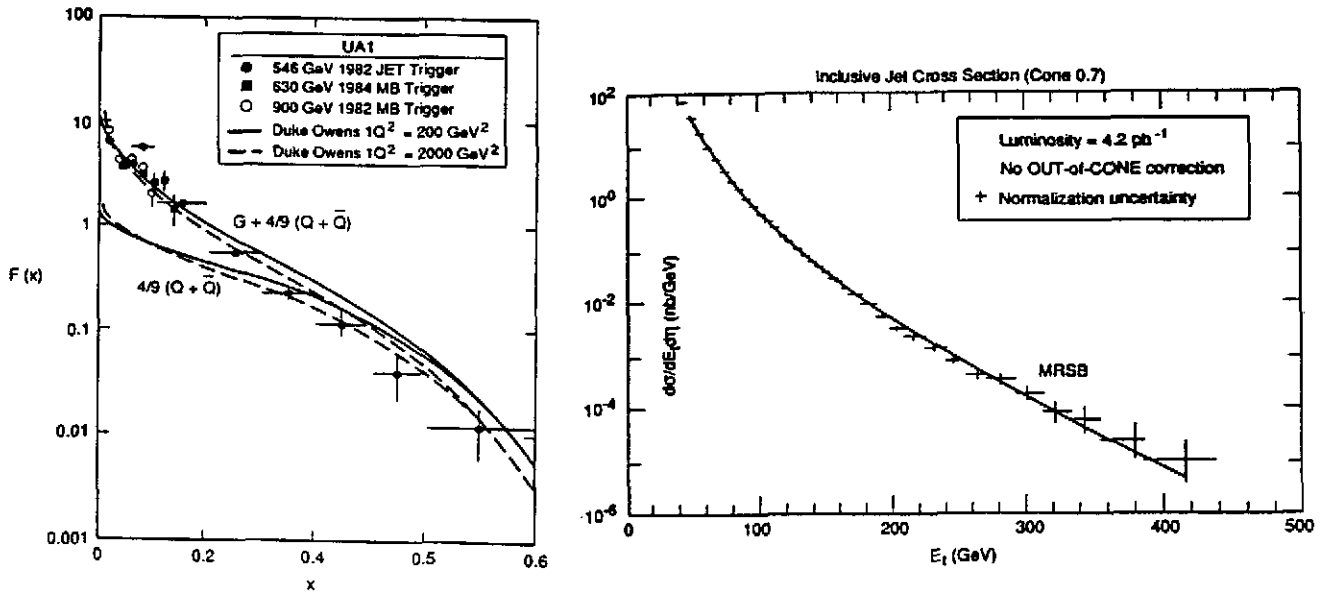


fig. 13 a) Reconstruction de la distribution $F(x) = G + 4/9(Q + \bar{Q})$ a partir de la production de jets. b) comparaison directe de la distribution d'energie transverse des jets a la prediction du modele des partons

La production d'amas de particules (jets) a tres grands moments transverses dans un collisionneur hadronique peut etre representee comme une diffusion parton-parton a tres grand transfert. Les partons initiaux et finals peuvent etre des quarks ou des gluons, mais ce sont les gluons qui donnent la contribution dominante a la section efficace

de production d'amas. Celle-ci est donnée par l'expression

$$\frac{d\sigma}{dp_t dy_1 dy_2} = F(x_A)F(x_B)\hat{\sigma}(AB \rightarrow 1,2)$$

$$F(x) = G(x) + \frac{4}{9} \sum_i [q_i(x) + \bar{q}_i(x)]$$

La figure 13 a) montre l'accord entre la détermination de $F(x)$ à partir de la distribution en p_t et en angle des amas, obtenue à partir des données et la prédiction extraite de l'évolution des distributions de partons. On y observe en particulier le rôle dominant des gluons. La figure 13 b) compare directement la distribution en énergie transverse des jets aux prédictions obtenues à partir d'une paramétrisation récente des fonctions de structure.

10.2 Production de bosons (Drell-Yan)

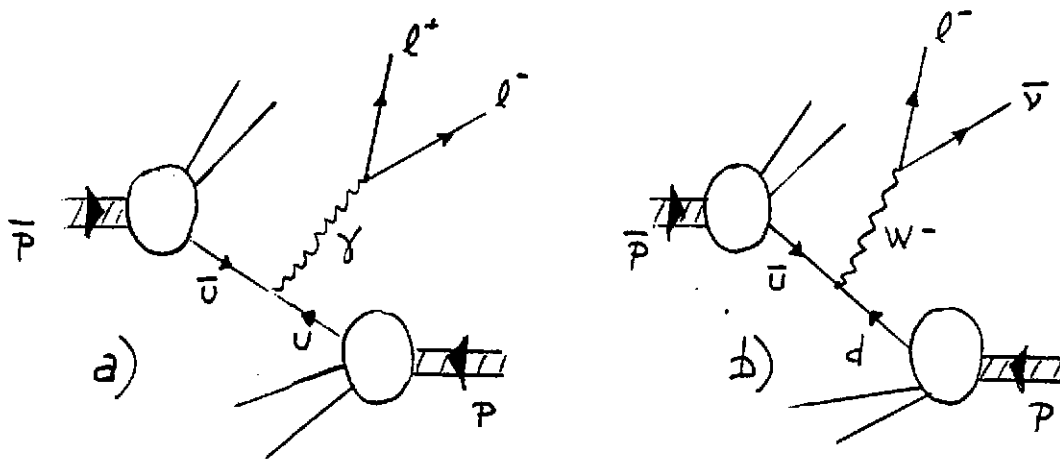


fig. 14 l'annihilation $q\bar{q}$ et la production de γ (a) ou de bosons W (b).

La production de Bosons par interaction Drell-Yan est en fait une annihilation $q\bar{q}$, représentée sur la figure 14. La section efficace fait de nouveau intervenir la distribution des partons. Pour la production de paires de leptons e^+e^- :

$$\frac{d\sigma}{dM dy} = \frac{16\pi\alpha^2}{9m^2\sqrt{s}} K \sum_i e_i^2 q_i(x_1, M) \bar{q}_i(x_2, M)$$

ou M est la masse de la paire de leptons. une expression tout à fait analogue permet de calculer la section efficace de production du boson W . La distribution d'impulsion transverse du W résulte de l'émission de gluons. La section efficace absolue est directement sensible à la distribution des quarks, alors que sa forme est influencée par la constante de couplage fort α_s . La figure 15 met en évidence la encore la qualité des prédictions du modèle de parton, avec les corrections liées à QCD.

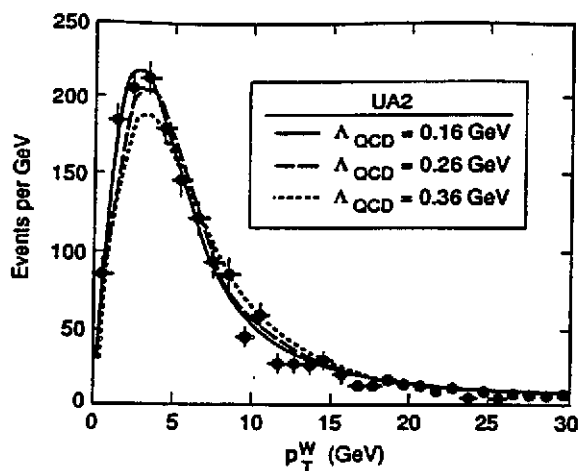


fig. 15 La distribution en impulsion transverse du boson W produits au collisionneur $p\bar{p}$ du CERN

10.3 La production de saveurs lourdes

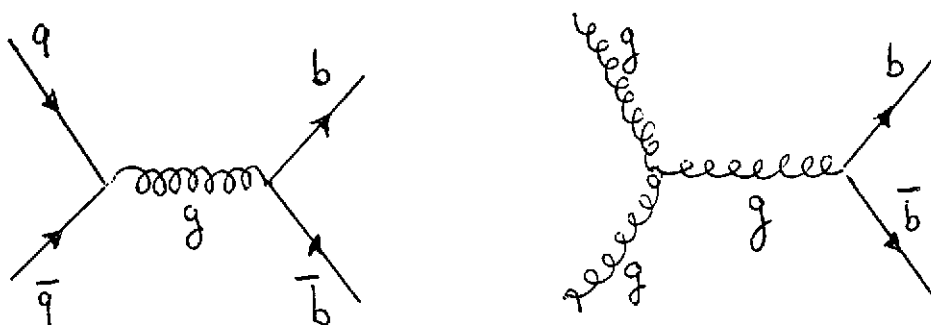


fig. 16 Les principaux diagrammes intervenant dans la production de paires $b\bar{b}$

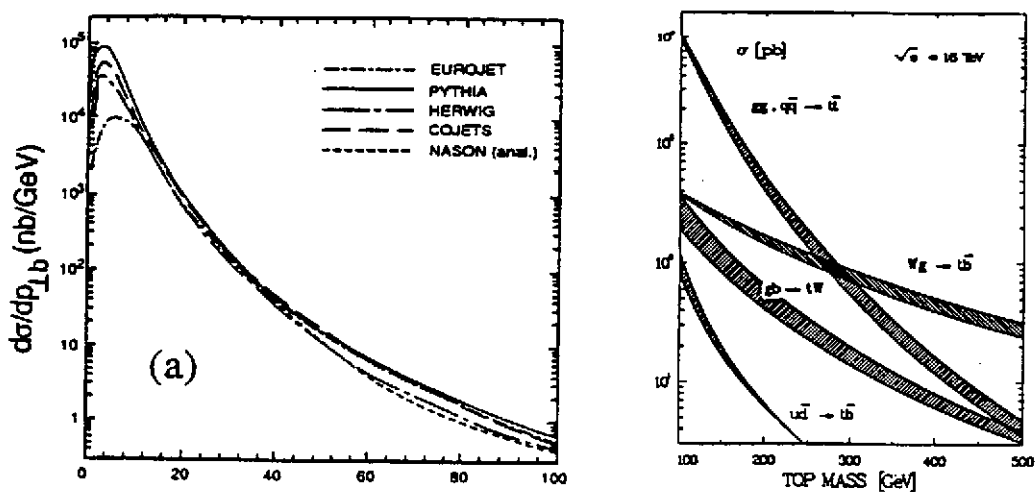


fig. 17 a) sections efficaces attendues en $b\bar{b}$ pour diverses paramétrisations des distributions de partons au LHC. b) section efficace prédite pour le canal $t\bar{t}$ au LHC en fonction de m_t .

Les saveurs lourdes les plus intéressantes produites aux collisionneurs sont les b et les tops. Les premiers, produits en très grande abondance donneront peut être la possibilité de mesurer le mélange $B^0 \bar{B}^0$. En ce qui concerne le top, il s'agit d'abord de l'observer. Les principaux canaux de production sont les interactions $q\bar{q}$ et gg (gluon-gluon), représentées par les diagrammes de la figure 16. La figure 17 a) montre les sections efficaces attendues pour diverses paramétrisations des distributions partoniques.

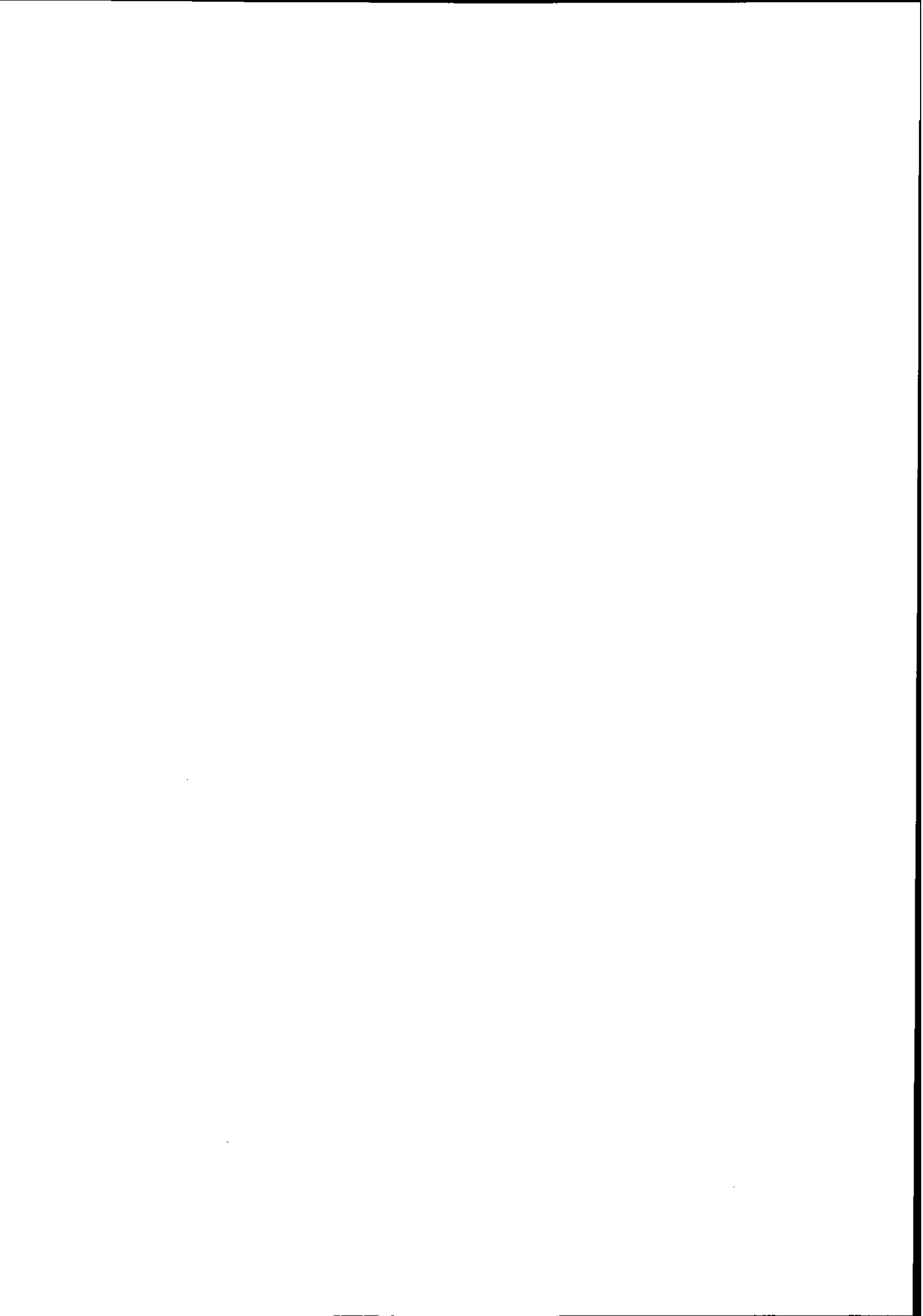
Si la masse du top est inférieure à 250 GeV, ce sont également les diagrammes de la figure 16 qui fournissent la contribution dominante à la section efficace. La figure 17 résume la situation actuelle : c'est la section efficace attendue au LHC en fonction de sa masse... s'il n'a pas été mis en évidence auparavant au Tevatron (Fermilab, USA).

10.4 Les collisionneurs $e p$

Le collisionneur ep HERA à Hambourg vient d'entrer en fonctionnement. Toute la préparation du programme de physique suppose une bonne compréhension des fonctions de structure à plus basse énergie, de manière à mettre en évidence les effets nouveaux, liés aux interactions électrofaibles, ou à des contributions inattendues.

References

- [1] R.A. Hofstadter The structure of the nucleon A. Benjamin, Reading, (MA), 1963.
- [2] K. Wilson Phys. Rev 179 (1969) 1499.
- [3] R. Barbieri et al. Nucl. Phys. B117 (1970) 50
- [4] S.R. Mishra, F. Sciulli Ann. Rev. Part. Sci. 1989 (39) 259
S. Bethke Contribution to the proceedings of the 26 th International Conference on high Energy Physics, Dallas (USA) August 1992.
- [5] R. P. Feynman Photon Hadron interactions, Benjamin, Reading (MA), 1972.
- [6] G. Parisi Proceedings of the 11th Moriond Conference on weak interactions, les Arcs (1976) Editions Frontieres.
- [7] E. A. Kuraev, V. S. Fadin Sov. J. Nucl. Phys. 41 (1985) 466.
- [8] G. Altarelli Phys. Rep. 81 (1981) 1.
- [9] M. Virchaux contribution to the proceedings of the Aachen Workshop on QCD 20 years later, Aix la Chapelle (June 1972).
- [10] G. Salvini, A. Silverman Phys. Rep. 171 (1988) 231.
M. Shapiro and J.L. Siegrist Ann. Rev. Part. Sci (1991) 117
- [11] European Committee for Future Accelerators, Large Hadron Collider Workshop CERN 90-10 volume 2 (1990)



La Structure en Spin du Nucléon

Nico de Botton et Jacques Martino
DAPNIA / SPhN CEN Saclay

1 Introduction

Le but de l'expérience SMC, et plus généralement celui des expériences de diffusion profondément inélastique de leptons polarisés, est de déterminer la manière dont le moment angulaire intrinsèque, le spin, du nucléon se répartit entre les différents constituants du nucléon : quarks et gluons.

Ces expériences s'inscrivent dans la lignée des expériences qui, à partir de 1968, au SLAC ont permis aux prix Nobel de la cuvée 1990 Friedman, Kendall et Taylor [1], de mettre en évidence au sein du nucléon les partons, grains de matière chargés. Ceux-ci devaient être par la suite assimilés aux quarks, ces objets mathématiques à l'aide desquels Gell-Mann et Zweig [2] avaient réussi une classification des particules en interaction forte, les baryons.

Les expériences de diffusion profondément inélastiques de leptons chargés ou neutres se poursuivent depuis lors, fournissant des données de plus en plus précises sur les fonctions de distribution des différents types de quarks et des gluons au sein du nucléon. De plus, elles permettent d'accéder au paramètre essentiel de la théorie des interactions fortes (QCD), la constante de couplage α_s .

Il était naturel de compléter ce type d'études par l'introduction du degré de liberté du spin. Des difficultés expérimentales importantes devaient être surmontées pour réaliser de telles expériences. La mise au point d'un faisceau d'électrons polarisés et d'une cible de protons polarisés permettaient à V.W Hughes et à son équipe, dans une série d'expériences menées au SLAC de 1976 à 1980 [3], d'obtenir les premières informations sur la distribution du spin au sein du proton, qui semblaient conformes aux prédictions de modèles théoriques simples.

Cette ligne de recherche était poursuivie par la suite auprès du faisceau de muons du CERN en 1986. Les résultats de cette nouvelle expérience [4] qui fournissait des données complémentaires à celles du SLAC semblaient indiquer que seule une fraction négligeable du spin du proton était portée par l'ensemble des quarks. Ce résultat surprenant devait déclencher un effort théorique intense : plusieurs dizaines de papiers tendant à explorer les différentes issues à cette difficulté. Cette activité ayant été provoquée par une seule mesure, il semblait indispensable de confirmer en la précisant cette mesure sur le proton et de l'étendre au neutron.

2 La diffusion profondément inélastique

Il est naturel d'entreprendre l'étude de la structure des hadrons (particules en interaction forte), à l'aide de la sonde électromagnétique qui présente des avantages décisifs. Les leptons n'ont pas de structure, ce sont des particules ponctuelles qui ne risquent pas de se fragmenter. L'interaction électromagnétique avec le hadron procède par l'échange d'un photon qui est la particule la mieux décrite par la théorie. L'électrodynamique quantique (QED) est en effet le paradigme de toutes les théories. Enfin il a été établi expérimentalement que l'échange de 1 photon domine. Il en résulte un avantage important pour la description théorique qui peut factoriser le vertex QED. Il est important de noter que les caractéristiques du photon échangé (masse et polarisation) dépendent seulement des impulsions et des hélicités des leptons et non de leur nature.

Dans la diffusion inclusive de leptons, on détecte seulement le lepton diffusé à un angle θ , avec une énergie E' . Connaissant l'énergie E du lepton incident, le photon est caractérisé par les deux invariants Q^2 et ν :

$$Q^2 = -q^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad \nu = E - E' \quad (1)$$

(la masse du lepton étant négligée devant les énergies en jeu). La polarisation du photon virtuel possède une composante longitudinale en plus de la composante transverse des photons réels. La longueur d'onde du photon $\frac{1}{|\vec{q}|}$, où \vec{q} est l'impulsion du photon, définit la résolution spatiale, et l'inverse de l'énergie du photon $\frac{1}{\nu}$ la résolution temporelle avec lesquelles on explore la structure du hadron. Par exemple dans la diffusion élastique d'électrons à haut transfert d'impulsion sur le noyau, on obtient une image fine mais moyennée de la distribution de charge. Dans la diffusion profondément inélastique, on sélectionne les événements à haut transfert d'impulsion et grande énergie d'excitation afin d'obtenir une image fine et instantanée du nucléon. En réalisant de cette manière une expérience du type de celle de Rutherford, à une autre échelle, on a pu mettre en évidence la présence de constituants ponctuels, les partons, au sein du nucléon [1]. Les propriétés de ces partons les faisaient assimiler aux quarks qui avaient constitué une hypothèse particulièrement fructueuse pour la classification des hadrons.

Les propriétés de la diffusion profondément inélastique sont plus facilement mises en évidence à l'aide de la fonction d'onde du nucléon décrite dans un système dans lequel celui-ci a une impulsion P très élevée (repère de moment infini [5]). Les partons ont alors des impulsions $p_i = x_i P$, avec $0 \leq x_i \leq 1$ et $\sum x_i = 1$. Le nucléon peut être considéré comme une boîte contenant des partons libres, n'interagissant pas entre eux. En effet lorsque P devient très grand, la dilatation du temps entraîne que le taux d'interaction entre partons devient très petit, et négligeable devant la durée de l'interaction électromagnétique. La conservation de l'impulsion impose que l'absorption du photon (Q^2, ν) ait lieu sur un parton qui porte la fraction $x = \frac{Q^2}{2M\nu}$ de l'impulsion du nucléon. En sélectionnant la cinématique, on échantillonne donc des partons portant une fraction x connue de l'impulsion du nucléon.

3 Les fonctions de structure

La diffusion profondément inélastique [6] de leptons chargés procède essentiellement par l'échange d'un seul photon. La factorisation de la section efficace en un tenseur leptonique $L_{\mu\nu}$ multiplié par un tenseur hadronique $H^{\mu\nu}$ en résulte. L'expression du tenseur leptonique est complètement définie par QED et la nature élémentaire des électrons ou des muons :

$$L_{\mu\nu} = 2 \left(k'_\mu k_\nu + k'_\nu k_\mu - k' \cdot k g_{\mu\nu} \right) \quad (2)$$

où k_μ et k'_μ sont les quadri-vecteurs énergie-impulsion du lepton incident et diffusé, $g_{\mu\nu}$ le tenseur métrique et où l'on a moyenné sur les spins et négligé la masse du lepton.

Les nucléons n'étant pas des particules élémentaires, seule la forme la plus générale du tenseur hadronique est dictée par QED et par les principes d'invariance habituels. Notre ignorance est paramétrisée par W_1 et W_2 , fonctions réelles de Q^2 et ν , dont le comportement dépend de la structure interne des hadrons :

$$W_{\mu\nu} = W_1 \left[-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right] + \frac{W_2}{M^2} \left[p_\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\mu \right] \left[p_\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\nu \right] \quad (3)$$

où p_μ et q_μ sont respectivement les quadri-vecteurs énergie-impulsion du hadron cible et du photon virtuel échangé et où M est la masse du hadron cible. Les fonctions W_1 et W_2 sont appelées fonctions de structure. Finalement l'expression de la section efficace de diffusion inclusive (où seul le lepton diffusé est détecté) en fonction des variables du laboratoire vaut :

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega'} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left[W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (4)$$

La diffusion profondément inélastique a pour objet la mesure des fonctions de structure, dans le régime cinématique dit "de la limite de Bjorken", c'est-à-dire lorsque Q^2 et ν tendent vers l'infini tout en maintenant x constant. A cette limite, la diffusion a lieu sur les quarks du nucléon et les fonctions de structure s'expriment à partir des populations $q_i(x)$ des différentes saveurs i de quarks, pondérées par le carré de leurs charges électriques respectives :

$$\begin{aligned} MW_1(Q^2, \nu) &= F_1(x) = \frac{1}{2} \sum e_i^2 q_i(x) \\ \nu W_2(Q^2, \nu) &= F_2(x) = x \sum e_i^2 q_i(x) \end{aligned} \quad (5)$$

Dans cette notation $q_i(x)$ est la somme des populations de quarks et d'antiquarks de saveur i . Le couplage électromagnétique impose que, au premier ordre, seules les populations des partons chargés, les quarks, interviennent dans les fonctions de structures. A la limite de Bjorken, les fonctions de structure ne dépendent plus que de la seule variable x . Cette propriété appelé "scaling" [7] ou invariance d'échelle est la manifestation de la présence dans le nucléon de centres diffuseurs ponctuels. La relation de Callan-Gross $F_2(x) = 2xF_1(x)$ résulte de la valeur $\frac{1}{2}$ du spin des quarks.

Grace aux mesures combinées de diffusion profondément inélastique de leptons chargés et de neutrinos [6], sur le proton et le neutron, nous disposons aujourd'hui d'un ensemble de fonctions de distributions $q_i(x)$ qui nous donnent le comportement des partons dans le nucléon et nous permettent de tester le cadre théorique de la Chromodynamique Quantique. Ces résultats font l'objet du cours donné cette année par Gérard Smadja.

4 La diffusion profondément inélastique polarisée

Pour étudier les propriétés liées au moment angulaire intrinsèque du nucléon, le spin, il faut disposer à la fois de leptons et de nucléons polarisés. L'un ou l'autre ne donnent des informations que sur les propriétés générales d'invariance de l'interaction électromagnétique. Si on polarise les électrons ou muons incidents et que l'on utilise une cible de nucléons non polarisée, on peut mettre en évidence les effets de violation de la parité. Si on polarise la cible perpendiculairement au plan de diffusion et que les électrons ou muons ne sont pas polarisés, on met en évidence des effets éventuels de violation du renversement du temps. La nécessité d'avoir à la fois des leptons et des nucléons polarisés pour atteindre les observables de spin est liée à la valeur $\frac{1}{2}$ du spin des leptons et des nucléons.

L'utilisation de leptons polarisés longitudinalement permet de transférer une polarisation circulaire au photon virtuel (ce point est détaillé dans le cours donné par Hélène Fonvieille). La conservation de l'hélicité et du moment angulaire total dans la direction de l'impulsion, impose que l'hélicité du quark absorbant le photon soit antiparallèle à celle du photon. Par ce même argument, on démontre que les photons virtuels longitudinaux (dont la composante de spin dans la direction de l'impulsion est nulle) n'interagissent pas avec les quarks. Donc, en sélectionnant la cinématique et en choisissant la polarisation du photon virtuel, on échantillonne les quarks de fraction x et d'hélicité antiparallèle à celle du photon [8].

Lorsqu'on ne somme pas sur les polarisations, les tenseurs leptonique et hadronique définis au paragraphe précédent contiennent chacun un terme antisymétrique supplémentaire. De nouveau la partie leptonique est dictée par QED, alors que la nouvelle contribution hadronique introduit de nouvelles fonctions de structure (dont le nombre dépend du spin de la cible). Dans le cas du nucléon, de spin $\frac{1}{2}$, il y a 2 nouvelles fonctions de structure $G_1(Q^2, \nu)$ et $G_2(Q^2, \nu)$. L'expression des tenseurs antisymétriques est :

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu}^a &= -h \left[i \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k'^\rho k^\sigma \right] \\ W_{\mu\nu}^a &= i \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q^\rho \left[s^\sigma \left(M G_1 + \frac{p \cdot q}{M} G_2 \right) - \frac{s \cdot q}{M} p^\sigma G_2 \right] \end{aligned} \quad (6)$$

où $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ est le tenseur totalement antisymétrique, s_μ le quadrivecteur spin du nucléon et h l'hélicité du lepton incident. L'asymétrie dans la diffusion de leptons polarisés longitudinalement sur des nucléons polarisés longitudinalement vaut :

$$\begin{aligned} A(Q^2, \nu) &= \frac{d\sigma\left(\begin{smallmatrix} -\nu \\ -\nu \end{smallmatrix}\right) - d\sigma\left(\begin{smallmatrix} -\nu \\ +\nu \end{smallmatrix}\right)}{d\sigma\left(\begin{smallmatrix} -\nu \\ -\nu \end{smallmatrix}\right) + d\sigma\left(\begin{smallmatrix} -\nu \\ +\nu \end{smallmatrix}\right)} = D [A_1(Q^2, \nu) + \eta A_2(Q^2, \nu)] \\ A_1(Q^2, \nu) &= \frac{M\nu G_1 + q^2 G_2}{W_1} \\ A_2(Q^2, \nu) &= \sqrt{-q^2} \frac{M G_1 + \nu G_2}{W_1} \\ D &= \frac{1 - \frac{E'}{E}}{1 + \epsilon R} \\ \eta &= \frac{\epsilon \sqrt{-q^2}}{E - E' \epsilon} \end{aligned}$$

$$R = \left(1 - \frac{\nu^2}{q^2}\right) \frac{W_2}{W_1} - 1$$

$$\frac{1}{\epsilon} = 1 + 2 \left(1 - \frac{\nu^2}{q^2}\right) \tan^2 \frac{\theta}{2} \quad (7)$$

où W_1 et W_2 sont les fonctions de structure non polarisées introduites au paragraphe précédent.

De nouveau si l'on se place à la limite de Bjorken où la diffusion a lieu sur les quarks, les fonctions de structure G_1 et G_2 , comme W_1 et W_2 , vont tendre vers des fonctions de la seule variable x :

$$M^2 \nu G_1(Q^2, \nu) = g_1(x)$$

$$M \nu^2 G_2(Q^2, \nu) = g_2(x) \quad (8)$$

Dans le régime cinématique de la diffusion profondément inélastique sur des nucléons polarisés longitudinalement, où l'on peut considérer que s_μ tend vers $\frac{p_\mu}{M}$, la contribution de G_2 aux sections efficaces s'annule et il ne reste qu'une seule fonction de structure G_1 , ce qui simplifie l'expression de A_1 et A_2 . De plus, à la limite de Bjorken (Q^2 et ν tendant vers l'infini avec $Q^2/2M\nu$ fini), il est clair que η tend vers 0. Comme on peut aussi montrer que $|A_2| \leq \sqrt{R}$ tend aussi vers 0 à la limite de Bjorken, l'expression finale de l'asymétrie est :

$$A(Q^2, \nu) = DA_1 \rightarrow D \frac{g_1(x)}{F_1(x)} \quad (9)$$

L'absorption de photons longitudinaux par des partons chargés de spin $\frac{1}{2}$ étant impossible, on se cantonne à la description de l'absorption de photons transverses polarisés circulairement par des nucléons polarisés longitudinalement. Pour le système (photon transverse - nucléon) il n'y a que deux configurations relatives de spin, parallèle ou antiparallèle, auxquelles correspondent les deux sections efficaces $\sigma^{1/2}$ et $\sigma^{3/2}$. Comme le quark absorbant le photon doit avoir une hélicité antiparallèle à celle du photon, $\sigma^{1/2}$ mesure la population de quarks d'hélicité alignée avec celle du nucléon et $\sigma^{3/2}$ mesure la population de quarks d'hélicité anti-alignée avec celle du nucléon. On a donc :

$$\sigma^{\frac{1}{2}} \propto \gamma^\dagger N^\dagger \propto \sum e_i^2 q_i^\dagger(x)$$

$$\sigma^{\frac{3}{2}} \propto \gamma^\dagger N^\dagger \propto \sum e_i^2 q_i^{\downarrow}(x) \quad (10)$$

$\sigma^{1/2}$ et $\sigma^{3/2}$ se calculent comme $\frac{d\sigma}{dE' d\Omega'}$ à partir du tenseur $W_{\mu\nu}$ et, en fonction de $g_1(x)$ et $F_1(x)$, on obtient :

$$\frac{\sigma^{\frac{1}{2}} - \sigma^{\frac{3}{2}}}{\sigma^{\frac{1}{2}} + \sigma^{\frac{3}{2}}} = A_1(Q^2, \nu) = A_1(x) = \frac{g_1(x)}{F_1(x)} = \frac{\frac{1}{2} \sum e_i^2 [q_i^\dagger(x) - q_i^{\downarrow}(x)]}{\frac{1}{2} \sum e_i^2 [q_i^\dagger(x) + q_i^{\downarrow}(x)]} \quad (11)$$

Cette expression montre que A_1 est l'asymétrie d'absorption de photons virtuels polarisés circulairement par des nucléons de polarisation longitudinale (on en déduit

que $|A_1| \leq 1$). C'est donc A_1 qui a une interprétation simple dans le modèle des partons et c'est pourquoi dans l'expression de A (eqs. (7)) on factorise le terme D . Ce terme D , dit facteur de dépolariation, et qui varie entre 0 et 1, résulte du fait que ce sont les leptons et les nucléons dont les polarisations sont parallèles ou antiparallèles et non celles des photons virtuels et des nucléons.

A la limite de Bjorken la fonction de structure $g_1(x)$ s'exprime donc en fonction des différences $\Delta q_i(x)$ des populations de quarks de saveur i et dont l'hélicité est parallèle ou antiparallèle à celle du nucléon parent :

$$\begin{aligned} g_1(x) &= \frac{1}{2} \sum e_i^2 \Delta q_i(x) \\ \Delta q(x) &= q^\uparrow(x) - q^\downarrow(x) \end{aligned} \quad (12)$$

Le but de la diffusion profondément inélastique polarisée est la mesure des fonctions de structure $g_1(x)$ et $g_2(x)$. La mesure de $g_1(x)$ met en jeu des nucléons polarisés longitudinalement, alors que celle de $g_2(x)$ nécessite des nucléons polarisés perpendiculairement aux leptons. Dans la suite de ce cours, seul le cas des nucléons polarisés longitudinalement, donc seule la mesure de $g_1(x)$ est considérée.

5 La structure en spin du nucléon

Dans le modèle le plus simple, les hadrons sont constitués de quarks qui se distinguent par leur saveur u, d, s, \dots , et qui portent une charge d'interaction forte, la couleur. La fonction d'onde du hadron constitué par ces fermions, doit être selon le principe de Pauli complètement antisymétrique dans l'échange de deux quarks. Il est établi que tous les hadrons sont dans un état singlet (donc antisymétrique) de couleur, il en résulte que la fonction d'onde d'espace, de spin et de saveur doit être complètement symétrique. Pour construire la fonction d'onde d'un proton constitué de 3 quarks uud dans une onde s , et dont la projection de spin est $\frac{1}{2}$, on peut partir d'un système ud $S=S_z=0$ qui est antisymétrique de spin. Si on antisymétrise dans l'échange de la saveur, on obtient une fonction d'onde complètement symétrique. Il suffit alors de symétriser par rapport au second quark u d'hélicité $\frac{1}{2}$. On en déduit les populations des différents quarks. La fonction d'onde du neutron se déduit par la symétrie d'isospin c'est-à-dire par le changement des quarks u en quarks d et inversement. Dans ce modèle simple on a les valeurs suivantes des populations moyennes de quarks (intégrées sur x) :

$$\begin{aligned} u^\uparrow &= \frac{5}{3} & u^\downarrow &= \frac{1}{3} & u &= 2 & \Delta u &= \frac{4}{3} \\ d^\uparrow &= \frac{1}{3} & d^\downarrow &= \frac{2}{3} & d &= 1 & \Delta d &= -\frac{1}{3} \\ s^\uparrow &= 0 & s^\downarrow &= 0 & s &= 0 & \Delta s &= 0 \end{aligned}$$

avec $q = \int q(x) dx = (u, d, s, \dots)$

$$\Delta q = \int \Delta q(x) dx = (\Delta u, \Delta d, \Delta s, \dots) \quad (13)$$

Le spin du nucléon doit être la somme des spins et des moments angulaires de ses constituents internes. Dans le cas général on a donc :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2} \sum \Delta q_i + \Delta G + \langle L_z \rangle \quad (14)$$

où Δq_i est l'excès moyen de quarks de saveur i d'hélicité parallèle à celle du nucléon par rapport à ceux d'hélicité antiparallèle, ΔG le terme analogue pour les gluons et $\langle L_z \rangle$ la valeur moyenne de la somme des moments angulaires orbitaux de tous les partons. Dans le modèle simple décrit précédemment, il n'y a ni gluons ni mouvement orbital, et tout le spin est porté par les quarks u et d : $\Delta u + \Delta d = 1$.

Les expériences de diffusion profondément inélastique polarisée mesurent $g_1(x)$, donc une combinaison linéaire (eqs. (12)) des quantités $\Delta q_i(x)$ pour le proton ou le neutron. Après intégration sur x , on obtient les quantités Γ_p ou Γ_n :

$$\begin{aligned} \Gamma_p &= \int g_1^p(x) dx = \frac{1}{2} \left[\frac{4}{9} \Delta u + \frac{1}{9} \Delta d + \frac{1}{9} \Delta s \right] \\ \Gamma_n &= \int g_1^n(x) dx = \frac{1}{2} \left[\frac{4}{9} \Delta d + \frac{1}{9} \Delta u + \frac{1}{9} \Delta s \right] \end{aligned} \quad (15)$$

où les quantités Δq se rapporte au proton et où l'on a considéré que proton et neutron forment un doublet d'isospin.

Les désintégrations faibles semi-leptoniques des baryons de l'octet $\frac{1}{2}^+$ mesurent des éléments de matrice de transition dépendant du spin entre des états qui peuvent être reliés au proton ou au neutron par des hypothèses de symétrie plus ou moins fortes : SU_2 isospin, SU_3 saveur. Ces désintégrations faibles fournissent 2 autres combinaisons linéaires indépendantes.

La désintégration β du neutron fournit la première : on se sert de la symétrie d'isospin pour exploiter la valeur du rapport des facteurs de forme faibles axial et vectoriel $\frac{g_A}{g_V}$. Cette quantité est le rapport des amplitudes de renversement de spin (Gamow-Teller) et de non renversement du spin (Fermi). On obtient alors :

$$\Delta u - \Delta d = \frac{g_A}{g_V} \quad (16)$$

Pour les désintégrations semi-leptoniques des hyperons on utilise la symétrie SU_3 de saveur. Deux paramètres suffisent à décrire tous les rapports $\frac{g_A}{g_V}$ de l'octet des baryons $\frac{1}{2}^+$, traditionnellement notés F et D . On obtient alors une nouvelle combinaison linéaire :

$$\Delta u + \Delta d - 2\Delta s = 3F - D \quad (17)$$

L'ensemble des équations (15), (16) et (17) forment un système à 3 inconnues qu'il est possible de résoudre en Δu , Δd et Δs (la diffusion profondément inélastique sur le nucléon fournissant l'équation qui manquait aux désintégrations faibles). Ce système d'équations, répétons-le, suppose la validité des hypothèses de symétrie SU_2 et SU_3 . Les mesures existantes de diffusions profondément inélastiques polarisées sur le proton [1, 3] ainsi que celles des désintégrations semi-leptoniques [9] conduisent à :

$$\begin{aligned} \Delta u &= +0.78 \pm 0.08 \\ \Delta d &= -0.47 \pm 0.08 \\ \Delta s &= -0.19 \pm 0.08 \\ \Sigma &= \Delta u + \Delta d + \Delta s = 0.12 \pm 0.24 \end{aligned} \quad (18)$$

Σ représente l'excès moyen de quarks d'hélicité alignée (par rapport aux quarks d'hélicité anti-alignée) avec l'hélicité du proton parent. Il s'agit donc du nombre qui, multiplié par $\frac{1}{2}$ (spin des quarks), donne la contribution moyenne des quarks au spin du proton. La faible valeur de Σ semble indiquer que la direction du spin du proton n'est pas due aux quarks. Ces derniers ne fixent que la valeur demi-entière du spin du nucléon mais pas sa direction : ce résultat inattendu est connu sous le nom de "crise du spin".

C'est ce résultat qui a stimulé une intense activité théorique, dont le détail sortirait du cadre de ce cours. L'étude précise du tenseur hadronique antisymétrique a révélé l'importance de l'anomalie triangulaire pour le courant axial singlet de saveur [10] : même lorsque $Q^2 \rightarrow \infty$, cette anomalie induit une contribution finie proportionnelle à la polarisation ΔG des gluons dans le nucléon, qui modifie l'interprétation de $g_1(x)$ selon :

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum e_i^2 \Delta q'_i(x)$$

$$\Delta q'_i(x) = \Delta q_i(x) - \frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta G(x) \quad (19)$$

Cet effet de l'anomalie s'annule pour les désintégrations faibles et ne modifie que la combinaison linéaire obtenue par la diffusion profondément inélastique, où Δq doit être remplacé par $\Delta q'$. Le prix à payer est que maintenant le système de 3 équations (15), (16) et (17) comporte 4 inconnues : Δu , Δd , Δs et ΔG . La mesure ou une estimation théorique de ΔG est donc nécessaire pour extraire le contenu en spin du nucléon, mais la porte reste ainsi ouverte pour l'explication de la "crise du spin" : toute mesure de ΔG est d'une importance capitale pour la compréhension de la structure en spin du nucléon.

6 La règle de somme de Bjorken

Il n'existe pas de prédictions théoriques pour ni pour ΔG ni pour Σ , qui nous permettent de tester les résultats expérimentaux. Par contre la différence $\Gamma_p - \Gamma_n$ (voir eqs. (15) et (16)) ne s'exprime qu'en fonction du rapport $\frac{g_A}{g_V}$:

$$\Gamma_p - \Gamma_n = \int [g_1^p(x) - g_1^n(x)] dx = \frac{1}{6} [\Delta u - \Delta d] = \frac{1}{6} \frac{g_A}{g_V} \quad (20)$$

Cette prédiction, dite "règle de somme de Bjorken", a été établie dès 1966 par Bjorken [11] en utilisant l'algèbre des courants du modèle des quarks naïfs. Aujourd'hui, elle est également une conséquence rigoureuse de QCD [12], qui la précise au premier ordre en α_s selon :

$$\Gamma_p - \Gamma_n = \int [g_1^p(x) - g_1^n(x)] dx = \frac{1}{6} \frac{g_A}{g_V} \left[1 - \frac{\alpha_s}{\pi} \right] \quad (21)$$

Les contributions des ΔG provenant de l'anomalie axiale s'annulent et la vérification de la règle de somme de Bjorken est donc un test crucial du cadre théorique présent. Sa violation pourrait remettre en cause notre compréhension actuelle basée sur QCD et rendrait caduque toute la discussion antérieure qui a conduit à Σ et à la "crise du spin".

La vérification expérimentale de la règle de somme de Bjorken demande la mesure de Γ_p et de Γ_n , donc les mesures à la fois du proton et du neutron. Cette vérification est l'une des motivations essentielles de la nouvelle génération de mesures en cours aujourd'hui.

7 Le détecteur et le polarimètre de l'expérience SMC

Ce paragraphe et le suivant décrivent très brièvement quelques points importants du dispositif expérimental de l'expérience SMC. Il serait hors sujet de rentrer ici dans une discussion détaillée de l'appareillage : ce serait le sujet d'un cours en soi. De même, la prise de données étant actuellement en cours, il est bien trop tôt pour donner quelque résultat que ce soit. Signalons seulement que depuis le début de l'expérience nous avons acquis 30% de la statistique voulue sur le neutron, qu'en 1993 nous espérons acquérir toute la statistique du proton, et si tout va bien, augmenter celle du neutron. En 1994 nous devrions terminer les prises de données sur le neutron.

L'expérience SMC (Spin Muon Collaboration) se déroule au CERN et utilise le faisceau secondaire de muons (positifs) du SPS, à des énergies de 100 et 200 GeV. Ces muons sont naturellement polarisés par la désintégration en vol de pions (et de kaons). L'intensité utilisée est de 4×10^7 muons par impulsions de 2 secondes toutes les 14 secondes. Environ 80% de ce faisceau traverse la cible de nucléons polarisés. L'impulsion des muons incidents est mesurée, muon à muon, par la déviation magnétique de l'un des derniers aimants de la ligne de faisceau en amont de la cible. L'impulsion des muons diffusés dans la cible est mesurée par un spectromètre magnétique. Un ensemble de détecteurs (scintillateurs, chambres à fils) permet de déterminer les paramètres géométriques et temporels des trajectoires. Le muon diffusé est identifié comme étant la seule particule pouvant traverser un absorbeur de fer de 2m d'épaisseur. Une description plus détaillée de ce dispositif peut être trouvée dans [13].

Une des incertitudes les plus importantes des mesures antérieures est la connaissance de la polarisation des muons incidents (environ -80%). C'est pourquoi le dispositif expérimental de SMC comprend aussi un polarimètre à muons situé en aval du détecteur de diffusion profondément inélastique. Le but de ce polarimètre est la mesure de la polarisation du faisceau avec une précision statistique meilleure que 5% en moins de 10 heures, et avec une incertitude systématique inférieure ou de l'ordre de 3%. Deux méthodes sont utilisées pour mesurer la polarisation du faisceau. La première est basée sur la forme de la distribution en énergie des positrons de désintégration des μ^+ , forme qui est fonction de la polarisation du muon qui se désintègre. La seconde méthode est la mesure de l'asymétrie dans la diffusion des muons sur des électrons polarisés parallèlement puis antiparallèlement au faisceau, asymétrie proportionnelle à la polarisation longitudinale du faisceau.

8 La cible polarisée de l'expérience SMC

La cible de nucléons polarisés [13, 14] est certainement le dispositif le plus délicat de l'expérience. Elle doit être à la fois suffisamment épaisse pour que le nombre de diffusions soit celui qui est requis par la précision visée et contenir suffisamment de

protons ou de neutrons polarisés pour que les asymétries soient visibles. Compte tenu du flux de muons utilisé (voir paragraphe précédent), la cible est composée de 2 cellules de matériau polarisable ayant chacune 40 cm de long et 5 cm de diamètre. Le matériau polarisable utilisé est du butanol ou du butanol deutéré, dopé à faible concentration par un complexe de chrome qui intervient dans le processus de polarisation. Cette cible a été utilisée en 1991 et en 1992 avec du butanol deutéré et la polarisation obtenue pour les deutons est meilleure que 40%. Les 2 cellules sont polarisées en sens inverse, ce qui permet une mesure simultanée des deux directions de spin, permettant de réduire considérablement d'éventuels effets systématiques liés à l'intensité du faisceau et à l'acceptance du détecteur.

La cible est polarisée sur le principe de la polarisation nucléaire dynamique imaginé par A. Abragam [15]. Considérons un système comportant un mélange de spins nucléaires et de spins électroniques dans un champ magnétique élevé et à une température basse. A l'équilibre thermique, la polarisation des spins électroniques est bien supérieure à celle des spins nucléaires car les moments magnétiques correspondants sont dans le rapport inverse des masses. Les systèmes de spins nucléaires et électroniques ne sont pas complètement déconnectés, ils sont couplés par une interaction. Il lui correspond un diagramme de niveaux d'énergie où chaque état nucléaire possède deux sous-niveaux électroniques remplis selon la polarisation des électrons. On applique alors à l'échantillon un champ électromagnétique oscillant dont la fréquence est adaptée sur une transition provoquant le renversement des deux spins. La relaxation du spin électronique qui est très rapide ramène le spin électronique dans la direction initiale, tandis que la relaxation du spin nucléaire est trop lente pour modifier la direction du spin nucléaire. Le spin électronique est alors prêt à renverser un nouveau spin nucléaire. Le processus se poursuit théoriquement jusqu'à ce que la polarisation nucléaire soit égale à la polarisation électronique. Dans la réalité on n'atteint pas cette limite, mais on arrive à obtenir des polarisations nucléaires significatives (80% pour les protons du butanol et 40% pour les deutons du butanol deutéré). Dans le mode de fonctionnement en spin gelé, on profite du très long temps de relaxation des spins nucléaires à basse température. Lorsque la température est de l'ordre de 50 mK, un champ magnétique d'environ 2.5 T sans qualité d'homogénéité particulière est suffisant pour maintenir sur une semaine la polarisation nucléaire. De plus, si l'on fait tourner la direction de ce champ de maintien, la polarisation nucléaire suit la direction du champ magnétique, ce qui permet un renversement du sens des spins en un temps bien inférieur (30 min.) à celui que demande une dépolarisation et une repolarisation en sens opposé.

La connaissance de la polarisation de la cible est bien entendu un ingrédient majeur de l'expérience, car les asymétries mesurées lui sont proportionnelles. Un progrès significatif dans ce domaine a été accompli par SMC pour la mesure de la polarisation des deutons. La polarisation est mesurée par des bobines placées au sein du matériau polarisable et qui absorbent une puissance radio-fréquence (RF) extérieure : si un champ RF, appliqué à la cible, est en résonance avec les transitions $spin \uparrow \rightleftharpoons spin \downarrow$, il stimulera la transition. Si ce champ est appliqué sur un échantillon non polarisé, il y aura autant d'émission que d'absorption stimulées, et la valeur mesurée par les bobines sera la même que celle appliquée. Par contre s'il existe une polarisation positive elle absorbera une partie du signal RF, alors qu'une polarisation négative émettra un excès de signal RF. La diminution ou l'augmentation du signal RF

mesuré dans les bobines par rapport au signal appliqué est donc une mesure de la polarisation de la cible. Cette méthode n'est fiable que s'il est possible de la calibrer sur un état de polarisation connue. Ceci peut être théoriquement réalisé à l'aide de la très faible polarisation naturelle qui existe lorsque le système est à l'équilibre thermique (TE) dans de l'hélium-4 superfluide : à 1K et pour un champ magnétique de 2.5 T cette polarisation TE vaut environ 0.25% pour les protons et 0.05% les deutons. Pratiquement ce signal n'était jusqu'à présent utilisable que pour le proton. Pour les deutons de la cible de l'expérience SMC, le très faible signal TE a pu être extrait du bruit de fond et mesuré précisément : il fournit donc la calibration de la mesure de la polarisation. Pour la cible de butanol deutéré on a ainsi pu mesurer la polarisation avec une précision relative meilleure que 5% : les polarisations obtenues excèdent $\pm 40\%$ selon la demi-cible considérée. Cette valeur et sa précision représentent un progrès expérimental notoire compte-tenu de la taille de la cible SMC.

9 Conclusion

L'interprétation des résultats existants sur la fonction de structure en spin du proton ne repose que sur les mesures SLAC-EMC, et pour la partie à petit x seulement sur EMC. De nouvelles données sont donc attendues avec impatience, qui confirmeront ou infirmeront les conclusions inattendues qu'on en tire actuellement. En particulier la vérification du résultat EMC sur le proton, avec une précision accrue, et la mesure de la fonction de structure en spin du neutron, qui permettra de tester la règle de somme fondamentale de Bjorken, devraient apporter la clarification encore attendue.

Les premiers résultats de SMC sur le neutron devraient être analysés pour le printemps 1993, date à laquelle on devrait aussi connaître les premiers résultats de E142, mesure analogue réalisée au SLAC. Seul un bon accord de ces deux mesures de diffusion profondément inélastique polarisée sur le neutron, obtenues par des techniques et des appareillages différents (SMC : butanol deutéré et muons polarisés; SLAC : helium-3 et électrons polarisés) permettra de décider sur la surprise qu'est l'actuelle "crise du spin" : la contribution moyenne du spin des quarks au spin du nucléon étant très faible, la part des gluons et de des mouvements orbitaux ne doit plus être négligée dans la description du nucléon. Nous verrons alors si le spin n'est que "l'inutile complication" prédite par certains, ou s'il nous permet d'approfondir notre connaissance de la structure interne du nucléon.

Références

- [1] R. E. Taylor, H. W. Kendal et J.I. Friedman, *Rev. Mod. Phys.* **63** (1991) 573, 597, 615.
- [2] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* **8** (1964) 214.
G. Zweig, *CERN Preprints TH 401* (1964) 412 (non publié).
- [3] J. Ashman, *et al.*, *Phys. Lett.* **B206** (1988) 1167.
J. Ashman, *et al.*, *Nucl. Phys.* **B328** (1989) 1.
- [4] J. Alguard, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 1261.
G. Baum, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 1135.
- [5] J. Kogut et L. Susskind, *Physics Reports* **8** (1973) 75.
- [6] On peut sur ce sujet consulter par exemple :
F. Halzen et A. D. Martin, *Quarks and Leptons*, édité par John Wiley & Sons (1984).
T. Sloan, G. Smadja et R. Voss, *Physics Reports* **162** (1988) 45.
- [7] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.* **179** (1969) 1547.
R. P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 1415.
- [8] V. W. Hughes et J. Kuti, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **33** (1983) 611.
On peut aussi consulter par exemple :
F. E. Close, *An Introduction to Quarks and Leptons*, édité par Academic Press (1979).
E. Leader et E. Predazzi, *Gauge Theories and the New Physics*, édité par Cambridge Univ. Press (1985).
- [9] M. Bourquin, *et al.*, *Z. Phys.* **C21** (1983) 27.
- [10] G. Altarelli et G. G. Ross, *Phys. Lett.* **B212** (1988) 391.
R. D. Carlitz, J. C. Collins et A. H. Mueller, *Phys. Lett.* **214B** (1988) 229.
- [11] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.* **148** (1966) 1467.
J. D. Bjorken, *Phys. Rev.* **D1** (1970) 1376
- [12] On trouvera une discussion détaillée de ce sujet dans :
A. V. Manohar, *An Introduction to Spin Dependent Deep Inelastic Scattering, Proceedings of the Seventh Lake Louise Winter Institute*, édité par World Scientific (1992) 1.
- [13] G. K. Mallot, *Nucl. Phys.* **A543** (1992) 349.
- [14] S. C. Brown, *et al.*, *Proc. 4th International Workshop on Polarized Target Materials and Techniques*, Bonn, (1984) 102, édité par W. Meyer.
L. Klostermann, *Proceedings of the Seventh Lake Louise Winter Institute*, édité par World Scientific (1992) 397.
- [15] A. Abragam et M. Goldman, *Rep. Prog. Phys.* **41** (1978) 395.

LA CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE

J.P. BLAIZOT*

Service de Physique Théorique[†],
Centre d'Etudes de Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette cedex

Ce cours est une introduction élémentaire aux concepts de la chromodynamique quantique, sans doute plus proche d'un article de "vulgarisation" que d'une présentation "technique" de méthodes de calcul. Il existe de nombreux articles de revues ou de livres sur le sujet. Quelques uns sont mentionnés dans la bibliographie à laquelle nous renvoyons le lecteur soucieux d'approfondir les questions discutées ici.

La chromodynamique quantique est la théorie des *interactions fortes*, c'est-à-dire la théorie des interactions entre les *hadrons*, ou à un niveau plus fondamental des interactions entre les *constituants* de ces hadrons que sont les *quarks* et les *gluons*. Le préfixe "chromo" fait référence à la symétrie de couleur, une "symétrie de jauge non abélienne" sur laquelle est basée la théorie.

La chromodynamique quantique présente de grandes similarités avec l'électrodynamique quantique. Le *gluon* de la chromodynamique est l'analogue du *photon* de l'électrodynamique; il joue le rôle de *médiateur* de l'interaction forte entre les *quarks* de même que le photon est le médiateur de l'interaction entre deux électrons. Cependant, à la différence des photons, les gluons interagissent fortement entre eux, et ceci a plusieurs conséquences importantes.

La première de ces conséquences est le phénomène de *liberté asymptotique*, à savoir que l'interaction "forte" s'annule à très courte distance. Les autres conséquences font intervenir la structure non triviale du vide, et se rapportent par exemple au phénomène de *confinement* ou à la *brisure spontanée de la symétrie chirale*. Cette structure non triviale du vide est révélée par l'existence (attendue) d'une transition de phase à haute température ou/et haute densité où la symétrie chirale est restaurée et où le confinement disparaît. C'est ce que l'on espère mettre en évidence dans les collisions de noyaux lourds à très haute énergie.

Le plan de ce cours est le suivant. Dans la première partie, nous parlerons des constituants des hadrons. Après une revue rapide du modèle des quarks pour introduire la notion de *symétrie de couleur*, nous discuterons les caractéristiques de l'interaction qui

* CNRS

† Laboratoire de la Direction des Sciences de la Matière du Commissariat à l'Energie Atomique

résulte de l'échange d'un gluon. Dans la deuxième partie, nous discuterons en détail l'invariance de jauge de l'électrodynamique et ses conséquences en mécanique quantique. Nous montrerons comment on construit la chromodynamique quantique, par analogie avec l'électrodynamique, en s'appuyant sur le principe de symétrie de jauge. Dans la troisième partie, nous expliquerons la notion de charge effective, ou de constante de couplage effective, et pourquoi elle dépend de l'échelle d'énergie ou de distance à laquelle cette charge est mesurée. A nouveau, nous procéderons par analogie avec l'électrodynamique, et commencerons par rappeler les notions d'effet d'écran dans un diélectrique, pour ensuite aborder la notion de liberté asymptotique. Enfin nous dirons quelques mots des propriétés non perturbatives de la chromodynamique, i.e. du confinement, de la symétrie chirale, des condensats de quarks, et des possibilités expérimentales permettant de mettre en évidence des changements dramatiques dans ces propriétés (e.g. transition de déconfinement).

I. LE MODELE DES QUARKS

I-1. Les hadrons sont des objets composites

Les hadrons sont des objets composites. Il suffit pour s'en convaincre de regarder les spectres des hadrons. Les baryons ou les mésons se groupent naturellement en "familles" d'états de divers moments angulaires *demi-entiers*, qui ne sont pas sans rappeler les spectres des états excités d'atomes, de molécules, ou encore de noyaux atomiques. Ces familles sont caractérisées par divers nombres quantiques associés à des grandeurs conservées dans les collisions entre les hadrons. Parmi ces nombres quantiques, on trouve l'isospin. Par exemple le neutron et le proton forment un doublet d'isospin, le neutron ayant isospin (ou plus précisément sa projection I_3) valant $-1/2$, le proton ayant isospin $+1/2$. Il existe aussi des familles d'isospin $3/2$, les résonances "Delta". Un autre nombre quantique est l'étrangeté, un nombre quantique additif, qui vaut par exemple -1 pour la particule Λ , -2 pour les Ξ , -3 pour les Ω . Enfin mentionnons également le charme, qui est nul pour les particules dont nous venons de parler, mais qui vaut $+1$ pour le Λ_c par exemple.

Ces divers nombres quantiques, à savoir la troisième composante I_3 de l'isospin, l'étrangeté S , le charme C et le nombre baryonique B sont reliés à la charge électrique Q par la relation $Q = I_3 + \frac{1}{2}Y$ où l'hypercharge Y est $Y = B + S + C$.

Cette relation, qu'il est facile de vérifier explicitement sur une table des propriétés des baryons, est satisfaite également par les mésons (pour lesquels $B = 0$). Les mésons se groupent aussi en familles d'états de moments angulaires *entiers*, ayant des nombres quantiques d'isospin, d'étrangeté, de charme... Par exemple, les 3 pions π_+ , π_0 , π_- forment un triplet d'isospin, le η est un singulet d'isospin, les kaons ont étrangeté ± 1 , etc... Les mésons faisant intervenir le nombre quantique de charme sont des *mésons lourds*, comme le J/Ψ (qui a charme nul), le méson D qui a charme $+1$ et le \bar{D} qui a charme -1 .

Ces différentes familles peuvent être disposées dans des diagrammes où l'on porte en ordonnée l'hypercharge Y de la particule et en abscisse la troisième composante de son isospin, I_3 . Quelques exemples sont donnés dans la Figure 1. La quasi dégénérescence

son isospin, I_3 . Quelques exemples sont donnés dans la Figure 1. La quasi dégénérescence de masse des différentes particules de chaque famille suggère fortement l'existence d'une symétrie sous-jacente. Il s'agit de la *symétrie SU(3) de saveur*, qui est en fait à l'origine de la découverte des quarks. Ces quarks ont des nombres quantiques qui sont rappelés dans la Table 1 et leur "famille" est représentée dans les diagrammes de la Figure 2. Nous n'entrerons pas dans le détail de la discussion mathématique que nous pourrions avoir à ce niveau pour comprendre comment les régularités observées dans les spectres des particules suggèrent l'existence d'entités plus fondamentales dont ces particules sont constituées. Nous nous contenterons de rappeler que tous les hadrons connus peuvent être "construits" à l'aide des quarks. Comme un quark a une charge baryonique $1/3$, il faut trois quarks pour faire un baryon. Par exemple le neutron contient deux quarks d et un quark u , ce que nous écrivons plus rapidement $n = udd$, alors que le proton est $p = uud$, ou encore $\Lambda = uds$. Mentionnons également la structure en quarks de trois baryons qui vont jouer un rôle plus loin dans la discussion, et qui sont $\Delta^- = ddd$, $\Delta^{++} = uuu$ et $\Omega^- = sss$. Les mésons quant à eux sont formés d'un quark et d'un antiquark (les nombres quantiques additifs d'un antiquark sont opposés à ceux du quark correspondant). Ainsi, par exemple, $\pi^- = \bar{u}d$, $\pi^+ = u\bar{d}$, $K^- = s\bar{u}$, etc...

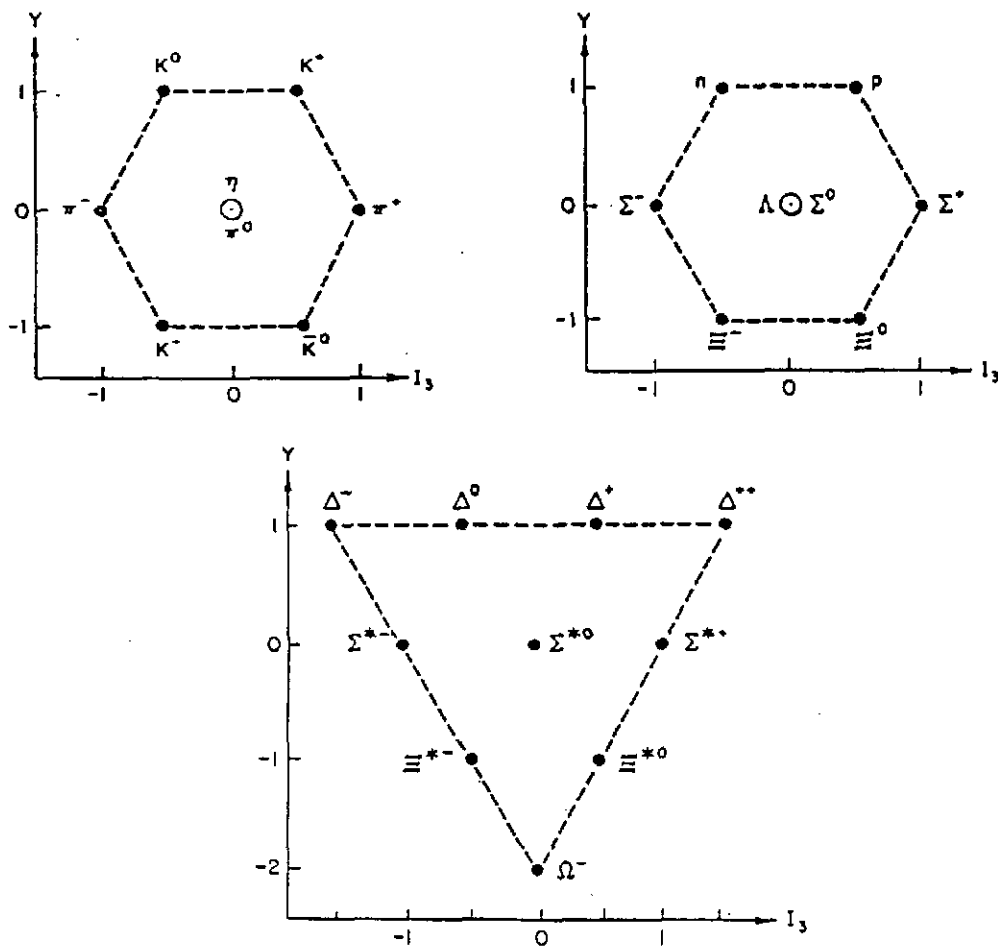


Figure 1

Nous terminerons cette discussion de la nature composite des hadrons en rappelant l'analogie profonde qui existe entre le spectre des mésons lourds, comme le J/Ψ , et le spectre du positronium. Cette analogie traduit la structure particulièrement simple de ces mésons lourds: un quark et un antiquark lourds dont le mouvement relatif est décrit en première approximation par une équation de Schrödinger faisant intervenir un potentiel d'interaction fonction de la séparation quark-antiquark. Il s'agit là d'une "évidence" de la présence des quarks au sein des hadrons, plus directe que celle fournie par la classification $SU(3)$, à laquelle d'ailleurs les mésons lourds n'appartiennent pas.

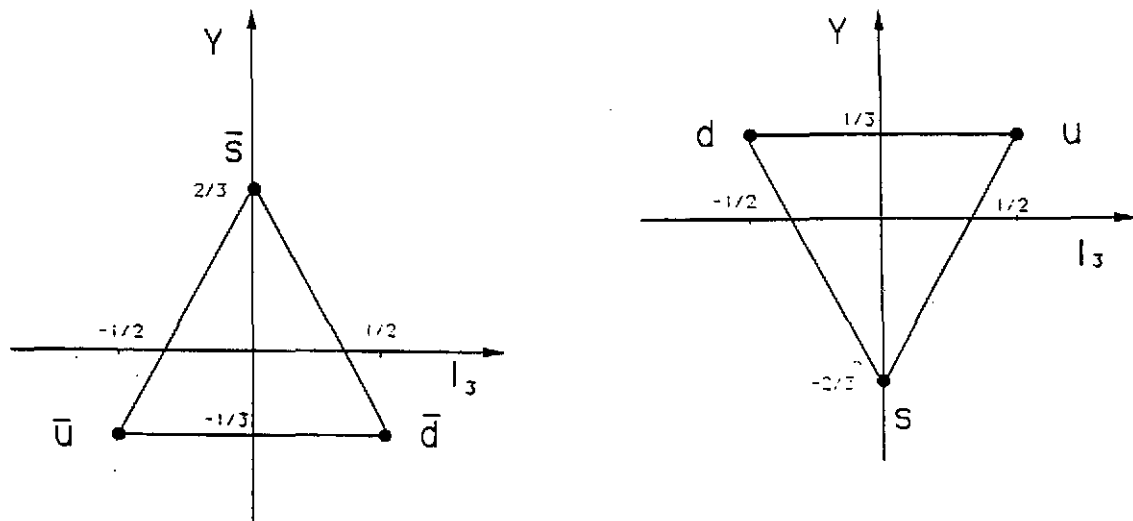


Figure 2

Nom du quark	B	Q	I_3	s	c	b	t
u	1/3	2/3	1/2	0	0	0	0
d	1/3	-1/3	-1/2	0	0	0	0
s	1/3	-1/3	0	-1	0	0	0
c	1/3	2/3	0	0	+1	0	0
b	1/3	-1/3	0	0	0	-1	0
t	1/3	2/3	0	0	0	0	+1

Table 1

I-2. La symétrie de couleur

Dans le cadre du modèle des quarks, l'état quantique d'un hadron est le produit (tensoriel) de plusieurs facteurs, associés respectivement aux variables dynamiques décrivant le mouvement relatif des quarks dans le hadron en question, aux variables de spin, et de saveur (isospin, étrangeté, charme). Par exemple nous écrirons pour le pion:

$$|\pi^+\rangle = |\text{saveur}\rangle \otimes |\text{spin}\rangle \otimes |\text{orbital}\rangle \quad (1.1)$$

où $|\text{savoir}\rangle = |u\bar{d}\rangle$, $|\text{spin}\rangle = |s = 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle)$, et $|\text{orbital}\rangle$ est associé à une fonction d'onde décrivant le mouvement relatif des quarks u et \bar{d} . De même

$$|\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle) \otimes |s = 0\rangle \otimes |\text{orbital}\rangle \quad (1.2)$$

Les baryons sont des systèmes à trois quarks et donc plus compliqués. Il existe cependant trois baryons dont la structure est simple, ce sont le Δ^- ($S = 0, Q = -1, J = 3/2$), le Δ^{++} ($S = 0, Q = 2, J = 3/2$) et le Ω^- ($S = -3, Q = -1, J = 3/2$). Ces trois baryons sont en effet composés chacun de trois quarks identiques. Considérons par exemple le Ω^- . Il est composé de trois quarks s . Par ailleurs, c'est une particule de spin $3/2$, et donc il existe un état particulier où les spins des 3 quarks sont alignés, dans l'état $J_Z = 3/2$ par exemple. Dans cet état, on peut donc écrire:

$$|\Omega^-(J_Z = 3/2)\rangle = |sss\rangle \otimes |\uparrow\uparrow\uparrow\rangle \otimes |\text{orbital}\rangle \quad (1.3)$$

L'état $|\text{orbital}\rangle$ est associé à une fonction d'onde $\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3)$, solution d'une équation d'onde. Or de façon générale, la solution d'énergie minimale d'une telle équation ne s'annule pas; elle ne peut donc être antisymétrique. Il en résulte que l'état du Ω^- ci-dessus ne peut être antisymétrique dans l'échange de deux quelconques des quarks, ce qui constitue une violation inacceptable du principe de Pauli.

On sauve la situation en attribuant aux quarks un nouveau nombre quantique, la *couleur*, chaque quark pouvant alors exister dans trois états de couleurs distinctes, $|a\rangle$, $|b\rangle$ et $|c\rangle$. Il convient dans ces conditions d'ajouter un quatrième facteur dans l'écriture des états hadroniques en terme de quarks:

$$|\text{hadron}\rangle = |\text{couleur}\rangle \otimes |\text{savoir}\rangle \otimes |\text{spin}\rangle \otimes |\text{orbital}\rangle \quad (1.4)$$

Il est alors facile de construire un état anti-symétrique pour le Ω^- . Il suffit pour cela de choisir $|\text{orbital}\rangle$ symétrique et $|\text{couleur}\rangle$ antisymétrique, c'est-à-dire:

$$|\text{couleur}\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}\{|abc\rangle + |bca\rangle + |cab\rangle - |cba\rangle - |acb\rangle - |bac\rangle\} \quad (1.5)$$

Nous voyons ainsi que l'existence du nombre quantique de couleur est fortement suggéré par l'existence d'états qui sans lui seraient incompatibles avec le principe de Pauli. Cela étant, en introduisant ce nouveau degré de liberté de couleur, nous avons multiplié le nombre d'"espèces" de quarks: chaque espèce devient dégénérée trois fois, chaque quark pouvant se trouver dans l'un quelconque des trois états de couleurs $|a\rangle$, $|b\rangle$ ou $|c\rangle$. On peut interpréter cette nouvelle dégénérescence des états de quarks comme traduisant une symétrie, la *symétrie de couleur*, de la même façon que la symétrie d'isospin traduit la (quasi) dégénérescence des deux états du nucléon, i.e. le neutron et le proton. Rappelons que ces deux états du nucléon peuvent être représentés par des vecteurs à deux composantes,

$$|p\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad |n\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

On passe de l'état $|n\rangle$ (resp. $|p\rangle$) à l'état $|p\rangle$ (resp. $|n\rangle$) par l'action de l'opérateur t_+ (resp. t_-) :

$$t_+|n\rangle = |p\rangle \quad t_-|p\rangle = |n\rangle \quad (1.7)$$

et t_+ et t_- peuvent être représentées par les matrices 2×2

$$t_+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad t_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

De façon plus générale, on peut considérer les états obtenus à partir de $|n\rangle$ ou $|p\rangle$ par une rotation d'isospin représentée par l'opérateur:

$$U(\vec{\alpha}) = e^{i\vec{\alpha} \cdot \vec{\tau}/2} \quad (1.9)$$

où $\hat{\alpha}$ spécifie la direction de l'axe de rotation, et α est l'angle de rotation. Les trois matrices τ_x , τ_y et τ_z sont les trois matrices de Pauli. Elles satisfont les relations de commutation du groupe $SU(2)$

$$[\tau_i, \tau_j] = 2i \varepsilon_{ijk} \tau_k \quad (1.10)$$

dont elles constituent un ensemble de générateurs. L'invariance des interactions fortes dans les transformations d'isospin peut s'exprimer par la relation:

$$[H, T] = 0 \quad (1.11)$$

où T est un générateur quelconque des rotations d'isospin et H est l'hamiltonien des interactions fortes.

La même structure peut, dans un premier temps, être appliquée à la symétrie de couleur. On peut représenter les trois états de couleur $|a\rangle$, $|b\rangle$ et $|c\rangle$ par trois vecteurs dans un espace de dimension 3, l'espace de couleur:

$$|a\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad |b\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad |c\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

Les transformations unitaires correspondant à des "rotations" de couleurs sont alors représentées par des opérateurs de la forme:

$$U = \exp \left\{ i\vec{\alpha} \cdot \frac{\vec{\lambda}}{2} \right\} \quad (1.13)$$

où $\vec{\alpha}$ est un vecteur de dimension 8, et les 8 matrices de Gell-Mann λ_i sont des matrices 3×3 , hermitiques et de trace nulle qui jouent un rôle analogue à celui des matrices de Pauli dans le cas de l'isospin. Ces matrices satisfont les règles de commutation

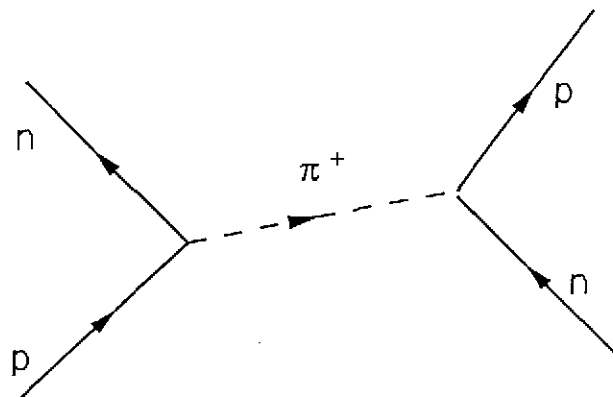
$$[\lambda_i, \lambda_j] = 2i f_{ijk} \lambda_k \quad (1.14)$$

caractéristiques du groupe SU(3).

Nous admettrons que la symétrie de couleur ainsi définie est une symétrie de l'interaction forte, c'est-à-dire, en termes formels, que l'hamiltonien des interactions fortes commute avec toutes les rotations dans l'espace de couleur (cf. Eq.(1.11) pour l'isospin). Il en résulte que les états propres peuvent être classés suivant les représentations du groupe SU(3) de couleur. En fait, dans le cas du Ω^- , nous avons vu que l'état de couleur devait être choisi antisymétrique. Un tel état est invariant dans toutes les rotations de couleur. C'est l'analogie d'un état à couches complètes dont le moment angulaire total est nul, et qui est donc invariant dans toutes les rotations d'espace. Nous admettrons que les seuls états réalisés physiquement ont cette propriété d'être invariant dans les rotations de couleur. On les appelle *neutres* ou encore *singulets de couleur*. Sans cette restriction, l'introduction du nombre quantique de couleur conduirait à une multiplicité d'états qui n'est pas observée dans la nature. Cette restriction supprime en particulier la possibilité de considérer comme états physiques possibles des états *colorés*, notamment des quarks libres.

I-3. L'échange de gluons

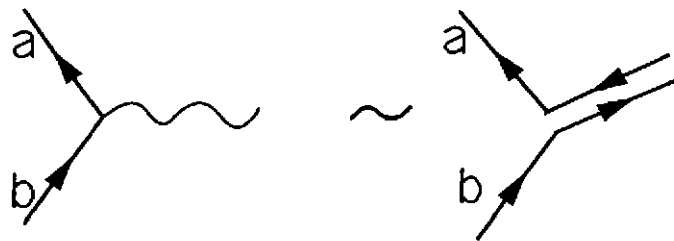
La notion de symétrie de couleur permet de comprendre la structure des états hadroniques en terme de quarks, et de lever la difficulté associée à la violation apparente du principe de Pauli dans certains états hadroniques. Voyons maintenant comment cette symétrie peut nous permettre de mieux comprendre comment "fonctionne" l'interaction entre quarks. Pour cela, nous allons nous appuyer sur une analogie, imparfaite comme beaucoup d'analogies, mais utile, qui est celle de l'échange de mésons π entre deux nucléons. Un exemple d'un tel échange est représenté par le diagramme suivant:



À l'extrémité gauche du vertex, un proton est transformé en un neutron; à cet endroit agit un opérateur $t_- = |n\rangle\langle p| = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ sur l'état du nucléon. De même, à l'extrémité gauche du vertex agit une matrice $t_+ = |p\rangle\langle n| = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$ qui change un neutron en un proton. On peut aussi envisager une interaction dans laquelle l'état de charge des nucléons ne change pas. Une telle interaction fera intervenir à chaque extrémité du vertex une matrice $t_z =$

$|p\rangle\langle p| - |n\rangle\langle n| = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$. Ces trois matrices t_+ , t_- , t_z sont associées aux trois "échanges" possibles, de π_+ , π_- et π_0 . Notons que la structure en isospin de l'interaction entre deux nucléons i et j résultant de l'échange d'un pion, c'est-à-dire ignorant la dépendance spatio-temporelle liée à la propagation du pion, est de la forme $V = c \vec{t}_i \cdot \vec{t}_j$. Le produit scalaire traduit l'invariance de l'interaction dans les rotations d'isospin.

Nous pouvons généraliser ces considérations au cas de la symétrie de couleur. De même que l'interaction entre deux particules d'isospin 1/2 est réalisée par l'échange de pions étroitement associés aux générateurs des rotations d'isospin, de même ici nous allons considérer l'interaction entre deux quarks qui résulte de l'échange d'un gluon, une particule que l'on associe à un générateur des rotations de couleur. Il y a huit tels générateurs et par conséquent huit gluons distincts. Pour construire les générateurs associés, on peut, comme pour l'isospin, procéder à un examen des processus physiques mettant en jeu le changement de l'état de couleur d'un quark lors de son interaction avec un gluon. Par exemple le vertex suivant:



met en jeu le gluon $a\bar{b}$ associé à la matrice

$$|a\rangle\langle b| = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

On peut construire ainsi les huit matrices indépendantes $a\bar{b}$, $b\bar{a}$, $c\bar{a}$, $a\bar{c}$, $c\bar{b}$, $b\bar{c}$, $\frac{1}{\sqrt{2}}(b\bar{b} - c\bar{c})$, $\frac{1}{\sqrt{6}}(2a\bar{a} - b\bar{b} - c\bar{c})$ correspondant aux générateurs de SU(3). En fait ces huit matrices sont des combinaisons linéaires simples des matrices de Gell-Mann mentionnées plus haut. Notons que la combinaison $\frac{1}{\sqrt{3}}(a\bar{a} + b\bar{b} + c\bar{c})$ est invariante dans toutes les rotations de couleur et n'intervient pas dans notre discussion.

Nous terminerons cette section en montrant que l'interaction due à l'échange d'un gluon est attractive dans les états singulets de couleur. Ce résultat ne fait appel qu'à la structure de l'interaction dans l'espace de couleur. Notons tout d'abord que le potentiel d'interaction entre deux quarks i et j qui résulte de l'échange d'un gluon a une forme analogue au potentiel d'interaction électromagnétique, le produit des charges étant remplacé par

$$V_{ij} = \vec{\lambda}_i \cdot \vec{\lambda}_j = \sum_{a=1}^8 \lambda_i^a \lambda_j^a \quad (1.16)$$

où les λ_i^a sont les matrices de Gell-Mann. Si l'on a N quarks présents dans le système, leur énergie d'interaction totale est la valeur moyenne de l'opérateur symétrique:

$$V = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j=1}^N V_{ij} . \quad (1.17)$$

Nous nous proposons de montrer que pour un baryon ($N = 3$), on a $\langle V \rangle = -8$ alors que pour un méson ($N = 2$) $\langle V \rangle = -16/3$. Pour cela définissons $\vec{L} = \sum_{i=1}^N \vec{\lambda}_i$. \vec{L} peut être considéré comme le générateur des rotations de couleur du système de N quarks. Appelons $|\psi\rangle$ l'état de ce système. Par hypothèse $|\psi\rangle$ est un singulet de couleur, donc $\vec{L}^2|\psi\rangle = 0$. Or $\vec{L}^2 = \sum_i \vec{\lambda}_i^2 + \sum_{i \neq j} \vec{\lambda}_i \cdot \vec{\lambda}_j$, et par conséquent

$$\langle \psi | \sum_{i \neq j} \vec{\lambda}_i \cdot \vec{\lambda}_j | \psi \rangle = - \langle \psi | \sum_i \vec{\lambda}_i^2 | \psi \rangle . \quad (1.18)$$

Les matrices $\vec{\lambda}_i$ jouissent de propriétés analogues à celles des matrices de Pauli $\vec{\sigma}$. On sait en particulier que $\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_z^2 = 3$. On a de même $\sum_{a=1}^8 (\lambda^a)^2 = 16/3$. Utilisant ce résultat, on trouve, à partir de l'équation (1.18),

$$\langle \psi | \sum_{i \neq j} \lambda_i \lambda_j | \psi \rangle = -16N/3 . \quad (1.19)$$

d'où le résultat annoncé. Nous laissons au lecteur le soin de se convaincre que dans tout état autre que l'état singulet de couleur, l'interaction est moins attractive, voire répulsive.

Ainsi l'échange de gluons, l'interaction qui résulte "naturellement" de l'hypothèse de la symétrie de couleur, "favorise" les états singulets. Elle n'explique pas cependant pourquoi seuls ces états sont observés. Pour comprendre ce phénomène, et aussi la nature des gluons que nous avons introduits sans justification ici, il nous faut considérer la symétrie de couleur comme une "symétrie de jauge", ce à quoi nous nous employons dans la section suivante.

II. INVARIANCE DE JAUGE

II-1. Equations de Maxwell. Potentiels vecteurs et invariance de jauge

Les équations de Maxwell

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad \vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.2)$$

relient les champs électriques \vec{E} , et magnétique \vec{B} , aux sources qui les produisent, la densité de charge ρ et le courant \vec{j} . Il est commode d'exprimer les grandeurs physiques \vec{E} et \vec{B} en termes de potentiels vecteurs $\vec{A}_\mu(x)$ tels que

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} A_0 - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad \vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (2.3)$$

On remarque que les charges électriques et magnétiques ne dépendent que des dérivées des potentiels $A_\mu(x)$, qui ne sont donc pas uniques. En particulier, dans le changement

$$A_0 \longrightarrow A_0 - \frac{\partial \chi}{\partial t} \quad \vec{A} \longrightarrow \vec{A} + \vec{\nabla} \chi, \quad (2.4)$$

ou en notation quadridimensionnelle $A_\mu \longrightarrow A_\mu - \partial_\mu \chi$, \vec{E} et \vec{B} restent invariants:

$$\begin{aligned} \delta \vec{E} &= \vec{\nabla} \frac{\partial \chi}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \chi = 0, \\ \delta \vec{B} &= \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \chi) = 0. \end{aligned} \quad (2.5)$$

De telles transformations des potentiels vecteurs sont appelées *transformations de jauge*. Pour résoudre les équations de Maxwell en termes des potentiels vecteurs, il faut lever l'arbitraire, c'est-à-dire *fixer la jauge* en imposant une condition particulière aux potentiels vecteurs, par exemple $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$ (jauge de Coulomb).

Les équations de l'électrodynamique peuvent être écrites de façon plus compacte en utilisant des notations quadridimensionnelles. On peut regrouper le champ électrique et le champ magnétique en un tenseur

$$F_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu A_\nu(x) - \partial_\nu A_\mu(x) \quad (2.6)$$

qui est antisymétrique et invariant de jauge. On a $E^i = F^{i0}$, $B^i = -\frac{1}{2} \epsilon_{ijk} F^{jk}$. La densité de Lagrangien

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - j^\mu A_\mu \quad j^\mu = (\rho, \vec{j}) \quad (2.7)$$

permet de retrouver les équations de Maxwell en appliquant le principe variationnel habituel $\delta \int \mathcal{L} d^4x = 0$.

On remarque que l'action $\int d^4x \mathcal{L}(x)$ est invariante de jauge si le courant j^μ est conservé, i.e. si $\partial_\mu j^\mu = 0$. En effet, dans une transformation de jauge, le dernier terme de l'action, $\int j^\mu A_\mu d^4x$ est modifié par la quantité $\int d^4x j^\mu \partial_\mu \chi = -\int d^4x (\partial_\mu j^\mu) \chi$ qui est nul si $\partial_\mu j^\mu = 0$. L'équation $\partial_\mu j^\mu = 0$, encore appelée équation de continuité, reflète la conservation de la charge électrique. On voit apparaître ici une relation entre une symétrie, la symétrie de jauge des équations de Maxwell, et une grandeur conservée, la charge électrique. Cette remarque sera exploitée ultérieurement. Notons que la conservation de la charge est implicite dans l'écriture des équations de Maxwell en termes de \vec{E} et \vec{B} ; c'est même l'origine de l'introduction par Maxwell du terme $\partial \vec{E} / \partial t$ dans la dernière équation donnant $\vec{\nabla} \times \vec{B}$. De fait, prenant la divergence de cette dernière équation on obtient:

$$\begin{aligned} 0 = \text{div} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) &= \text{div} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial t} \text{div} \vec{E} \\ &= \text{div} \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t}. \end{aligned}$$

II-2. Invariance de jauge et mécanique quantique.

L'Hamiltonien d'une particule classique dans un champ électromagnétique est

$$H = \frac{(\vec{p} - e\vec{A})^2}{2m} + e A_0 . \quad (2.8)$$

Il nous sera utile un peu plus loin de nous souvenir de l'origine de ce résultat. Rappelons donc que la fonction de Lagrange pour une particule dans un champ électromagnétique décrit par le potentiel vecteur $A_\mu(x)$ est

$$L = \frac{1}{2} m \dot{\vec{q}}^2 + e \dot{\vec{q}} \cdot \vec{A} - e A_0 , \quad (2.9)$$

où le terme d'interaction est identique au terme $j^\mu A_\mu$ dans (2.7). L'impulsion conjuguée à la coordonnée \vec{q} , que nous appellerons *impulsion canonique*, est

$$\vec{p} = \frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{q}}} = m \dot{\vec{q}} + e \vec{A} . \quad (2.10)$$

On en déduit la fonction de Hamilton, $H = \vec{p}\dot{\vec{q}} - L$, et l'expression (2.8). Il est également instructif d'écrire explicitement l'équation de mouvement:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{q}}} = \frac{\partial L}{\partial \vec{q}} , \quad (2.11)$$

ce qui donne

$$m \ddot{\vec{q}} + e \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -e \frac{\partial A_0}{\partial \vec{q}} + e \dot{\vec{q}} \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial \vec{q}} + e \vec{v} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) , \quad (2.12)$$

soit

$$m \ddot{\vec{q}} = e \vec{E} + e \vec{v} \times \vec{B} , \quad (2.13)$$

où l'on a utilisé les expressions (2.3) de \vec{E} et \vec{B} et le fait que $\frac{d\vec{A}}{dt} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \dot{\vec{q}} \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial \vec{q}}$.

Comme il se doit, les équations de mouvement ne dépendent que des champs physiques \vec{E} et \vec{B} et sont donc indépendantes du choix de jauge fait pour les potentiels vecteurs.

Cela dit, revenons maintenant à l'Hamiltonien (2.8). Suivant la procédure habituelle, on obtient l'Hamiltonien quantique en remplaçant l'impulsion canonique \vec{p} par l'opérateur $-i\vec{\nabla}$. L'équation de Schrödinger pour une particule quantique dans un champ électromagnétique s'écrit donc:

$$\left[\frac{1}{2m} \left(-i\vec{\nabla} - e\vec{A} \right)^2 + e A_0 \right] \psi(x, t) = i \frac{\partial}{\partial t} \psi(x, t) . \quad (2.14)$$

Effectuons une transformation de jauge, $\vec{A} \longrightarrow \vec{A}' = \vec{A} + \vec{\nabla}\chi$, $A_0 \longrightarrow A'_0 = A_0 - \frac{\partial \chi}{\partial t}$ et appelons $\psi'(x, t)$ la solution de l'équation contenant les nouveaux potentiels vecteurs A'_0 et \vec{A}' , i.e.

$$\left[\frac{1}{2m} \left(-i\vec{\nabla}' - e \vec{A}' \right)^2 + e A'_0 \right] \psi'(x, t) = i \frac{\partial}{\partial t} \psi'(x, t) . \quad (2.15)$$

Il est facile de vérifier que la relation entre $\psi(x, t)$ et $\psi'(x, t)$ est

$$\psi'(x, t) = e^{ie\chi(x, t)}\psi(x, t) . \quad (2.16)$$

Ainsi, a une transformation de jauge, c'est-à-dire à un changement des potentiels vecteurs, correspond un changement de phase de la fonction d'onde, la nouvelle phase étant égale à la fonction scalaire qui intervient dans la transformation des potentiels vecteurs.

Dans un tel changement de phase, la densité de particules, $\rho(x, t) = |\psi(x, t)|^2$, n'est pas modifiée. Par contre, si l'on adopte la définition naive du courant

$$\vec{j} = \frac{1}{2im}(\psi^*\vec{\nabla}\psi - \psi\vec{\nabla}\psi^*) , \quad (2.17)$$

on constate que le courant n'est pas invariant. En effet

$$\vec{j}' = \vec{j} + \frac{e}{m}(\vec{\nabla}\chi)|\psi|^2 , \quad (2.18)$$

où \vec{j}' est le courant (2.17) calculé avec la fonction d'onde ψ' . En fait, \vec{j} donné par (2.17) n'est pas l'opérateur courant électrique, car $\frac{\vec{\nabla}}{m}$ n'est pas l'opérateur vitesse. Pour comprendre ce qui se passe, il est bon de revenir à la discussion du début de cette section. Nous avons introduit une impulsion "canonique" \vec{p} , plus tard reliée à l'opérateur $-i\vec{\nabla}$, et qui est reliée à la vitesse par la relation (2.10). La quantité $m\vec{q} = \vec{p} - e\vec{A}$ est quelquefois appelée *impulsion cinétique*; c'est la *quantité de mouvement*, dont la dérivée temporelle égale la force appliquée (voir l'équation de mouvement (2.12)). Le courant de particules est bien entendu relié à la vitesse et sa définition quantique correcte est donc:

$$\vec{j} = \frac{1}{2im} \left\{ \psi^*(\vec{\nabla} - ie\vec{A})\psi - \psi(\vec{\nabla} + ie\vec{A})\psi^* \right\} . \quad (2.19)$$

La combinaison $\vec{\nabla} - ie\vec{A}$ joue un très grand rôle dans les théories de jauge. Elle porte le nom de *dérivée covariante* et on la désignera par le symbole $\vec{D} \equiv \vec{\nabla} - ie\vec{A}$. (Plus généralement $D_\mu = \partial_\mu + ie A_\mu$). On voit son rôle dans la définition du courant. Pour connaître la vitesse d'une particule au point x , il faut connaître la phase de la fonction d'onde en ce point. Cette phase dépend du champ de jauge $A_\mu(x)$ et souffre donc de l'ambiguïté qui résulte de l'arbitraire dans le choix de $A_\mu(x)$. Cependant la dérivée covariante permet de donner de la vitesse une définition indépendante de ce choix.

La distinction entre impulsion canonique et impulsion cinétique et l'association de l'opérateur $-i\vec{\nabla}$ à l'impulsion canonique peuvent paraître artificielles. On peut se convaincre des rôles physiques différents de ces deux grandeurs à l'aide de l'exemple suivant dû à Feynman. Considérons un long solénoïde parcouru par un courant dont on peut varier l'intensité. On peut ainsi contrôler le flux de \vec{B} à l'intérieur du solénoïde, i.e. l'intensité du potentiel vecteur à l'extérieur ($\int \vec{A} \cdot d\vec{\ell} = \int \vec{B} \cdot d\vec{s}$). Une variation temporelle de \vec{A} engendre une variation du champ électrique $\vec{E} = -\partial\vec{A}/\partial t$, et donc de la force agissant sur une charge test e placée à l'extérieur du solénoïde. Faisons donc passer rapidement, durant

un temps Δt , le potentiel vecteur de la valeur 0 à la valeur \vec{A} . La variation de la quantité de mouvement de la charge test est alors:

$$m \Delta \vec{v} = \int_{\Delta t} e \vec{E} dt = -e \vec{A} \quad (2.20)$$

Cependant, durant Δt , $\vec{p} = m\vec{v} + e\vec{A}$ ne change pas, la variation de la quantité de mouvement compensant celle du potentiel vecteur. En mécanique quantique, une variation brusque du potentiel n'entraîne pas de changement immédiat de la fonction d'onde, ni de son gradient. Il est donc bien naturel que ce soit l'impulsion canonique \vec{p} qui soit associée à l'opérateur gradient $-i\vec{\nabla}$, alors que la vitesse elle est donnée par $\frac{\vec{p}-e\vec{A}}{m}$ et change proportionnellement à la force appliquée pendant le temps Δt .

II-3. Invariance de jauge et interaction électromagnétique

Nous avons jusqu'à présent étudié certaines conséquences de l'utilisation de potentiels vecteurs pour décrire l'interaction d'une particule classique ou quantique avec un champ électromagnétique. Nous avons en particulier remarqué que, comme il se doit, les équations de mouvement sont indépendantes du choix de jauge; nous avons vu qu'invariance de jauge et conservation de la charge étaient reliées, qu'un changement de jauge entraînait un changement de phase des fonctions d'onde, que cela nécessitait l'utilisation d'une dérivée covariante pour calculer certaines grandeurs physiques comme le courant. Nous allons dans cette section changer de point de vue et montrer comment, en imposant à une équation de mouvement d'être invariante de jauge, on fixe l'interaction entre le champ de jauge et les particules.

L'équation de Schrödinger pour une particule libre

$$\frac{1}{2m}(-\nabla^2)\psi(x, t) = i\partial_t\psi(x, t), \quad (2.21)$$

est invariante dans un changement de phase *globale*, $\psi(x, t) \rightarrow e^{i\alpha} \psi(x, t)$ où α est une constante. Par contre un changement de phase *locale*, où $\alpha = \alpha(x, t)$, ne laisse pas l'équation invariante, à cause des opérateurs de dérivation qu'elle contient. Mais on sait maintenant comment rendre l'équation invariante: il suffit pour cela d'introduire un champ de jauge $A_\mu(x)$ dont les variations $A_\mu \rightarrow A_\mu - \partial_\mu\alpha$ permettent de compenser dans les dérivées covariantes les changements de phase. Autrement dit, il est possible de choisir en chaque point la phase des fonctions d'onde, moyennant l'introduction de champs de jauge et de dérivées covariantes correspondantes. L'équation de Schrödinger invariante de jauge est donc:

$$\frac{1}{2m} \left[-(\vec{\nabla} - ie\vec{A})^2 \right] \psi(x, t) = (\partial_t + ieA_0)\psi(x, t). \quad (2.22)$$

Nous retrouvons bien entendu l'équation de Schrödinger (2.14) pour une particule dans un champ électromagnétique. Nous voyons également que la forme de l'interaction entre le champ de jauge et la particule chargée décrite par la fonction d'onde ψ est entièrement déterminée par l'invariance de jauge.

Ce que nous venons de faire pour l'équation de Schrödinger peut bien entendu être répété pour toute autre équation décrivant le mouvement d'une particule, comme l'équation de Dirac par exemple. Pour rendre cette équation de Dirac, $(i\partial - m)\psi = 0$, indépendante du choix de phase locale, il suffit de remplacer ∂_μ par $D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu$, et le couplage entre le champ de jauge A_μ et le courant $e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$ est déterminé.

II-4. Théorie de jauge non abélienne

Nous allons maintenant généraliser les considérations précédentes à des changements de "phase" plus complexes. Considérons pour cela une particule comme le nucléon, qui possède un degré de liberté associé à une symétrie "interne", l'isospin. L'état du nucléon peut être représenté par une "fonction d'onde" à deux composantes, i.e. un isospineur de la forme

$$\begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix} = \psi_p \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \psi_n \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} . \quad (2.23)$$

Comme nous l'avons vu précédemment les rotations d'isospin, réalisées par les opérateurs de la forme

$$U = \exp \left\{ i\vec{\alpha} \cdot \frac{\vec{\tau}}{2} \right\} , \quad (2.24)$$

où les matrices $\vec{\tau}$ sont les trois matrices de Pauli, laissent l'Hamiltonien des interactions fortes invariant. Dans (2.24) les "paramètres de la rotation", $\vec{\alpha}$, sont des constantes, i.e. indépendantes de x et t .

Supposons maintenant que l'on veuille choisir en chaque point de l'espace-temps l'orientation des axes d'isospin. Alors la notation $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ et $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ pour les spineurs représentant respectivement l'état proton et l'état neutron devient ambiguë puisqu'elle se réfère à un système d'axes qui change de place en place. Pour avoir une définition cohérente de l'état proton par exemple, il faut garder l'information qui permet de relier les repères en différents points de l'espace-temps, c'est-à-dire les "angles de rotation" $\vec{\alpha}(x, t)$. C'est cette information qui est contenue dans les champs de jauge qu'il faut introduire pour rendre la théorie invariante dans les changements de repère d'isospin locaux. En particulier ces champs de jauge interviennent dans la construction de la dérivée covariante:

$$D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu , \quad (2.25)$$

où $A_\mu(x)$ est une matrice 2×2 agissant sur les isospineurs, de la forme $A_\mu(x) = A_\mu^i(x)\tau_i$.

Dans cet exemple, les transformations de jauge correspondent à des rotations dans l'espace d'isospin. De telles opérations ne commutent pas, d'où la dénomination de théorie de jauge *non abélienne*. En fait, la construction d'une théorie de jauge mettant en jeu la symétrie d'isospin, ce qui était la motivation originelle de Yang et Mills, s'est avérée présenter peu d'intérêt physique: il n'existe pas dans la nature de particule de masse nulle que l'on puisse associer au champ de jauge correspondant. Par contre la construction mathématique demeure et est à la base de la chromodynamique quantique.

Dans le cas de la chromodynamique, les transformations locales sont des rotations dans l'espace de couleur. Les champs de jauge sont donc des matrices 3×3 de la forme $A_\mu = \sum_{a=1}^8 A_\mu^a \lambda_a$ où les 8 matrices λ_a sont les matrices de Gell-Mann. Dans une transformation de jauge, les "fonctions d'onde" des quarks, que l'on peut représenter par des vecteurs ψ à 3 composantes dans l'espace de couleur, se transforment en $U\psi$ où $U = \exp(-ig\omega)$ avec $\omega \equiv \sum_{a=1}^8 \omega_a \frac{\lambda_a}{2}$, les paramètres de la rotation de couleur, i.e. les ω_a , étant des fonctions de x et t , i.e. $\omega_a = \omega_a(x, t)$ et g dénote la charge de couleur, ou encore la constante de couplage. Il est facile de vérifier que dans la même transformation, $D_\mu\psi$ se change en $UD_\mu\psi$ (avec $D_\mu = \partial_\mu + ig A_\mu$) et A_μ devient $UA_\mu U^{-1} - \frac{i}{g}U(\partial_\mu U^{-1})$. En particulier, dans une transformation infinitésimale, $\delta A_\mu = \partial_\mu\omega + ig[A_\mu, \omega] = [D_\mu, \omega]$. Notons que le champ de jauge subit une transformation, même si ω est indépendant de x et de t . Ceci traduit le fait que les gluons, quanta des champs de jauge, portent une charge de couleur. Les quanta du champ électromagnétique, i.e. les photons, ne portent pas de charge électrique et les potentiels vecteurs correspondants sont invariants dans des transformations qui affectent la phase globale des fonctions d'onde.

Le tenseur $F_{\mu\nu} = \frac{1}{ig}[D_\mu, D_\nu]$ a une expression plus compliquée qu'en électrodynamique:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + ig[A_\mu, A_\nu]. \quad (2.26)$$

En particulier, il n'est pas invariant de jauge. Dans une transformation de jauge, $F_{\mu\nu} \rightarrow UF_{\mu\nu}U^{-1}$, soit pour une transformation infinitésimale, $\delta F_{\mu\nu} = ig[F_{\mu\nu}, \omega]$. Ainsi $F_{\mu\nu}$ se transforme comme un "vecteur", et le "produit scalaire" $\text{Tr } F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ qui intervient dans le lagrangien est, lui, invariant.

Le lagrangien qui décrit l'interaction entre quarks et champs de jauge est de la forme:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}i\not{D}\psi - \frac{1}{2}\text{Tr}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (2.27)$$

Nous pouvons lire sur cette expression les différents termes d'interaction. Tout d'abord le terme d'interaction entre les quarks et les champs de jauge, de la forme $-g\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu^a \lambda_a \psi$, une structure analogue à celle rencontrée en électrodynamique avec ici en plus la matrice λ_a qui opère les changements de couleur des quarks lors de l'interaction. Le terme $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ contient des termes en A^2 , A^3 et A^4 . Le terme quadratique n'est rien d'autre que l'énergie cinétique des modes normaux, ou gluons, du champ de jauge. Les termes cubique et quartique décrivent les interactions que peuvent subir ces gluons. Notons que cette séparation des différents termes n'a de sens que dans le cadre de la théorie des perturbations où la constante de couplage g est petite.

III. CHARGE EFFECTIVE ET ECHELLE D'ENERGIE

Dans cette section nous introduisons la notion de charge effective dépendant de l'échelle d'énergie ou de distance à laquelle on la mesure. Cette discussion nous amènera progressivement au concept de "liberté asymptotique".

III-1. Effet d'écran dans un diélectrique

L'image simple que l'on peut donner d'un milieu diélectrique est celle d'une collection de petits dipôles électriques permanents qui, en l'absence de champ électrique extérieur sont orientés de façon aléatoire. Il en résulte que la densité de moment dipolaire, mesurée par le vecteur polarisation \vec{P} , est nulle, i.e. $\vec{P} = 0$. Si l'on place dans ce milieu une charge test positive de densité ρ_0 , on provoque un alignement des dipôles dans le champ électrique créé par la charge test. Il en résulte un excès de charges négatives dans le voisinage de la charge qui tend à "neutraliser" celle-ci. La densité de ces charges de polarisation, ρ_{pol} , est relié à \vec{P} par $\rho_{\text{pol}} = -\text{div}\vec{P}$. La divergence du champ électrique total au voisinage de la charge test est relié à la densité de charge totale

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho_0 - \text{div}\vec{P}}{\varepsilon_0} . \quad (3.1)$$

Si l'on suppose que \vec{P} varie linéairement avec \vec{E} , $\vec{P} = \chi \varepsilon_0 \vec{E}$, alors

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho_0}{\varepsilon_0(1 + \chi)} \equiv \frac{\rho_0}{\varepsilon} \quad (3.2)$$

où la constante diélectrique $\varepsilon = \varepsilon_0(1 + \chi)$ est en général plus grande que ε_0 car $\chi > 0$ en général (les dipôles s'alignent dans le sens de \vec{E}). Il est parfois commode d'introduire un champ de "déplacement" $\vec{D} = \varepsilon \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$. Alors $\text{div}\vec{D} = \rho_0$, i.e. \vec{D} peut être calculé à partir de la densité de charge extérieure ρ_0 uniquement.

Le traitement que nous venons de donner est un traitement *macroscopique* où l'on suppose que les phénomènes observés mettent en jeu des échelles de longueur grandes devant la taille des dipôles permanents. Dans un traitement plus *microscopique*, on trouve que la "constante" diélectrique est une fonction non locale $\varepsilon \rightarrow \varepsilon(\vec{r}, \vec{r}')$ de telle sorte que l'équation $\text{div}\vec{D} = \rho_0$ s'écrit

$$\vec{\nabla} \cdot \int d^3r' \varepsilon(\vec{r} - \vec{r}') \vec{E}(\vec{r}') = \rho_0(\vec{r}) , \quad (3.2\text{bis})$$

Il est commode d'introduire la transformée de Fourier de $\varepsilon(\vec{r} - \vec{r}')$

$$\varepsilon(\vec{r} - \vec{r}') = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} e^{i\vec{q} \cdot (\vec{r} - \vec{r}')} \varepsilon(\vec{q}) . \quad (3.3)$$

Considérons maintenant l'interaction de deux charges placées en 2 points \vec{r}_1 et \vec{r}_2 et décrites par les densités de charge $\rho_0(\vec{r}_1)$ et $\rho_0(\vec{r}_2)$. En l'absence du milieu diélectrique, l'interaction est le potentiel de Coulomb

$$U_0(\vec{R}) = \int d^3\vec{r}_1 d^3\vec{r}_2 \frac{\rho_0(\vec{r}_1) \rho_0(\vec{r}_2)}{\varepsilon_0 R} , \quad (3.4)$$

où $\vec{R} \equiv \vec{r}_2 - \vec{r}_1$. Prenant la transformée de Fourier de cette expression, on obtient

$$U_0(\vec{q}) = \frac{\rho_0^2(\vec{q})}{\varepsilon_0 \vec{q}^2} . \quad (3.5)$$

En présence du milieu diélectrique, ε_0 est chargée en $\varepsilon(\vec{q})$, de telle sorte que le potentiel d'interaction devient

$$U(\vec{q}) = \frac{\rho_0^2(\vec{q})}{\varepsilon(q) \vec{q}^2} . \quad (3.6)$$

Si $\varepsilon(q)$ dépend faiblement de q , on peut considérer que l'on a encore un potentiel coulombien avec une *charge effective*

$$\frac{\rho_0^2(q)}{\varepsilon(q)} = \rho^2(q) \equiv e^2(q) . \quad (3.7)$$

III-2. Charge effective en électrodynamique quantique.

En électrodynamique, les paires e^+e^- virtuelles jouent un rôle similaire à celui des dipôles du milieu diélectrique. Ces paires virtuelles modifient la charge électrique effective d'une particule comme l'électron par exemple. Le calcul détaillé de $e^2(q)$ peut se faire à l'aide de la théorie de perturbation. On trouve, après avoir éliminé les divergences provenant des modes de très courte longueur d'onde,

$$\alpha(q^2) = \alpha \left(1 - \frac{\alpha}{15\pi} \frac{q^2}{m^2} + \dots \right) \quad |q^2| \ll m^2 , \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} \alpha(q^2) &= \alpha \left(1 + \frac{\alpha}{3\pi} \ln \frac{|q|^2}{m^2} \right) \\ &\approx \frac{\alpha}{1 - \frac{\alpha}{3\pi} \ln \frac{|q|^2}{m^2}} \quad |q^2| \gg m^2 , \end{aligned} \quad (3.9)$$

où $\alpha = e^2/4\pi$ est la constante de structure fine habituelle ($\alpha = 1/137$). Le vecteur d'onde q est ici le quadrivecteur du photon virtuel échangé dans l'interaction. Si l'on se limite à l'interaction coulombienne $q_0 = 0$ et $q^2 = -\vec{q}^2$.

La première équation montre qu'à des distances grandes devant la longueur d'onde Compton de l'électron, i.e. $\vec{q}^2 \ll m^2$, la charge tend vers une constante. Cette propriété peut être utilisée pour mesurer la constante α et c'est ainsi que l'on obtient la valeur $\alpha = 1/137$. Par contre à des distances de l'ordre de, ou inférieure à, la longueur d'onde Compton de l'électron, i.e. pour $\vec{q}^2 \gg m^2$, la charge effective augmente comme le montre la deuxième équation.

Pour interpréter plus facilement cette deuxième équation, posons $|\vec{q}| = 1/R$, et $m = 1/a$ où a est la longueur d'onde Compton de l'électron. On peut alors écrire

$$e^2(R) = \frac{e_0^2}{1 + \frac{e_0^2}{12\pi^2} \ln \frac{R^2}{a^2}} . \quad (3.10)$$

On peut regarder $e(R)$ comme la charge contenue approximativement dans une sphère de rayon R entourant la "charge nue" e_0 . Dans ce régime "logarithmique" l'approximation

permettant d'écrire la relation (3.10) a un sens tant que $\frac{e_0^2}{12\pi^2} \ln \frac{R^2}{a^2} \lesssim 1$. La variation de la charge effective avec R possède une propriété remarquable. Par définition, la charge e_0 correspond à la charge contenue dans une sphère ayant pour rayon la longueur d'onde Compton de l'électron. On peut choisir une autre configuration de référence pour étalonner les charges, par exemple la charge e_1 , contenue à l'intérieur d'une sphère de rayon $R_1 < a$. Il est facile de vérifier que

$$e^2(R) = \frac{e_1^2}{1 + \frac{e_1^2}{12\pi^2} \ln \frac{R^2}{R_1^2}}, \quad (3.11)$$

une relation qui a la même structure que (3.10). Notons également que $e^2(R) > e^2(R')$ si $R < R'$, une propriété caractéristique de l'effet d'écran en électrodynamique: la densité de charges de polarisation qui résultent de la "polarisation du vide" est de signe opposé à celui de la charge nue.

Cet effet de l'augmentation de la charge électrique effective à courte distance est faible mais néanmoins mesurable. Il conduit en particulier à une correction à l'espacement des niveaux $2S1/2 - 2P1/2$ de l'atome d'hydrogène. Par ailleurs l'analyse des récentes expériences du L.E.P. suggère que pour $Q^2 \sim 100 \text{ Gev}^2$, $\alpha \sim 1/128$ et non plus $1/137$ (voir le cours de G. Smadja).

III-3. Liberté asymptotique de la chromodynamique

En chromodynamique, la polarisation du vide fait intervenir deux effets qui ont tendance à se compenser, mettant en jeu respectivement les quarks et les gluons. Les quarks donnent une contribution à la charge effective qui peut s'interpréter, comme dans le cas de l'électrodynamique, comme un effet d'écran. Par contre les gluons donnent une contribution de signe opposé. L'interprétation physique en termes simples que l'on pourrait donner de ce phénomène est compliquée par le fait que cette interprétation dépend fortement de la façon dont on mène le calcul, qui repose en particulier sur un choix de jauge (le résultat du calcul est bien entendu indépendant de ce choix). On peut néanmoins mentionner l'interprétation de ce résultat en termes d'effets magnétiques. Quoi qu'il en soit, le résultat du calcul de la constante de couplage conduit à:

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha(\mu^2)}{12\pi} (33 - 2N_f) \log \frac{Q^2}{\mu^2}}, \quad (3.12)$$

où N_f est le nombre de saveurs de quarks. Le facteur $-2N_f$ au dénominateur est la contribution des quarks alors que le 33 provient des gluons, et comme annoncé plus haut, il a le signe opposé. On voit que les gluons l'emportent, ce qui a pour conséquence de changer le sens de variation de α avec Q^2 . Ainsi $\alpha(Q^2) \rightarrow 0$ lorsque $Q^2 \rightarrow \infty$, c'est-à-dire que l'interaction entre deux particules devient de plus en plus petite à mesure que leur distance décroît.

Notons également que contrairement à ce qui pouvait être fait en électrodynamique, nous ne pouvons calculer en chromodynamique que dans le régime logarithmique. En fait

$\alpha(Q^2)$ diverge si Q^2 devient trop petit et le calcul perturbatif cesse d'avoir un sens. Il nous faut donc "mesurer" α par rapport à un point de référence arbitrairement choisi dans ce régime. Telle que la formule (3.12) est écrite, ce point de référence est $Q^2 = \mu^2$. En fait, dans la pratique, on préfère introduire le paramètre Λ tel que:

$$\alpha(\mu^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln \frac{\mu^2}{\Lambda^2}}, \quad (3.13)$$

ce qui permet d'éliminer μ^2 :

$$\alpha(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}}. \quad (3.14)$$

Notons que Λ est l'échelle à laquelle $\alpha(Q^2 = \Lambda^2)$ diverge, i.e. en terme de μ , telle que

$$1 + \frac{\alpha(\mu^2)}{12\pi}(33 - 2N_f)\ln \frac{\Lambda^2}{\mu^2} = 0. \quad (3.15)$$

Les variations de α_{QCD} avec Q^2 se manifestent en particulier dans les corrections au modèle naïf des partons (violation des lois d'échelles) observées dans la diffusion d'électrons (voir le cours de G. Smadja).

IV. QUELQUES PROPRIETES "NON PERTURBATIVES"

Dans cette dernière partie du cours nous allons présenter quelques remarques concernant des propriétés de la chromodynamique qui ne peuvent être étudiées à l'aide de la théorie des perturbations et qui, d'une façon ou d'une autre, font intervenir le vide. Ce vide est le milieu dans lequel les particules se déplacent, et beaucoup des propriétés de ces particules ne peuvent être comprises sans faire référence à celles de ce milieu. Ce milieu a des propriétés physiques que l'on peut en principe modifier expérimentalement. Notons que la chromodynamique donne au vide une structure beaucoup plus riche que l'électrodynamique. Dans le cadre de l'électrodynamique on peut concevoir le vide comme l'état fondamental d'une collection d'oscillateurs harmoniques indépendants. Le vide n'est "occupé" que par les fluctuations indépendantes du champ électromagnétique. L'existence d'électrons et de positons (et d'autres particules chargées) complique un peu les choses, mais ces "complications" peuvent être calculées perturbativement. Dans la chromodynamique rien n'est aussi simple car, comme nous l'avons vu, les gluons interagissent fortement et ces interactions modifient profondément la structure du vide.

IV-1. Confinement (qualitatif)

Considérons, comme dans la section 3.1 un milieu diélectrique, mais dont la constante diélectrique ϵ , contrairement à ce qui arrive dans les milieux usuels, est plus petite que dans le vide. Nous poserons dans cette section $\epsilon_0 = 1$, et donc $\epsilon < 1$. Nous avons vu que $\epsilon > 1$ traduit l'effet d'écran. Lorsque $\epsilon < 1$, on a l'effet inverse, qui n'est pas sans

rappeler l'effet responsable de la liberté asymptotique. Nous allons assimiler le vide de la chromodynamique à un milieu où $\varepsilon \rightarrow 0$.

Cela dit, imaginons une cavité sphérique (de rayon R) où $\varepsilon = 1$, entourée du vide où $\varepsilon \rightarrow 0$, et plaçons une charge q au centre de cette cavité. L'énergie électrostatique de cette configuration est donnée par

$$\mathcal{E}_1 = \frac{1}{2} \int d^3r (\vec{D} \cdot \vec{E} - \vec{E}_0^2), \quad (4.1)$$

où nous avons soustrait, par commodité, l'énergie (infinie) de la particule dans une cavité infiniment grande. Utilisant $\text{div } \vec{D} = q$, $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$, on obtient facilement

$$\mathcal{E}_1 = \frac{q^2}{2R} \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right). \quad (4.2)$$

Pour faire le bilan énergétique complet, il nous faut ajouter à \mathcal{E}_1 , l'énergie \mathcal{E}_2 qu'il faut fournir pour créer la cavité. Admettons que cette énergie est proportionnelle au volume

$$\mathcal{E}_2 = \frac{4\pi}{3} R^3 B, \quad (4.3)$$

où B est une constante (la fameuse "constante du sac"). L'énergie totale $\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2$ est donc de la forme

$$\mathcal{E}(R) = \frac{a}{R} + bR^3 \quad (4.4)$$

et possède un minimum pour $R = R_{\text{eq}} = \left(\frac{a}{3b}\right)^{1/4}$ correspondant à une énergie $\mathcal{E}(R_{\text{eq}}) = 4b \left(\frac{a}{3b}\right)^{3/4}$. Cela étant, lorsque $\varepsilon \rightarrow 0$, $a \rightarrow \infty$ et R_{eq} , comme $\mathcal{E}(R_{\text{eq}})$, deviennent infiniment grands. Autrement dit, lorsque $\varepsilon \rightarrow 0$, il faut fournir une énergie infiniment grande pour fabriquer une telle configuration.

Par contre, il est possible de fabriquer des configurations d'énergie finie. Plaçons en effet un dipole à l'intérieur de la cavité. On peut dans ce cas s'arranger pour que les lignes de champ à l'intérieur de la cavité soient tangentielles, et dans ce cas $\vec{D} = 0$ à l'extérieur de la cavité (comme on peut s'en convaincre à l'aide de considérations électrostatiques élémentaires). Autrement dit, il est possible, en plaçant un dipole à l'intérieur de la cavité, de construire une configuration telle que l'énergie électrostatique soit nulle à l'extérieur de la cavité. Une telle configuration peut servir de modèle à un hadron et "explique" pourquoi un tel hadron ne peut se scinder en deux parties contenant chacune une charge (un quark): le coût énergétique de l'opération est infini.

Ces considérations, ou des considérations analogues, sont à la base des "modèles de sac" qui reproduisent assez bien la spectroscopie des hadrons. Notons que les situations où $\varepsilon < 1$ sont exceptionnelles dans la nature. Par contre, en échangeant le rôle des charges électriques et magnétiques, on a avec l'effet Meissner dans les supraconducteurs un phénomène semblable à celui que nous venons de décrire.

IV-2. Symétrie chirale

La symétrie chirale est associée à une transformation des états de quarks. On peut définir des états "droit" (noté R) et "gauche" (noté L), états propres de γ_5 avec les valeurs propres ± 1 :

$$q_{R,L} = \frac{1 \pm \gamma_5}{2} q, \quad \bar{q}_{R,L} = \bar{q} \frac{1 \pm \gamma_5}{2}. \quad (4.5)$$

Dans la limite où la masse des quarks est nulle ces spineurs droit et gauche sont aussi états propres de l'hélicité $\vec{\sigma} \cdot \hat{p}$, les particules ayant une hélicité égale à leur chiralité, les antiparticules une hélicité opposée à leur chiralité (la chiralité est la valeur propre de γ_5) i.e. $\vec{\sigma} \cdot \hat{p} q_R = q_R$, $\vec{\sigma} \cdot \hat{p} q_L = -q_L$

Lorsque la masse des quarks est nulle, le lagrangien de la chromodynamique

$$\mathcal{L} = i\bar{q}\mathcal{D}q = i\bar{q}_R\mathcal{D}q_R + i\bar{q}_L\mathcal{D}q_L \quad (4.6)$$

est invariant dans les transformations d'isospin indépendantes pour les quarks droits et gauches, i.e. lorsque $q_R \rightarrow \exp(-i\vec{\alpha} \cdot \frac{\vec{\tau}}{2})q_R$, $q_L \rightarrow \exp(-i\vec{\alpha}' \cdot \frac{\vec{\tau}}{2})q_L$. On peut aussi regrouper ces transformations en transformation "vectorielle" de la forme $\exp(-i\vec{\alpha} \cdot \frac{\vec{\tau}}{2})$, c'est-à-dire qui affectent q_R et q_L de la même façon, et en transformations "axiales" $\exp(-i\vec{\alpha} \cdot \frac{\vec{\tau}}{2}\gamma_5)$ où les spineurs droit et gauche se transforment en sens inverse. Le groupe $SU(2) \times SU(2)$ de ces transformations est le groupe de symétrie chirale.

Lorsque l'on a une telle symétrie du lagrangien, on s'attend en général à observer dans le spectre des particules une dégénérescence. Par exemple, dans un système invariant par rotation, un état de moment angulaire $L = 2$ est dégénéré 5 fois. Considérons alors un état qui a les nombres quantiques du pion, et qui peut être engendré en faisant agir sur le vide $|0\rangle$ l'opérateur $\vec{\pi} = \bar{q}\gamma_5\vec{\tau}q$ (qui est bien un opérateur pseudoscalaire et isovectoriel). Effectuons une transformation chirale engendrée par l'opérateur unitaire U . L'état $\vec{\pi}|0\rangle$ devient $U\vec{\pi}U^+|0\rangle$. Pour calculer $U\vec{\pi}U^+$, choisissons le cas particulier $\pi_0 = \bar{q}\gamma_5\tau_3q$ et effectuons la rotation axiale $U = \exp\{i\frac{\pi}{4}\gamma_5\tau_3\} = \frac{1}{\sqrt{2}}(1 + i\gamma_5\tau_3)$. Alors un calcul simple montre que $U\pi_0U^+ = i\bar{q}q$, qui est un scalaire d'isospin 0. Si le vide est invariant, i.e. $U|0\rangle = |0\rangle$, alors le pion est dégénéré (puisqu'obtenu à partir de lui par une opération qui commute avec l'hamiltonien) avec un scalaire d'isospin 0. Or il n'existe pas de telle particule dans la nature. Par conséquent, l'hypothèse $U|0\rangle = |0\rangle$ est fautive: le vide n'est pas invariant dans les transformations chirales. Il existe en particulier des valeurs moyennes non nulles comme les "condensats" $\langle 0|\bar{q}q|0\rangle$.

Les pions peuvent être interprétés comme les fluctuations de ces condensats. La dégénérescence des états $U|0\rangle$, implique que les modes de grande longueur d'onde ont une très petite énergie: c'est là l'origine de la faible masse du pion, très difficile à expliquer dans les modèles de quarks.

Ainsi que je l'indiquais dans l'introduction, les propriétés du vide peuvent être modifiées profondément par des conditions extérieures particulières. En particulier, on s'attend lorsque la température et/ou la densité de baryons sont très élevées, à ce que le condensat

$\langle \bar{q}q \rangle$ disparaisse. Dans les mêmes conditions les propriétés de confinement disparaissent également. En fait la chromodynamique quantique prévoit qu'à très haute température, la matière hadronique a un comportement très simple: celui d'un gaz de quarks et de gluons interagissant faiblement. Cette propriété remarquable, d'abord déduite de considérations basées sur la liberté asymptotique a été depuis une dizaine d'années amplement vérifiée par les calculs "sur réseau". C'est en grande partie pour mettre en évidence cet état particulier de la matière hadronique que sont entreprises les expériences de collision de noyaux lourds à très haute énergie.

BIBLIOGRAPHIE

- F.E. Close, *An Introduction to Quarks and Partons*, Academic Press, London (1979).
- F. Halzen and A.D. Martin, *Quarks and Leptons*, John Wiley & Son (1984).
- Y. Nambu, *The Confinement of Quarks*, Scientific American, Nov. 76, p.48.
- G. 't Hooft, *Gauge Theories of the Forces between Elementary Particles*, Scientific American, Juin 1980, p.90.
- A. Morel, Cours donné à l'Ecole d'Eté de Physique des Particules, Gif-sur-Yvette, 8-12 Septembre 1986.
- I.J. Aitchison and A.G. Hey, *Gauge Theories in Particle Physics*, Adam Hilger, 1989.
- C. Itzykson and J.-B. Zuber, *Quantum Field Theory*, Mc Graw-Hill, New York, 1980.
- T.D. Lee, *Particle Physics and Introduction to Field Theory*, Harwood Academic Publishers, 1981.
- I.J. Aitchison, *Nothing's Plenty: The Vacuum in Modern Quantum Field Theory*, Contemp. Phys. **26** (1985) 333.
- E.V. Shuryak, *The QCD Vacuum, Hadrons and Super Dense Matter*, World Scientific, 1988.

LE NOYAU, LABORATOIRE UNIQUE DE LA DYNAMIQUE DES QUARKS!

Défis théoriques

Jean-François Mathiot
Division de Physique Théorique ,
Institut de Physique Nucléaire,
F-91406 ORSAY Cedex

Abstract

Nous aborderons dans ce cours les orientations qui se dessinent à l'heure actuelle en diffusion d'électrons à haute énergie ($E=15-30$ GeV) et haute intensité, en insistant sur celles qui nous paraissent les plus importantes et les plus originales. Nous présenterons tout d'abord les grandes idées sous jacentes à ce projet, puis nous détaillerons trois thèmes essentiels: la production de saveurs lourdes, la notion de transparence de couleur, et la propagation d'un quark dans le milieu nucléaire. Ce cours est conçu pour donner au lecteur les éléments nécessaires lui permettant d'apprécier cette physique et de poser de bonnes questions aux experts.

We shall investigate in these lectures the various aspects of the physics program which is foreseen at a high energy ($E=15-30$ GeV), high intensity electron accelerator, paying particular attention to the most important and original ones. We shall first outline the main stream of ideas, and second detail three essential topics: electroproduction of heavy flavors, the notion of color transparency and the propagation of a quark in the nuclear medium.

1 Préambule

Plusieurs plans détaillés pour l'avenir à moyen et long terme de la Physique Nucléaire en Europe ont été récemment élaborés. Ils constituent la base d'une analyse des principaux thèmes et des orientations futures de notre discipline. *La compréhension de la structure hadronique au niveau microscopique, et la mise en évidence de ses liens avec la structure nucléaire sont parmi les questions les plus importantes.*

La nature des interactions fortes est actuellement connue dans la mesure où la ChromoDynamique Quantique (QCD) constitue maintenant une référence théorique solide. Les processus microscopiques correspondent à l'échange de gluons entre quarks, les constituants ponctuels élémentaires du nucléon. Les quarks et gluons ne sont pas observés comme particules libres (asymptotiques), et sont confinés dans les particules physiques, les hadrons. L'interaction entre quarks à très courte distance et pour des intervalles de temps très petits peut être décrite en terme du premier ordre du développement perturbatif de QCD. Par contre, les processus non-perturbatifs à grande distance comme le confinement des quarks, la brisure spontanée de la symétrie chirale, ou le processus de neutralisation de la couleur (hadronisation) restent encore largement inconnus. En dehors de calculs sur réseaux qui ont des limitations bien connues, nous ne disposons que de modèles schématiques.

Cette situation n'est certainement pas satisfaisante dans la mesure où une théorie réaliste de la matière ne pourra émerger sans des progrès décisifs dans ce domaine. Nous sommes persuadés que la nouvelle génération d'accélérateur à faisceau continu d'électrons dans la gamme d'énergie 15-30 GeV, qui est actuellement en discussion en Europe, est un des moyens privilégié pour répondre à ces questions. Nous essayerons de le montrer dans ce cours.

La diffusion d'électrons a été très largement utilisée pour étudier la structure en quarks du nucléon, depuis les premiers travaux effectués à SLAC il y a déjà 25 ans. Dans ces expériences, il est possible de contrôler et de faire varier indépendamment énergie et transfert d'impulsion en modifiant l'énergie incidente et l'angle de diffusion de l'électron. Des faisceaux de muons et de neutrinos sont aussi utilisés mais de façon plus limitée dans la mesure où les flux de particules disponibles sont considérablement moins intenses (par un facteur de 10^7 au moins). Il existe actuellement tout un ensemble de données en diffusion d'électrons, mais elles contiennent en fait très peu d'information sur l'état final

de diffusion. La plupart des données disponibles en physique hadronique sont difficilement utilisables par suite du manque de statistique et/ou d'un très mauvais cycle utile.

Les accélérateurs d'électrons à haute énergie ont des faisceaux pulsés dans lesquels le flux instantané de particules de toutes sortes créées lors des collisions électron-nucléon aveugle le détecteur. Afin d'observer des événements en coïncidence (processus exclusifs dans lequel l'état final est parfaitement défini), il est essentiel de pouvoir diminuer l'intensité maximale de chaque paquet d'électrons, et donc d'avoir un faisceau (pratiquement) continu (cycle utile proche de un).

Plusieurs accélérateurs d'électrons à faisceau continu sont actuellement disponibles en Europe: à Bonn, Mayence, Amsterdam dans la gamme d'énergie de 1 à 3 GeV. CEBAF aux Etats Unis devrait bientôt fonctionner avec un faisceau incident de 4 à 6 GeV et 100% de cycle utile. Des études préliminaires à plus haute énergie doivent continuer auprès d'accélérateurs de physique des particules tels que SLAC, HERA ou au CERN, ou avec des faisceaux de muons à Fermilab et au CERN. L'expérience acquise auprès de ces machines devrait permettre aux physiciens d'optimiser la nouvelle génération de détecteurs, et la mise au point des nouvelles expériences.

Les différents thèmes que nous aborderons dans ce cours ont été largement discutés lors des ateliers qui ont eu lieu en Europe ces dernières années [1, 2, 3, 4]. Le but de ce cours est de les rassembler, et de les présenter de façon cohérente. Nous indiquerons dans le chapitre 2 les orientations générales de ce projet, sous forme de défis théoriques, ainsi que les grandes lignes du programme de physique. Nous aborderons ensuite dans les chapitres 3,4 et 5 les trois aspects qui nous paraissent les plus importants et les plus originaux de ce projet.

Nous montrerons tout d'abord pourquoi l'étude de la production de saveurs lourdes, et en particulier celle de charmonium, est un passage obligé lorsque l'on s'intéresse aux questions que nous venons de soulever, dans la mesure où beaucoup de calculs sont déjà disponibles dans le cadre de QCD, essentiellement du fait de la masse élevée du quark charmé. La notion de transparence de couleur sera ensuite discutée, en nous attardant sur les aspects dynamiques du problème, et le rôle que peut jouer le noyau pour nous fournir une échelle de mesure (le diamètre du noyau) de l'évolution spatio-temporelle de configurations particulièrement intéressantes de la fonction d'onde hadronique. Ce domaine est actuellement en pleine expansion, et de nouveaux schémas théoriques sont en cours d'élaboration pour comprendre ces phénomènes dans le cadre de QCD.

Enfin, le troisième sujet a été choisi de façon à mettre en évidence les limitations actuelles de notre connaissance du processus de neutralisation de la couleur dans tous les phénomènes d'hadronisation. Dans ce cas, le choix du noyau devrait, paradoxalement, nous aider d'abord à identifier les bons degrés de liberté, ou les bons paramètres physiques, et les échelles de temps caractéristiques, avant de pouvoir espérer un traitement théorique plus précis.

2 Défis théoriques

2.1 La structure en quarks de la matière

2.1.1 Degrés de liberté physiques

L'évolution des idées en Physique Nucléaire, en ce qui concerne la structure microscopique du noyau, est largement basée sur la recherche des degrés de liberté physiques à une certaine échelle en densité, énergie et transfert d'impulsion. Le point de départ a bien évidemment été la recherche d'interactions effectives dans les noyaux, les fameuses forces de Skyrme. Les propriétés globales (macroscopiques) du noyau sont alors caractérisées par la donnée de sa densité, du gradient de celle-ci, et des densités de vitesse et de spin. Il en résulte en particulier qu'une description satisfaisante des noyaux nécessite une forte dépendance en densité, au delà de celle prévisible pour une interaction à deux corps: les interactions à plus de deux corps sont déjà à l'œuvre ici.

L'interprétation de ces forces effectives en terme de processus élémentaires a été rendu possible par le développement des techniques appropriées à la résolution du problème à N corps. Les interactions de Skyrme peuvent alors être déduites, dans une large mesure, d'interactions à deux corps phénoménologiques, comme par exemple l'interaction de Reid, quelle soit à cœur dur ou à cœur mou! A ce niveau, les interactions à plus de deux corps restent encore mystérieuses.

La mise en évidence des processus microscopiques sous-jacent à l'interaction Nucléon-Nucléon (NN) a permis de faire un bond dans notre connaissance du noyau. Les degrés de liberté physiques à l'échelle de 1 à 2 fm (distance entre nucléons à l'intérieur du noyau) sont les nucléons et les pions. L'interaction NN est décrite en terme d'échange de plusieurs pions (un, deux, trois,... pions corrélés). Dans ce cadre, les interactions électromagnétiques sont bien comprises (courants d'échange mésoniques), et la généralisation aux forces à plus de deux corps est naturelle: *c'est maintenant le modèle de référence de la structure microscopique du noyau [5]*.

Les degrés de liberté physiques à cette échelle sont ainsi bien identifiés, et leur dynamique en grande partie élucidée. La question est maintenant de comprendre la justification théorique profonde de ces degrés de liberté. Cette évolution des idées se traduit par une nouvelle dénomination de la discipline: la physique "hadronique". Cette question renvoie en fait aux deux propriétés essentielles de la ChromoDynamique Quantique dans ce domaine d'énergie: le confinement des quarks et des gluons, et la brisure spontanée de la symétrie chirale. La première propriété justifie le choix des degrés de liberté asymptotiques (les nucléons et non pas les quarks), la seconde justifie le rôle particulier joué par le pion (par l'intermédiaire du théorème de Goldstone [6]). Cette dernière propriété est d'ailleurs à l'origine des théorèmes de basse énergie des années 60 [29], et, plus récemment, des prédictions dans le secteur mésonique à basse énergie et bas transfert d'impulsion de la théorie des perturbations chirales [8]. La conciliation de ces deux propriétés fondamentales est au cœur des préoccupations actuelles des physiciens dans ce domaine.

La structure en quark des nucléons est déjà visible sur plusieurs observables. Citons entre autre la diffusion profondément inélastique de leptons et, à basse énergie, le spec-

tre des hadrons. Alors que le premier aspect fait référence explicitement à la propriété de liberté asymptotique [6, 9], c'est-à-dire d'une certaine manière l'absence apparente d'interactions entre quarks, le second aborde directement les aspects du confinement. Tout un pan de la physique hadronique actuelle concerne la spectroscopie hadronique, élément indispensable pour mieux cerner le confinement.

La donnée de toutes les excitations d'un système fini, et de leur amplitude de transition vers l'état fondamental, doit, en principe, être suffisant pour caractériser entièrement ce système et la dynamique de ses composantes. Le seul paramètre de l'oscillateur harmonique peut être déterminé par exemple par la donnée de la masse de la première résonance radiale du nucléon (la résonance de Roper, $M=1440$ MeV). Plus généralement, tous les paramètres des modèles de quarks sont déterminés à partir du spectre hadronique. Cela nécessite cependant une connaissance de plus en plus complète (c'est-à-dire la connaissance de plus en plus d'états excités), lorsque l'on s'intéresse à la structure de plus en plus fine de ce système. Il est alors nécessaire de compléter cette information par l'étude directe de la dynamique des degrés de liberté élémentaires, en termes d'évolution spatio-temporelle des configurations les plus représentatives du système. Ainsi, pour revenir à la structure nucléaire, la connaissance du noyau n'a pu s'affranchir de l'étude directe des processus microscopiques en termes d'échange de mésons.

2.1.2 Nouvelles opportunités

De nouvelles opportunités se dégagent à l'heure actuelle dans plusieurs domaines, et de leur convergence résulte en grande partie la proposition même de ce projet.

- Au niveau théorique, les techniques du problème à N corps et celles de la théorie des champs ont beaucoup de points communs. Une application directe de cette convergence est l'implication de physiciens nucléaires dans l'étude de QCD sur réseaux et de la transition de phase vers un plasma de quarks et de gluons à température finie.
- La nouvelle génération de détecteurs, couplés à un faisceau continu d'électrons ouvre de nouvelles perspectives au niveau des expériences envisageables, en particulier par la luminosité accessible, que ce soit pour les spectromètres ou les détecteurs à grand angle solide.
- Enfin, cette convergence se traduit aussi au niveau des équipes expérimentales par un certain renouvellement des frontières entre physique nucléaire et physique des particules. L'exemple en a été donné bien sûr par le programme d'Ions Lourds Ultra Relativistes au CERN, et se poursuit par l'implication de physiciens nucléaires dans des programmes en cours à SLAC (expériences E 142-143) et au CERN (collaboration SMC) sur la mesure des fonctions de structure polarisés du nucléon. A plus long terme, le projet en discussion à l'heure actuelle devrait pouvoir accentuer ce renouvellement.

2.2 Stratégie générale

Pour essayer d'avancer dans notre compréhension de ces problèmes, deux attitudes sont envisageables. Celles-ci sont en fait déjà visibles dans les différentes approches théoriques du problème.

Tout d'abord, il est parfois possible, et nécessaire, de déplacer légèrement le problème. Citons ici deux exemples: le développement en $1/N_c$, lorsque $N_c \rightarrow \infty$, pour comprendre la structure des hadrons en terme de mésons (le "Skyrmion"), et le développement en moment, pour des moments faibles devant l'échelle de masse hadronique typique (par exemple la masse du méson ρ), pour comprendre la dynamique des degrés de liberté pioniques (théorie des perturbations chirales). Le monde physique nécessite par contre de travailler avec trois couleurs, $N_c = 3$, et non pas avec un nombre infini. D'autre part, les impulsions typiques dans les noyaux sont, compte-tenu des fortes corrélations à courtes portées entre nucléons, de l'ordre de plusieurs centaines de MeV.

La seconde alternative est de résoudre des configurations plus simples. C'est en particulier la démarche qui a été suivie dans les calculs de QCD sur réseau. Cette démarche peut se décomposer de la manière suivante:

1. L'étude des systèmes de quarks lourds a permis de mettre en évidence la propriété de confinement des quarks (la fameuse "boucle de Wilson"), et la détermination de la tension de la corde [6]. Cela a été rendu possible par le fait que la masse de ces quarks est bien plus grande que l'échelle intrinsèque de QCD, $\Lambda_{QCD} \sim 200 \text{ MeV}$, ce qui permet de bénéficier d'un nouveau point de repère, ou d'une nouvelle échelle.
2. L'étude des configurations de quarks légers $q\bar{q}$ ou qqq a été faite dans l'approximation "quenched", c'est-à-dire dans l'approximation où seuls les quarks de valence sont considérés, sans tenir compte de la polarisation du vide (excitation de quarks de la mer de Dirac) [9].
3. Le calcul exact commence seulement maintenant à être abordé, avec seulement des ébauches de stratégie. Toutes les propriétés à longue portée de QCD sont encore largement mystérieuses!

2.2.1 Le noyau, laboratoire unique de la dynamique des quarks!

Il nous paraît essentiel de pouvoir suivre au niveau expérimental une démarche analogue: *c'est l'essence même d'un accélérateur à faisceau continu d'électrons de 15 à 30 GeV*, comme nous le montrerons dans les sections 3,4 et 5. La stratégie qui se dessine à l'heure actuelle pour répondre à ce défi résulte de deux observations.

i) Tout d'abord, l'exemple de la recherche du plasma de quarks et de gluons par la diffusion d'ions lourds ultrarelativistes nous a montré comment on pouvait utiliser le noyau pour nous fournir de nouvelles échelles, ou de nouveaux points de repères, pour comprendre les mécanismes mis en jeu. Dans ce cas particulier, il s'agit de la densité baryonique, et de la température. A haute densité et/ou haute température, on s'attend à ce que les quarks et gluons soient déconfinés. C'est une manière de déplacer le problème, pour

reprendre l'argumentation présentée plus haut! L'expérience acquise dans ce domaine depuis plusieurs années nous permet de tirer une leçon importante quant à l'utilisation du noyau: ce domaine est potentiellement très riche, mais il nécessite une connaissance approfondie des mécanismes élémentaires, au niveau de la dynamique même des degrés de liberté physiques.

ii) Les quelques données actuellement disponibles sur la dépendance en A de plusieurs processus physiques, comme la diffusion proton-noyau à grand transfert d'impulsion, nous permettent de penser que le noyau peut aussi être utilisé comme milieu "révélateur" de l'évolution dans le temps de configurations élémentaires de la fonction d'onde hadronique. Nous reviendrons en détails sur cet aspect dans les sections suivantes. Le noyau n'est alors pas utilisé comme un milieu de densité variable, ainsi que cela a été fait par exemple pour l'effet EMC et l'étude de la modification des propriétés du nucléon dans le milieu [10], mais plutôt comme un milieu de dimensions variables, un peu à l'image de l'utilisation des chambres à bulle pour mettre en évidence la création et désintégration de particules.

Les échelles de temps propres caractéristiques sont de l'ordre de $\tau_0 \sim 1 \text{ fm}$, c'est-à-dire le temps nécessaire à un quark pour parcourir les distances typiques des systèmes confinés. Compte-tenu du facteur de dilatation de Lorentz, l'échelle de temps caractéristique dans le référentiel du laboratoire est ainsi

$$\tau = \gamma \tau_0 = \frac{E}{M} \tau_0 \sim \text{quelques fm}. \quad (2.1)$$

Le seul milieu disponible à cette échelle est le noyau, d'où le titre de ce cours: le noyau, laboratoire unique de la dynamique des quarks! De manière imagée, il s'agit ici de concevoir et de réaliser la nouvelle génération d'expériences de chambre à bulle. Cela constitue un véritable défi à la fois pour les théoriciens, mais aussi pour les expérimentateurs. Tout un programme de physique est à bâtir sur cette idée, et il ne peut s'agir bien sûr de ne considérer qu'une seule expérience. D'un point de vue pratique, il est essentiel que les échelles d'énergie et d'impulsion qui sont en jeu au niveau du processus électromagnétique soient bien plus grandes que celles présentes au sein du noyau dans son état fondamental. C'est la seule condition pour pouvoir séparer clairement les mécanismes liés à la structure du noyau lui-même de ceux liés à la structure du nucléon.

Evidemment, l'étude des processus qui se développent dans le noyau nécessite de bien maîtriser les processus élémentaires sur le nucléon. Ces aspects constituent un élément inséparable de ce projet. Nous en verrons plusieurs exemples dans la suite de ce cours.

2.2.2 Un accélérateur d'électrons sur cible fixe

La première conséquence de la stratégie générale détaillée précédemment est évidemment de devoir ajuster le temps caractéristique τ donné en (2.1), au rayon du noyau, plutôt d'ailleurs à son diamètre. Cela nécessite des énergies de particules de l'ordre de plusieurs GeV. Cela implique aussi des expériences sur cible fixe, les particules étant soit éjectées du noyau (diffusion quasi-élastique sur un nucléon du noyau), soit créées en son sein (électroproduction de saveurs lourdes par exemple).

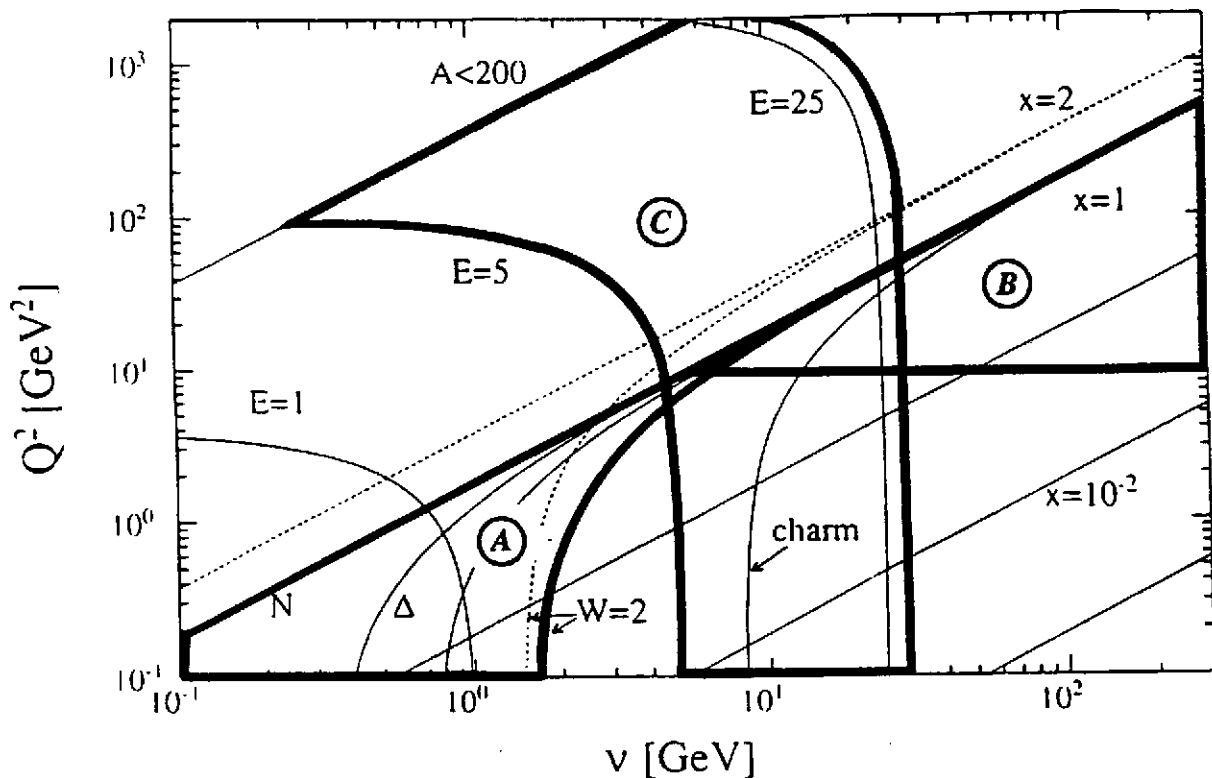


Figure 1: Différentes régions cinématiques en diffusion d'électrons. A) A basse énergie ($E < 4 - 6 \text{ GeV}$), étude statique du nucléon et de ses résonances; B) à haute énergie et haut transfert d'impulsion, domaine de la diffusion profondément inélastique; C) nouveau domaine de physique qui nous intéresse dans ce cours. La variable x représente la variable de Bjorken [9], et les courbes notées Δ et charm correspondent au seuil de création d'une résonance Δ et de J/Ψ .

Au niveau de la sonde à utiliser, l'électron est actuellement la seule qui permette de contrôler de façon suffisamment précise l'état initial du système. L'interaction est faible, et donc l'échange d'un seul photon est une très bonne approximation, ce qui permet de connaître exactement le transfert d'énergie et d'impulsion communiqués au système. Ces transferts peuvent être variés indépendamment l'un de l'autre pour pouvoir accéder à des régimes cinématiques différents. Même si plusieurs des sujets que nous aborderons par la suite peuvent être, et dans certains cas ont été vus, en diffusion de hadrons, l'étude détaillée de ces processus, et le programme de physique à bâtir autour de ces idées, ne peut se faire que dans la mesure où le processus élémentaire de production est bien maîtrisé.

La gamme d'énergie nécessaire et suffisante est donc de l'ordre de plusieurs GeV. Il convient d'une part d'accéder aux bons degrés de liberté (quarks et gluons), et d'autre part d'avoir une énergie suffisamment basse pour que les processus physiques puissent se développer dans le noyau. Comme nous le verrons plus précisément dans les sections suivantes, cela fixe une gamme d'énergie entre 15 et 30 GeV. La limite supérieure est aussi fixée de façon à pouvoir se raccorder à certaines données actuelles. Enfin, les propriétés liées au spin du nucléon sont tout à fait indispensables pour mieux comprendre sa structure. En particulier, la séparation des sections efficaces longitudinale et trans-

Caractéristiques	Projet actuel	Accélérateurs existants
Cycle utile	100%	10^{-4} (SLAC,HERA)
Résolution	$5 \cdot 10^{-4}$ à 15 GeV	$4 \cdot 10^{-3}$ (SLAC)
Luminosité spectromètres	10^{38}	10^{36} (SLAC)
" détecteurs grand angle solide	10^{36-37}	10^{31} (CERN), 10^{33} (HERMES)

Table 1: Principales caractéristiques des accélérateurs d'électrons dans la gamme d'énergie 15-30 GeV.

verse est essentielle pour contrôler le mécanisme élémentaire. Cela nécessite un faisceau d'électrons polarisés.

Ces différentes propriétés de la sonde électromagnétique ne peuvent être pleinement utilisées que si la luminosité disponible est suffisamment grande (faibles sections efficaces différentielles), et le cycle utile suffisamment grand (proche de un si possible) pour permettre des mesures en coïncidence (processus exclusifs). Enfin, nous verrons à propos de la notion de transparence de couleur qu'une haute résolution est aussi nécessaire pour mieux séparer les mécanismes intéressants. Toutes ces caractéristiques sont rassemblées dans le projet actuel de machine (voir le cours de P. Vernin). Ils constituent le standard actuel pour les accélérateurs d'électrons dans la gamme d'énergie 1 à 4 GeV. Les caractéristiques envisagées pour ce projet, comparées à celles des accélérateurs existants, sont rassemblées dans le tableau 1.

Des études préliminaires peuvent être envisagées soit à CEBAF, à haute intensité, haut cycle utile, haute résolution mais à plus basse énergie; soit à HERA (collaboration HERMES) à haute énergie mais faible luminosité et faible cycle utile; soit enfin à SLAC à haute luminosité mais très faible cycle utile et mauvaise résolution. Nous rassemblons sur la figure 1 les différentes régions cinématiques intéressantes. Les caractéristiques des différents accélérateurs actuellement en fonctionnement sont indiquées dans le cours de V. Breton.

2.3 Le programme de physique

Avant de rentrer plus en détails dans quelques morceaux choisis, il nous a paru important de présenter de façon générale le programme de physique. Nous avons classé les différents aspects de ce programme par la manière d'aborder la physique (trois points de vue différents) plutôt que par les thèmes, de manière à éviter une longue liste toujours rébarbative de propositions d'expériences.

2.3.1 Le noyau comme laboratoire

La question sous jacente est ici l'étude de la dynamique des quarks (et des gluons) dans les systèmes hadroniques où ils sont confinés. Le noyau est ici utilisé pour étudier l'évolution dans le temps de configurations particulières de la fonction d'onde hadronique, quelles

soient colorées (processus d'hadronisation) ou non (transparence de couleur et production de saveurs lourdes). Dans l'ordre de difficulté croissante, nous pouvons citer:

- La production de saveurs lourdes,
- La notion de transparence de couleur,
- La propagation d'un quark dans le milieu nucléaire.

Ces thèmes sont tout à fait remis en question des trois étapes que nous avons mentionnées dans la section 2.2 lors de la discussion des calculs de QCD sur réseaux. Ils font l'objet des trois chapitres suivants de ce cours, nous ne nous y attarderons donc pas plus ici.

2.3.2 Processus élémentaires

Bien évidemment, nous serons amenés à discuter aussi des processus élémentaires associés à ces mécanismes (que se passe-t-il au vertex électromagnétique?), et donc à parler des processus de production du charmonium, des facteurs de forme électromagnétiques du nucléon, ainsi que des fonctions de fragmentation, pour reprendre l'ordre des thèmes cités plus haut. Cette liste est forcément limitée, pour des raisons de place évidentes. Nous nous contenterons ici de citer quatre autres processus qui nous paraissent particulièrement intéressants:

- Facteurs de forme faibles neutres [11, 12],
- Spectroscopie des baryons charmés [13],
- Electroproduction de résonances baryoniques [14],
- Corrections de haut twists en diffusion profondément inélastique [15].

Nous renvoyons le lecteur intéressé par ces sujets aux références indiquées pour avoir plus de détails sur ces processus. La figure 2 résume assez bien la situation actuelle en ce qui concerne l'électroproduction de résonances baryoniques. Notez en particulier l'apparition à haut transfert d'impulsion de la résonance de Roper. Cette région sera inaccessible à CEBAF. La résonance de Roper est tout à fait essentielle pour comprendre la dynamique interne du nucléon, un peu comme la résonance monopolaire du noyau est importante pour comprendre la dynamique nucléaire (paramètre d'incompressibilité du noyau en particulier). La précision des données actuelles, et le manque de données exclusives à haut transfert d'impulsion ne permettent aucune analyse théorique un tant soi peu précise.

2.3.3 Modification des propriétés du nucléon dans le milieu nucléaire

Sous cette dénomination très à la mode actuellement, et qui peut paraître inadaptée ici, nous classons les études relatives à la structure nucléaire elle-même! En effet, les propriétés physiques du nucléon, et de tout hadron de façon générale, sont de facto modifiées dans le milieu nucléaire, et cela du seul fait qu'il subisse l'interaction forte [5]. Ce

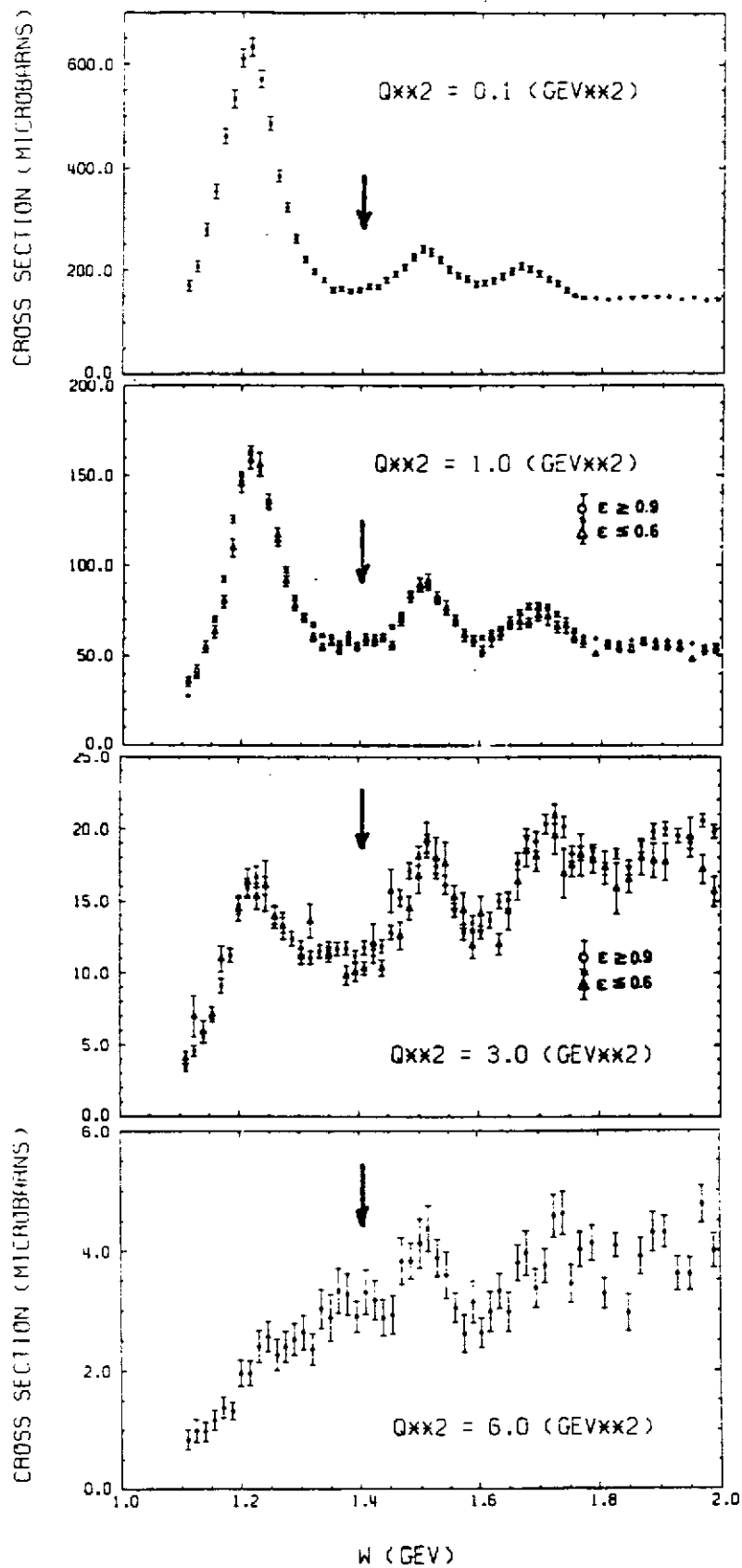


Figure 2: Electroproduction (inclusive) de résonances baryoniques à différents transferts de quadri-impulsion, d'après la référence [16]. La flèche indique l'emplacement de la résonance de Roper.

n'est d'ailleurs pas l'apanage de QCD, mais existe aussi en QED. Par contre, du fait de l'intensité de l'interaction, les manifestations de cette modification sont plus importantes, et certainement plus délicates à traiter, dans le cas des interactions fortes. Donc, considérer la modification des propriétés du nucléon dans le milieu nucléaire peut se réduire à l'étude de l'interaction forte entre nucléons, et plus particulièrement de ses propriétés à courte portée, encore mal connues. Citons entre autres sujets proposés lors de l'atelier de Mayence [4]

- Facteurs de forme électromagnétiques du deuton [17],
- Production de particules cumulatives,
- Diffusion Semi-Inclusive à $x_B \geq 1$.

Les deux derniers processus relèvent de la même démarche scientifique, à savoir l'étude de processus physiques dans un domaine cinématique interdit sur un nucléon libre, mais permis sur un noyau. La production de particules "cumulatives" est déjà connue depuis bien longtemps [18]. Il s'agit en fait de la réaction $pA \rightarrow hX$ lorsque h est émis à grand angle. Pour cette réaction, et dans la limite où l'énergie du proton incidente est grande, la masse invariante de l'état final pour la diffusion sur un nucléon s'écrit

$$M_X^2 = [P_p + P_N - P_h]^2 \simeq 2E_p M_N - 2E_p(E_h - P_{||}) \geq 0, \quad (2.2)$$

ce qui signifie donc que le paramètre $\alpha = 1/M_N(E_h - P_{||})$ doit être inférieur ou égal à 1. Les résultats indiqués sur la figure 3 montrent que α peut être de l'ordre de plusieurs unités, suggérant en première approximation que les centres diffuseurs correspondent à des configurations rassemblant plusieurs nucléons (2 pour $\alpha = 2$, etc), d'autant plus que la pente de ces spectres est la même quel que soit le projectile.

Ce processus peut être étendu à la diffusion par des électrons, ce qui facilite l'interprétation des données. Dans ce cas, le principe est tout à fait semblable à la diffusion Semi-Inclusive à $x_B \geq 1$ [19]. Revenons tout d'abord sur l'interprétation de la variable de scaling de Bjorken, x_B , définie de la manière suivante (voir le cours de G. Smadja)

$$x_B = \frac{Q^2}{2M_N \nu}. \quad (2.3)$$

Dans un référentiel approprié (référentiel du moment infini), x_B s'interprète comme la fraction de l'impulsion du nucléon emportée par l'un de ses partons (de ses constituants). Il est donc clair que $x_B \leq 1$ pour un nucléon libre. Par contre, lorsque l'on effectue une diffusion profondément inélastique sur un nucléon d'un noyau, et lorsque la diffusion a lieu sur une paire de nucléons fortement corrélés, alors le moment maximum emporté par un parton d'un des nucléons de la paire peut être cinématiquement égal au moment de la paire du nucléon, soit environ deux fois le moment d'un seul nucléon. Dans ce cas, $x_B \leq 2$. Lorsque la diffusion a lieu sur une configuration à trois nucléons, alors $x_B \leq 3$, et ainsi de suite. En principe donc, sur un noyau de masse atomique A , $x_B \leq A$.

Evidemment ce raisonnement de cinématique ne nous permet pas de prédire la probabilité de telles configurations. Celles-ci sont données par les fonctions de distribution

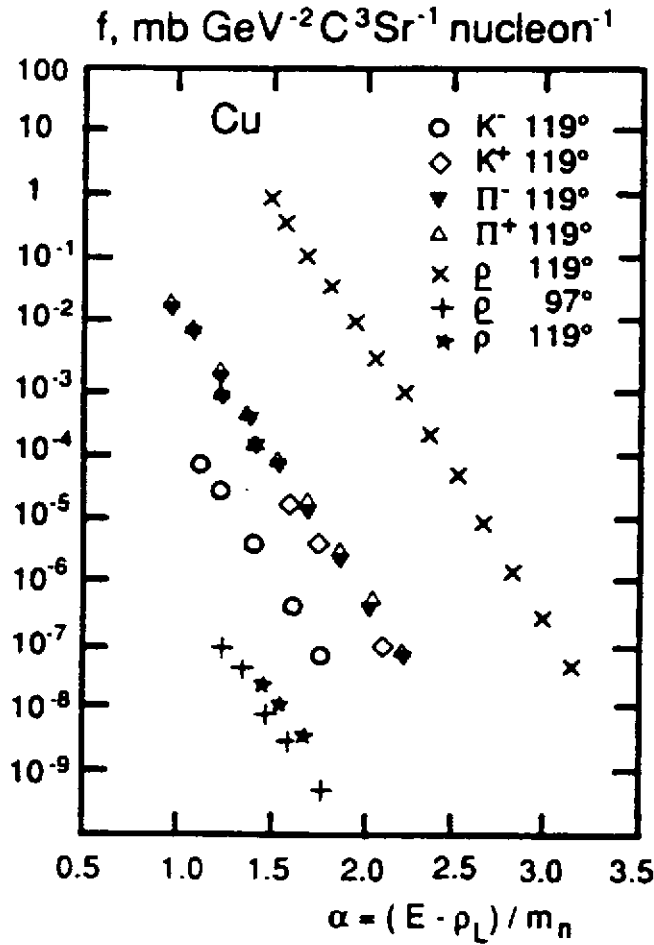


Figure 3: Production cumulative de particules, pour plusieurs projectiles. Notez la ressemblance, au niveau des pentes, entre tous ces processus.

mesurées. On doit certainement s'attendre à des probabilités d'autant plus faibles que x_B est grand ou que le noyau est peu dense. Il est donc indispensable d'étudier non seulement le noyau le plus simple, le deuton, mais aussi les noyaux les plus lourds (pourquoi pas le plomb!). Expérimentalement, cela nécessite d'abord une grande luminosité. De plus, comme l'énergie n'est pas très grande, cela nécessite aussi de séparer expérimentalement la diffusion profondément inélastique de la production quasi-élastique qui peut être encore importante lorsque le transfert de quadri-impulsion n'est pas très grand. Des mesures exclusives (e,e'h) X ont été proposées pour cela [20].

3 Electroproduction de saveurs lourdes

De même que les premiers calculs sur réseaux ont été effectués avec des quarks lourds, de même nous commencerons l'étude du programme de physique par la production de saveurs lourdes. Cela n'est évidemment pas une coïncidence, mais tiens simplement au fait que l'utilisation de quarks lourds permet de bénéficier d'une échelle naturelle pour pouvoir mener à bien des calculs théoriques, dans la mesure où $m_c \gg \Lambda_{QCD}$. Cette nouvelle échelle permet en particulier de factoriser les trois étapes importantes dans tout processus d'électroproduction:

1. Structure de l'état initial,
2. Processus électromagnétique élémentaire,
3. Formation de l'état final.

Nous verrons un peu plus loin comment ce principe se met en œuvre d'un point de vue pratique, que ce soit pour les processus élastique ou inélastique. Le choix du domaine cinématique, électroproduction près du seuil, et le fait de produire une paire de quarks lourds permet de spécifier entièrement le processus électromagnétique élémentaire, alors que l'utilisation du noyau permet d'avoir accès à l'évolution du système $q\bar{q}$ vers l'état final hadronique.

3.1 Rappels

3.1.1 Le rôle des saveurs lourdes

Nous rappelons dans le tableau 2 les caractéristiques principales des quatre quarks les plus légers, en laissant de côté les quarks b et t inaccessibles à ces énergies. Alors que les quarks u et d ont une masse (dite courante, ou "nue") presque nulle (par rapport à l'échelle intrinsèque de QCD, $\Lambda_{QCD} \simeq 200 \text{ MeV}$) -ce qui est d'ailleurs à l'origine de la symétrie chirale du Lagrangien de QCD- le quark charmé a une masse largement supérieure. Ces propriétés différentes vis-à-vis de la symétrie chirale se reflètent au niveau de la valeur de la masse constituante (ou masse effective, ou "habillée") des quarks, indiquée dans ce même tableau. Alors que pour les quarks lourds ces deux masses sont très voisines, elles sont très différentes pour les quarks u et d, simplement par le fait que l'échelle qui détermine les masses hadroniques est dans ce cas Λ_{QCD} , et non pas la masse courante [6].

q	u	d	s	c
m_c	4-5 MeV	7-8 MeV	60-150 MeV	1.3-1.5 GeV
m_{eff}	$\simeq 300 \text{ MeV}$	$\simeq 300 \text{ MeV}$	$\simeq 500 \text{ MeV}$	$\simeq 1.5 \text{ GeV}$
Q	2/3	-1/3	-1/3	2/3

Table 2: Masse courante (m_c), masse constituante (m_{eff}), et charge des quatre quarks les plus légers.

Le quark étrange quant à lui a une position bien particulière dans la mesure où sa masse n'est ni très petite, ni très grande devant Λ . Nous verrons à la fin de ce chapitre comment il convient de comparer les secteurs étranges et charmés. Les états les plus simples que l'on puisse former à partir de quarks lourds sont évidemment les états $c\bar{c}$, les états du charmonium, un peu à la manière des états du positronium formés d'une paire e^+e^- . Les états les plus importants qui nous intéresseront par la suite sont les suivants:

1. Les mésons vecteurs J/ψ et ψ' , [$I^G(J^{PC}) = 0^-(1^{--})$] de masse 3097 MeV et 3686 MeV respectivement. Ces deux états sont particulièrement intéressants pour deux raisons. Tout d'abord ce sont des mésons vecteurs, et ils peuvent donc se coupler très facilement au photon, comme nous le verrons plus loin (modèle de dominance vectorielle). Ensuite, d'un point de vue expérimental, le J/ψ se désintègre en une paire de leptons e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$, avec un taux de branchement raisonnable de 7%. En choisissant la deuxième voie de désintégration, il sera alors très facile de sortir le signal du J/ψ du bruit électromagnétique. Le ψ' quant à lui se désintègre à 50% en $J/\psi + 2\pi$.
2. Les mésons scalaires η_c , [$0^+(0^{-+})$], $M = 2979$ MeV et χ_{c0} , [$0^+(0^{++})$], $M = 3415$ MeV et tenseur χ_{c2} , [$0^+(2^{++})$], $M = 3556$ MeV. Les voies de désintégration les plus accessibles sont sans doute en $J/\psi + \gamma$ ou $J/\psi + K^+K^-$.

Dans la suite de cette section, nous considérerons comme prototype la production de J/ψ . Les variables cinématiques à notre disposition sont au nombre de cinq:

1. Deux sont définies par la sonde, le transfert d'énergie ν dans le référentiel du laboratoire et le carré du transfert de quadri-impulsion q^2 (invariant de Lorentz), avec

$$\nu = E - E' \quad (3.1)$$

$$q^2 = (E - E')^2 - (l - l')^2 = -4EE' \sin^2(\theta/2) \equiv -Q^2 \quad (3.2)$$

ou E , E' et θ sont respectivement les énergies incidente, finale et l'angle de diffusion de l'électron, et $l(l')$ est l'impulsion initiale (finale) de l'électron. Notez la définition du (carré du) transfert de (quadri-)impulsion Q^2 couramment employé en diffusion d'électron, et qui est positif dans ce cas [21]. Par abus de langage, nous désignerons indifféremment dans la suite de ce cours Q^2 par le transfert d'impulsion ou de quadri-impulsion.

2. Trois permettent de caractériser l'état final, c'est-à-dire ici le J/ψ : son énergie rapportée à l'énergie du photon: $z = E_{J/\psi}/\nu$, son moment transverse par rapport à la direction du photon: $p_T = p_{J/\psi} \sin\theta'$, et l'angle azymuthal Φ . Toutes ces quantités sont définies dans le référentiel du laboratoire.

Nous avons indiqué sur la figure 4 les différents plans de la réaction, et la définition des différents angles importants. Par conservation de l'énergie-impulsion, le seuil d'électroproduction, ν_c , du J/ψ est donné par:

$$\nu_c = M_{J/\psi} + \frac{M_{J/\psi}^2 + Q^2}{2M_N}, \quad (3.3)$$

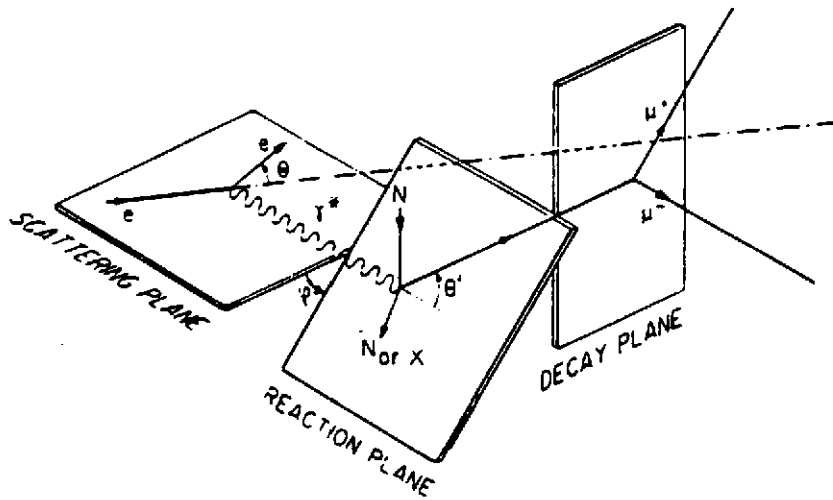


Figure 4: Cinématique de l'électroproduction de J/ψ .

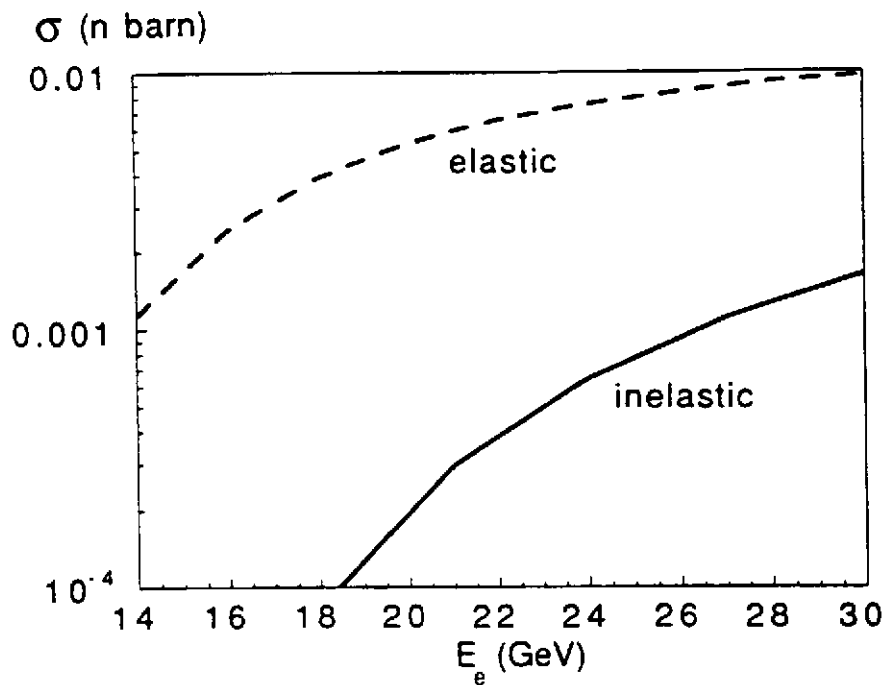


Figure 5: Section efficace total d'électroproduction de J/ψ en fonction de l'énergie de l'électron incident pour le processus élastique et inélastique.

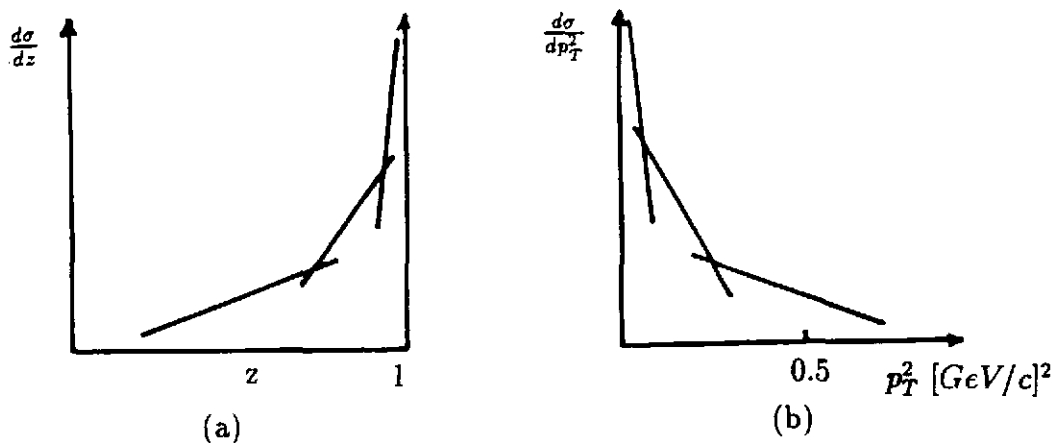


Figure 6: Différentes régions cinématiques dans la production de J/ψ , pour la dépendance en z (a) et p_T^2 (b).

soit 8.2 GeV en photoproduction ($Q^2 = 0$). A cette énergie bien sûr la section efficace de production est nulle, et il faut se placer légèrement au dessus du seuil pour pouvoir bénéficier de taux de comptage raisonnables.

A une énergie de 15 GeV, les sections efficaces sont d'environ deux ordres de grandeur inférieures à celles du CERN, comme cela est indiqué sur la figure 5. Il faut compenser cette très faible section efficace par une très forte luminosité. Les données du CERN (collaboration NMC par exemple) correspondent à une luminosité d'environ 10^{31} . Les luminosités attendues pour ce projet sont alors de 5 à 6 ordres de grandeur supérieures.

3.1.2 Différents domaines cinématiques

En schématisant beaucoup les sections efficaces, les distributions en z et p_T^2 sont indiquées sur la figure 6 [22]. La région à petit z et grand p_T^2 est dominée par les processus inélastiques $e + N \rightarrow e' + J/\psi + X$. La région à grand z et petit p_T^2 est dominée quant à elle par les processus élastiques $e + N \rightarrow e' + J/\psi + N$. Les limites de ces deux régimes sont relativement floues, et dépendent de l'énergie. Expérimentalement, elles sont déterminées par des "fits" avec deux paramètres de pente différents. Nous avons aussi indiqué sur cette figure la région de diffusion élastique cohérente sur un noyau (parfois aussi appelée diffusion diffractive cohérente), $e + A \rightarrow e' + J/\psi + A^*$, à z très proche de 1 et très faible p_T^2 . Dans ce régime, la diffusion a lieu de façon cohérente sur le noyau (somme des amplitudes, la section efficace se comporte comme A^2) et non sur chaque nucléon individuellement (somme des probabilités, la section efficace est en A) comme cela est le cas pour la diffusion élastique incohérente (on parle dans ce cas de diffusion quasi-élastique), ou, bien sûr, pour la diffusion inélastique.

Le test précis des processus d'électroproduction nécessite donc, d'une part, de balayer largement le plan z, p_T^2 et Q^2 mais aussi, et surtout, de pouvoir séparer expérimentalement les différents processus en détectant toutes (ou presque toutes) les particules dans l'état final, et non pas en faisant des cuts en z et p_T^2 , si l'on veut pouvoir étudier en détails le domaine de validité de chaque processus. Ces contraintes impliquent alors une forte luminosité pour accéder aux sections efficaces différentielles, mais aussi un grand

cycle utile et une grande résolution pour pouvoir effectuer cette séparation par simple sélection des événements dans l'état final. Il va sans dire qu'un détecteur approprié est indispensable [23].

Les données existantes en électro-et photo-production de charmonium ont très peu de statistique, et ne correspondent pas toujours au bon domaine cinématique (trop haute énergie en particulier). Par contre, les calculs théoriques existent pour la plupart des processus, cela bien sûr du fait de la masse élevée du quark charmé. *Les questions sont bien identifiées, seules les réponses sont encore en suspens.*

3.2 Mécanismes de production

3.2.1 Production élastique

La production élastique de J/ψ rentre dans le cadre général du Modèle de Dominance Vectorielle (appelé couramment VDM en anglais) [24]. Le photon se couple naturellement à toute excitation d'une paire $q\bar{q}$, qu'elle soit légère ou non. Dans un langage de physique nucléaire, le photon se couple à une excitation particule-trou, pour laquelle le trou est ici effectué dans la mer de Dirac (vide physique). La figure 7 représente schématiquement de telles excitations. Evidemment, une telle configuration $q\bar{q}$ est par définition dans un état 1^- , comme le photon lui-même. La paire $q\bar{q}$ n'est cependant pas tout à fait un méson vecteur, mais seulement une configuration virtuelle. En effet, le carré du quadri-vecteur impulsion du photon est ici $-Q^2$, et donc très différent de celui d'un méson vecteur sur sa couche de masse, M_V^2 , et ce d'autant plus que le méson vecteur est lourd, et que la virtualité du photon (c'est-à-dire Q^2) est grande. Cette configuration ne peut donc vivre très longtemps, en application du principe de Heisenberg. Le temps de vie d'une telle configuration, que nous appellerons *temps de cohérence*, est alors simplement donné par

$$\tau_c \simeq \frac{1}{E_{q\bar{q}} - \nu}, \quad (3.4)$$

où ν est l'énergie du photon, qu'il soit réel ou virtuel [21], et $E_{q\bar{q}}$ est l'énergie de la configuration $q\bar{q}$

$$E_{q\bar{q}} \simeq [M_V^2 + \mathbf{k}^2]^{1/2}, \quad (3.5)$$

avec $\mathbf{k}^2 = \nu^2 + Q^2$. Nous avons supposé ici, comme dans tout ce cours, que $\hbar = c = 1$. Pour retrouver les bonnes unités, il suffit de rajouter, au bon endroit, les bonnes puissances de $\hbar c = 197.328 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$. Dans l'équation (3.5), M_V est la masse du méson vecteur associé à l'excitation $q\bar{q}$: ρ, ω pour les quarks légers, ϕ pour les quarks étranges, et J/ψ pour les quarks charmés. Nous avons supposé dans les équations (3.4) et (3.5), que la masse du

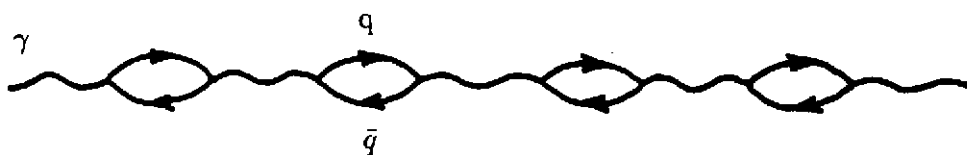


Figure 7: Structure hadronique du photon.

méson vecteur était égale à environ deux fois celle des quarks correspondants. Dans la limite où les quarks q et \bar{q} ont eu le temps de "s'habiller", alors il convient de prendre dans (3.5) la masse constituante des quarks, ce qui justifie notre approximation. Lorsque l'échelle de temps est trop courte, il convient de prendre la masse courante. Comme nous le verrons un peu plus loin, c'est précisément le domaine qui nous intéresse ici lorsque l'on excite une paire de quarks charmés près du seuil. En se reportant à la table 2, on voit cependant que dans le cas des quarks charmés, la masse courante est très peu différente de la masse constituante, et donc notre approximation est encore valable.

Dans la limite de grande énergie devant M_V , τ_c prend une expression relativement simple:

$$\tau_c \simeq \frac{2\nu}{M_V^2 + Q^2} . \quad (3.6)$$

Cette estimation est essentielle pour comprendre les différents régimes importants, suivant l'énergie du photon et sa virtualité.

Pour pouvoir se matérialiser comme état asymptotique physique (état sur couche de masse de quadri-impulsion M_V^2), cette configuration virtuelle $q\bar{q}$ représentée sur la figure 7, et caractérisée par une quadri-impulsion $-Q^2 \leq 0$, doit interagir avec une cible. Celle-ci peut être soit un nucléon soit un noyau. Le transfert d'impulsion minimum, en valeur absolue, entre la configuration virtuelle $q\bar{q}$ et la cible est alors donné par (pour $Q^2 = 0$)

$$t_{min} = (p_{J/\psi} - q)_{min}^2 \simeq -\frac{M_{J/\psi}^4}{4\nu^2 \left[1 - M_{J/\psi}^2 / (2M_N\nu) \right]} . \quad (3.7)$$

Comme on peut le remarquer sur cette expression, t_{min} tend vers zéro dans la limite des très hautes énergies, ou lorsque la masse du méson vecteur est très faible. Plus le temps de cohérence (3.6) est grand, plus le transfert d'impulsion minimum entre projectile et cible est faible. Lorsque ce transfert est petit devant $1/r_A^2$, ou r_A est le rayon du noyau, alors le processus de diffusion sur un noyau est cohérent. Dans le cas contraire, le processus de diffusion est incohérent (diffusion quasi-élastique).

Au niveau de l'interprétation physique de ce processus, il convient de distinguer deux régions cinématiques selon que τ_c est très grand devant les distances hadroniques, rayon du nucléon par exemple, ou très petit. Le premier régime est celui des très hautes énergies, ou celui de la photoproduction de quarks légers ($Q^2 = 0$, et M_V^2 très petit). On est alors dans le domaine traditionnel du Modèle de la Dominance Vectorielle. Dans ce régime, le photon se comporte plutôt comme un méson vecteur, et ceci est très bien vérifié expérimentalement [24].

Le second régime qui nous intéressera plus particulièrement dans ce cours est celui pour lequel τ_c est de l'ordre de grandeur, ou plus petit, que le rayon du nucléon. Cela est le cas lorsque la quadri-impulsion du photon est grande devant l'énergie, quel que soit la nature du méson vecteur, ou lorsque l'énergie du photon est faible (domaine près du seuil de production) et pour des quarks lourds. Le premier cas est celui de l'électroproduction de mésons vecteurs ρ et ω à grand transfert d'impulsion, qui sera étudiée à CEBAF. Le second cas est celui de la photo- et électro-production de mésons plus lourds, comme le J/ψ . Le cas du méson ϕ est encore une fois particulier, nous verrons dans les conclusions

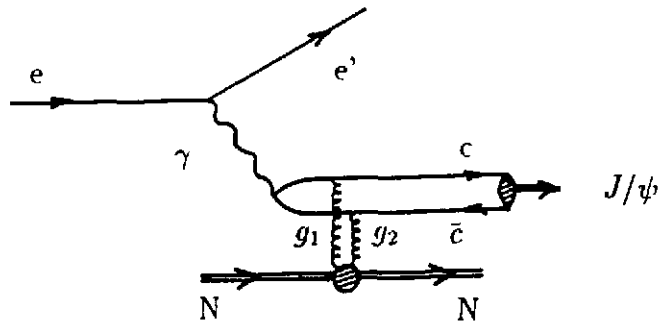


Figure 8: Processus de production élastique de J/ψ près du seuil.

de ce chapitre comment il convient de l'étudier. Pour fixer un peu les idées, τ_c est environ 12 fm pour une énergie de 18 GeV et des quarks légers u et d (production de ρ), mais seulement 0.75 fm à cette même énergie dans le cas du J/ψ .

En ce plaçant donc dans la région cinématique où τ_c est de l'ordre de grandeur ou inférieur au rayon du nucléon, on se trouve dans la situation où l'interaction élémentaire entre le quark et l'antiquark de la paire $c\bar{c}$ d'une part, et entre celle-ci et le nucléon d'autre part, n'a pas eu le temps de se développer suffisamment pour former ce que l'on appelle le Poméron. L'échange du Poméron est très bien connue à très haute énergie, et pour des quarks légers [25]. C'est par exemple le cas en diffusion proton-proton à très petit transfert d'impulsion. Dans notre cas, nous sélectionnons, en se plaçant près du seuil, la configuration minimale du Poméron, c'est-à-dire l'échange de deux gluons. En effet, la configuration $c\bar{c}$ étant non-colorée, l'échange d'un seul gluon est interdit. D'autre part, le choix de quarks charmés qui ne participent pas à la fonction d'onde de valence du nucléon interdit d'avoir des configurations où les quarks de la cible s'échangent avec ceux du projectile. Le processus élémentaire que l'on sélectionne est indiqué sur la figure 8.

Ce processus est original de plusieurs points de vue.

1. C'est une sonde "gluonique" de la structure du nucléon. Il convient en particulier de comparer ce processus à la diffusion Compton virtuelle (voir chapitre suivant), pour laquelle les deux gluons sont remplacés par deux photons, l'un réel dans l'état final, et l'autre virtuel dans l'état initial.
2. Comme le temps de cohérence est très faible, la paire $c\bar{c}$ est préparée dans une configuration (presque) ponctuelle. Comme nous le verrons plus loin, cette configuration est idéale pour pouvoir étudier son évolution dans le temps, lorsqu'elle se propage dans le milieu nucléaire.
3. Si l'on regarde de plus ce processus à grand transfert d'impulsion (attention cependant à la section efficace qui chute très rapidement), alors il est possible d'étudier non seulement la propagation de la paire $c\bar{c}$ mais aussi celle du nucléon sur lequel les deux gluons ont diffusé.
4. En faisant varier Q^2 (ou ν), et la masse du méson vecteur, c'est-à-dire en faisant varier τ_c , il est possible d'étudier la transition entre les deux régimes que nous venons de mentionner.

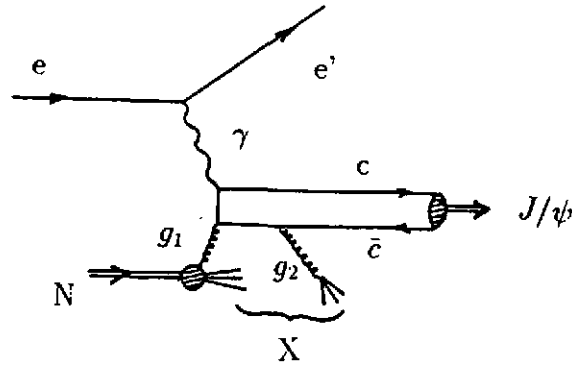


Figure 9: Processus de production inélastique de J/ψ dans le modèle singulet de couleur.

3.2.2 Production inélastique

La production inélastique de J/ψ est décrite traditionnellement par le modèle singulet de couleur représenté sur la figure 9. Le processus élémentaire (fusion photon-gluon) consiste à créer une paire $c\bar{c}$ (colorée) par couplage au photon virtuel d'une part, et à un gluon du nucléon d'autre part. L'émission d'un second gluon dans l'état final est nécessaire pour assurer la neutralité de cette configuration au niveau de la couleur, et pouvoir ainsi former un J/ψ . En choisissant judicieusement le régime cinématique, ce processus devrait être dominant. Il faut en effet s'assurer que les constantes de couplage aux vertex quark-gluon sont petites. C'est précisément le cas lorsque cette constante de couplage est définie à une échelle de masse très supérieure à Λ_{QCD} (domaine de liberté asymptotique). Nous verrons un peu plus loin comment cela est possible.

Pour que le processus soit inélastique, il faut d'abord s'assurer que la masse invariante de l'état final soit grande. Celle-ci s'exprime en fonction des diverses variables cinématiques par

$$M_X^2 = t + M_N^2 + 2(1-z)M_N\nu, \quad (3.8)$$

avec le transfert d'impulsion t donné par

$$t \equiv (p_{J/\psi} - q)^2 = -(1-z)(s + Q^2), \quad (3.9)$$

et

$$s = \frac{M_{J/\psi}^2}{z} + \frac{P_T^2}{z(1-z)}. \quad (3.10)$$

Une limite supérieure de 5 GeV^2 pour M_X^2 est suffisante pour assurer l'inélasticité. Cette limite impose une limite supérieure sur z qui dépend évidemment de l'énergie du photon. Pour une énergie de 30 GeV , z doit être plus faible que 0.85 environ.

Le domaine de validité du modèle est dicté par la virtualité des quarks dans l'état intermédiaire. Celle-ci doit en effet être grande pour que les gluons soient "durs", c'est-à-dire que la constante de couplage soit effectivement calculée à l'échelle de la masse du quark charmé. Les lignes de quark dans les états intermédiaires, indiquées sur la figure 10, sont caractérisées par les moments suivants

$$p_s^2 = (-p - g_2)^2 = m_c^2 + \frac{1}{2}(s - M_{J/\psi}^2), \quad (3.11)$$

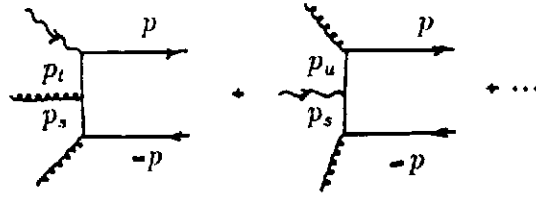


Figure 10: Contributions élémentaires à l'amplitude d'électroproduction inélastique de J/ψ .

$$p_t^2 = (p - q)^2 = m_c^2 + \frac{1}{2}(t - M_{J/\psi}^2 - Q^2), \quad (3.12)$$

$$p_u^2 = (p - g_1)^2 = m_c^2 + \frac{1}{2}(u - M_{J/\psi}^2), \quad (3.13)$$

avec

$$s + t + u + Q^2 = M_{J/\psi}^2. \quad (3.14)$$

Les moments p_t^2 et p_u^2 sont "hors couche de masse" d'au moins $1/2 M_{J/\psi}^2$, ce qui assure le bon comportement des vertex quark-gluon adjacents. Le moment p_s^2 par contre peut être égal à m_c^2 lorsque $s = M_{J/\psi}^2$, soit pour $p_T^2 = 0$ et $z = 1$. La condition de validité de ce modèle se traduit alors soit par une valeur maximale de z soit par une valeur minimale de p_T^2 . Pour cette dernière valeur, il est traditionnel de prendre $p_T^2 \geq 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$. Il est à noter que ces conditions sont indépendantes de ν sous réserve que les limites précédentes soient effectivement réalisées. Ces limites sont évidemment relativement floues, et seul la comparaison avec les données expérimentales permet de contrôler ces approximations. Comme nous l'avons déjà mentionné, cette démarche n'a jusqu'à présent pas pu être menée à son terme soit par l'impossibilité de sélectionner directement les événements dans l'état final, soit par un manque de précision des données lorsque cette sélection était possible.

La forme générale de la section efficace est donnée par

$$\frac{d^4\sigma}{d\nu dQ^2 dz dP_T^2 d\Phi} = \alpha_s^2 G(x) F(\nu, Q^2, z, P_T^2) |R_s(0)|^2. \quad (3.15)$$

Dans cette expression, x est la variable de Bjorken correspondant à la fraction de l'impulsion du nucléon emportée par le gluon (dans le référentiel du moment infini). Elle s'exprime ici de la manière suivante

$$x = \frac{1}{2 M_N \nu} \left(\frac{M_{J/\psi}^2}{z} + \frac{P_T^2}{z(1-z)} \right) + \frac{Q^2}{2 M_N \nu}. \quad (3.16)$$

La fonction F dans (3.15) se décompose suivant

$$F = \left(\Sigma_T + \epsilon \Sigma_L + \sqrt{\epsilon(1+\epsilon)} \Sigma_\Phi \cos \Phi + \epsilon \Sigma_{2\Phi} \cos 2\Phi \right), \quad (3.17)$$

où ϵ est la polarisation du photon virtuel

$$\epsilon = \frac{4EE' - Q^2}{2E^2 + 2E'^2 + Q^2}, \quad (3.18)$$

lorsque Q^2 est très grand devant la masse au carré de l'électron, soit $Q^2 \gg 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^2$. C'est la décomposition standard d'une section efficace d'électroproduction [26]. Dans la limite de photoproduction ($Q^2 = 0$), Σ_T est directement proportionnel à la section efficace de photo-production de J/ψ [21, 26]. Les fonctions Σ s'expriment uniquement en fonction des variables cinématiques z, p_T^2 et Q^2 [27].

L'expression générale (3.15) est intéressante car elle permet de bien séparer les différentes étapes du processus d'électroproduction dont nous avons déjà parlé: la structure de l'état initial par l'intermédiaire de la fonction de distribution du gluon $G(x)$, le mécanisme élémentaire d'électroproduction par la fonction F , et enfin la formation de l'état final sous la forme de la fonction d'onde à l'origine $R_s(0)$. De façon à déterminer de manière univoque la fonction de distribution du gluon, il convient de séparer les différentes parties de cette section efficace.

- Comme nous allons le voir dans la section suivante, la formation de l'état final fait référence à l'évolution dans le temps d'une paire $c\bar{c}$. Au niveau de la production inélastique élémentaire de J/ψ sur le nucléon, seule la projection de l'état $c\bar{c}$ sur la fonction d'onde de l'état fondamental intervient, ce qui correspond au facteur $|R_s(0)|^2$ lorsque l'on néglige le moment relatif entre le quark et l'antiquark. Cette valeur est d'ailleurs calculée par la largeur de désintégration du J/ψ en e^+e^- , selon

$$|R_s(0)|^2 = \frac{\pi}{\alpha} \frac{\Gamma_{l+l^-}^{J/\psi} M_{J/\psi}^2}{Q_c^2}. \quad (3.19)$$

- Le processus élémentaire est entièrement défini par les variables cinématiques et la masse du quark charmé. Une des manières de tester ce processus est de considérer des rapports de sections efficaces, de façon à se débarrasser des facteurs constants dans la section différentielle, et de minimiser les erreurs systématiques. En faisant par exemple des rapports de sections efficaces à x constant, pour des valeurs de z, p_T^2, ν et Q^2 différentes, alors seule la fonction F intervient. Citons comme autre exemple le rapport des sections efficaces longitudinale et transverse, ou la dépendance azymuthale de la section efficace (rapportée à la section efficace totale). Ces deux rapports ne sont possible qu'en électroproduction, car $\Sigma_L(Q^2 = 0) = 0$, et Φ n'est défini que lorsque le plan de diffusion de l'électron est défini (voir figure 4). Nous indiquons pour information cette dernière sur la figure 11, dans les conditions NMC [28], en même temps que plusieurs prédictions. Il n'est pas possible à l'heure actuelle de conclure sur la validité de ce modèle, d'autant plus que les sections efficaces individuelles sont sous-estimées d'un facteur 4 environ.
- L'information essentielle est évidemment la fonction de distribution du gluon $G(x)$. Suivant l'équation (3.16), le domaine de x accessible dépend de l'énergie du photon. Dans les conditions du CERN, avec un faisceau de muons de 280 GeV, le domaine en x s'étend de 0.05 à 0.25. Par contre, dans les conditions qui nous intéressent ici, x est plus grand que 0.15. La valeur supérieure dépend beaucoup de la luminosité dont on peut disposer pour avoir des événements à grand Q^2 et/ou à grand p_T^2 . La meilleure manière d'extraire la fonction de distribution du gluon est en fait de

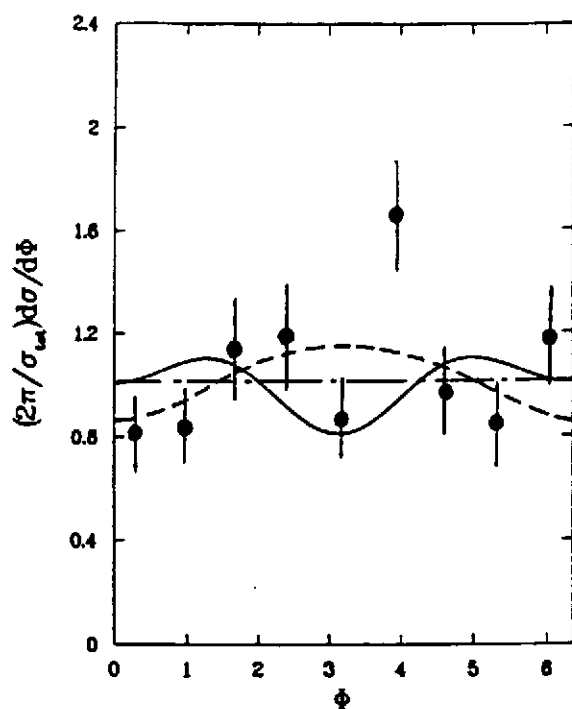


Figure 11: Dépendance azymuthale de la section efficace de production inélastique, dans les conditions NMC. La courbe en trait plein est une prédiction théorique [27]. La courbe en pointillé est le meilleur fit aux données expérimentales, et la courbe en trait mixte correspond à $\Sigma_\phi = \Sigma_{2\phi} = 0$.

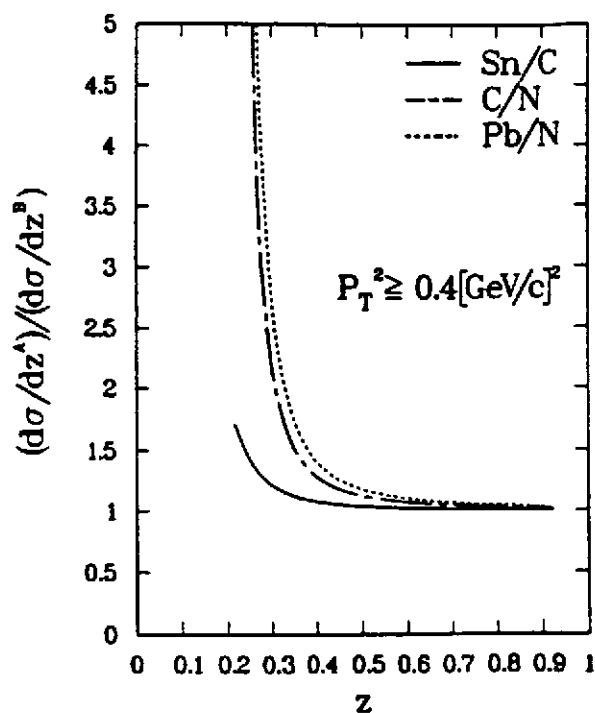


Figure 12: Rapport de la section efficace de production inélastique de J/ψ dans un noyau, par rapport à la production sur un nucléon libre, pour une énergie incidente de 30 GeV.

s'intéresser à la section efficace différentielle en fonction de x . La variable p_T^2 peut par exemple être éliminée en fonction de x . Cela nécessite de mesurer la section efficace différentielle dans une large gamme cinématique, ce qui n'a pas été possible jusqu'à présent faute de taux de comptage suffisants.

La détermination de la fonction de distribution du gluon dans ce domaine en x est encore largement inconnue. Par ailleurs, la mesure de l'asymétrie en diffusion d'électrons polarisés sur des nucléons polarisés permet aussi d'avoir accès à la fonction de distribution polarisée du gluon [29]. Celle-ci est totalement inconnue actuellement. Sa détermination est fondamentale pour la compréhension de la structure en spin du nucléon.

Enfin, la modification de cette fonction de distribution lorsque le nucléon est plongé dans le milieu nucléaire est aussi une donnée essentielle pour compléter notre compréhension de l'effet EMC [10]. Un calcul simple de mouvement de Fermi conduit à une forte modification de la fonction de distribution pour des x plus grands que 0.3. La détermination de cette modification ne peut donc se faire que dans ce domaine en énergie. Des corrections proches d'un facteur 2 à 5 sont prédites à petit z , ainsi que cela est indiqué sur la figure 12.

3.2.3 Electroproduction de χ

Comme nous l'avons précisé au début de ce chapitre, les états χ n'ont pas les mêmes nombres quantiques que le photon, et donc les processus de production sont différents, que ce soit pour la production élastique (le modèle VDM ne peut pas être appliqué) ou inélastique. Dans ce dernier cas par exemple, il convient d'échanger un gluon de plus pour pouvoir conserver la parité (un gluon de moins n'étant pas possible par conservation de la couleur), et donc l'électroproduction de χ est supprimée par un facteur d'au moins 30% par rapport à celle du J/ψ . C'est en fait la situation opposée au cas de la production par hadron, car dans ce cas il est plus facile de produire un χ qu'un J/ψ , du fait que l'état initial peut être formé de deux gluons, chacun provenant d'un hadron différent (cible et projectile). C'est effectivement ce qui est observé expérimentalement. Cette différence au niveau du processus de production rend pour l'instant les prédictions théoriques peu précises.

3.3 Formation et propagation de J/ψ et ψ'

Cette section constitue une très bonne introduction à la notion de transparence de couleur. C'est aussi une donnée de base essentielle pour pouvoir comprendre la signature de la formation du plasma de quarks et de gluons en étudiant la suppression du taux de production de J/ψ lors des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. La question qui se pose est alors: mais quelle est donc la section efficace J/ψ -nucléon? Pour introduire le sujet, nous allons tout d'abord préciser les différentes étapes du processus de formation et de propagation du J/ψ et ψ' dans le milieu nucléaire, dans une approche classique idéale. Nous verrons brièvement ensuite comment un traitement quantique plus élaboré peut modifier ce scénario. Dans le chapitre suivant, nous détaillerons toutes les questions de physique que cette notion de transparence de couleur soulève.

i) La paire $c\bar{c}$ doit d'abord être préparée dans un état quasi-ponctuel et non coloré. Comme nous l'avons vu précédemment, la façon la plus simple de le faire est de produire cette paire par diffusion quasi-élastique sur un nucléon du noyau, avec un temps de cohérence τ_c , donné dans l'équation (3.6), le plus petit possible.

ii) Dans cette configuration, la paire $c\bar{c}$ n'est pas un état stationnaire, mais plutôt une superposition d'états, c'est-à-dire une superposition de l'état fondamental J/ψ , et de ses états excités ψ', ψ'', \dots . L'évolution dans le temps de cette configuration n'est alors plus le temps de cohérence τ_c , les configurations sont maintenant réelles et non plus virtuelles. Le temps d'évolution de la paire, on parle alors plutôt de temps de formation τ_f , est fonction de l'énergie d'excitation typique du système, ici donc $M_{\psi'} - M_{J/\psi}$, soit (dans un modèle d'oscillateur harmonique par exemple)

$$\tau_f \simeq \frac{\pi/2}{M_{\psi'} - M_{J/\psi}} \frac{E_{J/\psi}}{M_{J/\psi}} \quad (3.20)$$

Nous avons rajouté, dans cette équation, le facteur de dilatation de Lorentz. Plus les états excités du J/ψ sont d'énergie élevée, moins le couplage à ces états est facile, et donc plus vite le système doit évoluer vers l'état fondamental. Ce temps de formation est environ quatre fois supérieur au temps de cohérence. Ils sont tous les deux proportionnels à l'énergie du photon, dans la mesure où $z \simeq 1$ pour une diffusion quasi-élastique, et donc $E_{J/\psi} \simeq \nu$. Pour $\nu = 18 \text{ GeV}$, τ_f vaut par exemple 3 fm.

Pour mettre en évidence l'évolution dans le temps de cette configuration, c'est-à-dire en fait pour étudier plus précisément la formation de l'état hadronique final (état asymptotique), il convient d'avoir un milieu dont l'extension spatiale est de l'ordre de grandeur du temps de formation. *Le noyau est le seul milieu disponible à cette échelle.* Nous voyons apparaître ici pour la première fois la notion de laboratoire (en tant que détecteur) appliquée au noyau.

D'un point de vue expérimental, l'évolution de cette configuration se fera en mesurant l'atténuation de la production de J/ψ produit quasi-élastiquement sur un nucléon du noyau, en fonction de la taille du noyau, c'est-à-dire de A . Comme nous le verrons plus loin, et cela est raisonnable si l'on se rappelle la section efficace d'interaction d'un dipôle en électromagnétisme, la section efficace d'interaction d'une configuration $c\bar{c}$ est donnée par les deux conditions aux limites

$$\sigma_{c\bar{c}}(t \simeq 0) \equiv \sigma_{c\bar{c}}^0 \simeq 0 \quad (3.21)$$

$$\sigma_{c\bar{c}}(t \rightarrow \infty) \equiv \sigma_{c\bar{c}}^\infty \equiv \sigma_{J/\psi} \quad (3.22)$$

La section efficace est en fait proportionnelle au carré de la taille de l'objet en question (pour un objet non coloré), et donc pratiquement nulle au niveau de l'état initial (paire $c\bar{c}$ quasi-ponctuelle). Asymptotiquement, c'est par définition la section efficace d'interaction $J/\psi - N$, dans la mesure évidemment où il y a un milieu pour la mesurer!

Toute l'information physique réside dans l'évolution dans le temps de cette section efficace, et donc dans l'échelle de temps définie par τ_f en (3.20). Une première paramétrisation simple est par exemple [30]

$$\sigma_{c\bar{c}}(t) = \sigma_{c\bar{c}}^\infty \Theta(t - \tau_f) + \left[\sigma_{c\bar{c}}^0 + (\sigma_{c\bar{c}}^\infty - \sigma_{c\bar{c}}^0) \left(\frac{t}{\tau_f} \right)^n \right] \Theta(\tau_f - t). \quad (3.23)$$

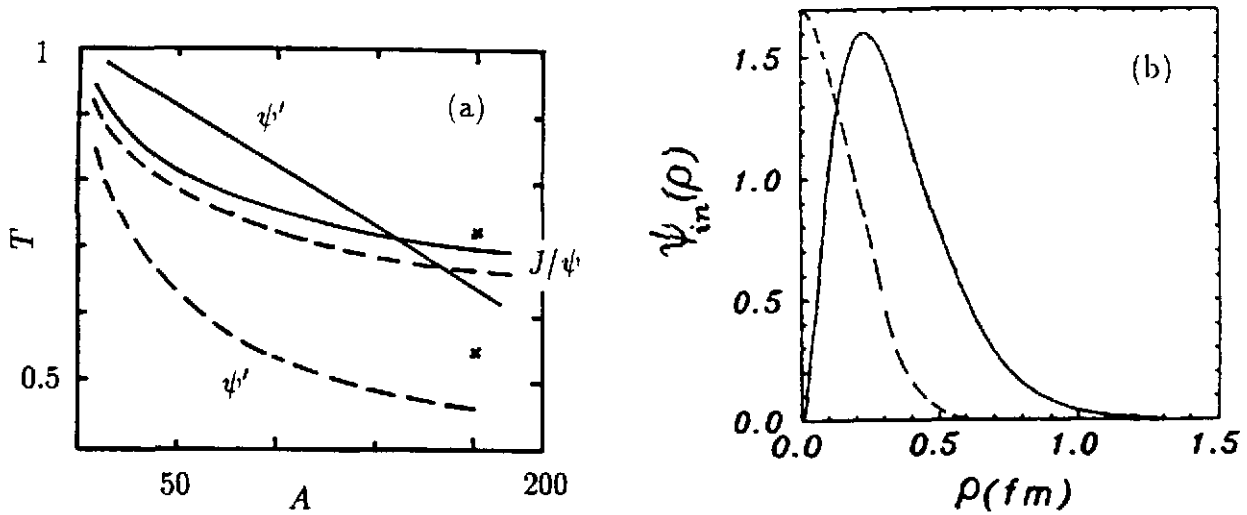


Figure 13: (a) Atténuation de la production de J/ψ et ψ' en fonction de A . Les courbes en trait pointillé correspondent à un calcul de Glauber traditionnel, et les courbes en trait plein à des prédictions théoriques tenant compte des corrections de transparence de couleur. (b) Fonction d'onde initiale de la paire $c\bar{c}$ dans deux conditions cinématiques différentes (voir texte). Les fonctions d'ondes ne sont pas normalisées ici.

Dans cette équation, n est une constante décrivant le processus d'évolution dans le temps de la configuration en question. Cette paramétrisation, si elle est aussi simpliste, nous permet cependant de bien cerner les quantités physiques que l'on peut espérer extraire des données expérimentales. Le facteur n par exemple est tout à fait typique du modèle utilisé pour décrire le système [30, 31]. De plus, la condition de préparation du système peut être modifiée, à τ_f (i.e. ν) constant, en variant Q^2 . L'échelle caractéristique de l'évolution du système, τ_f peut aussi être modifiée en faisant varier l'énergie. Nous avons ici un exemple parfait de la flexibilité de la sonde électromagnétique, et de son utilité pour préparer un système dans un état parfaitement bien défini.

Expérimentalement, il est traditionnel de calculer le paramètre α , ou encore A^{eff} , définis par

$$\sigma_A \equiv A^\alpha \sigma_N \equiv A^{eff} \sigma_N, \quad (3.24)$$

et d'étudier α en fonction des variables cinématiques ν, z, Q^2 et de A .

L'absorption de la production de J/ψ et ψ' se calcule simplement, dans un modèle de Glauber au premier ordre, par

$$A^{eff} = \int d^3r \rho(\mathbf{r}) P_0(\mathbf{r}), \quad (3.25)$$

avec

$$P_0(\mathbf{r}) = \exp \left[- \int_T dz \sigma_{c\bar{c}}(z) \rho(z) \right]. \quad (3.26)$$

Dans ces équations, P_0 représente la probabilité pour qu'une paire $c\bar{c}$, créée en un point \mathbf{r} n'interagisse pas avec le noyau avant de le quitter, $\rho(z)$ étant la densité nucléaire en un point z de la trajectoire T de la paire. La dépendance en temps de la section efficace

est ici transcrite en terme de dépendance en z [30]. Nous avons indiqué sur la figure 13.a (courbes notées J/ψ) les prédictions de ce modèle dans un calcul de Glauber standard (courbe pointillée) et avec correction de transparence de couleur selon (3.23) (courbe pleine), pour une énergie de 20 GeV. La différence entre ces deux courbes dépend de manière cruciale de la valeur exacte de τ_f et n dans la paramétrisation (3.23).

Comme cela a été remarqué rapidement [32, 33], les aspects quantiques de l'évolution dans le temps de cette paire $c\bar{c}$ ne peuvent pas être ignorés complètement. Lorsque la production de J/ψ est atténuée dans le milieu nucléaire, elle doit être compensée d'une manière ou d'une autre par l'excitation d'états résonnants. Pour cela, il est indispensable de comparer le taux d'atténuation du J/ψ avec celui de ses états excités, le ψ' en tout premier lieu. Nous avons indiqué sur la figure 13.a les prédictions quant à l'atténuation du ψ' [33] (courbes notées ψ' avec la même signification que celles du J/ψ). Comme on peut le voir, les prédictions sur le comportement de cette résonance sont tout à fait originales. A plus haute énergie, il peut même y avoir surproduction de ψ' dans le noyau [33].

Ces prédictions dépendent évidemment aussi de la fonction d'onde de l'état initial. C'est à ce niveau qu'intervient la valeur exacte du temps de cohérence. Comme nous l'avons déjà indiqué, il convient à priori de séparer deux régions cinématiques $\tau_c \gg r_A$ et $\tau_c \ll r_A$. Dans le premier cas, la paire a eu le temps d'évoluer à partir du point de création (vertex électromagnétique), et la fonction d'onde de la configuration $c\bar{c}$ au niveau du noyau pourrait avoir l'allure indiquée sur la figure 13.b. (courbe en trait plein [33]). Cette configuration a été utilisée sur les courbes notées ψ' dans la figure 13.a. Les prédictions de ce modèle sur l'atténuation du J/ψ ne sont pas différentes de la prédiction du modèle de Glauber standard (courbe pointillée notée J/ψ).

Par contre, dans le domaine cinématique où le temps de cohérence est faible devant le rayon du noyau -c'est plutôt le domaine d'énergie qui nous intéresse ici- alors l'état initial devrait être décrit par la fonction d'onde indiquée par la courbe pointillée sur la figure 13.b. La probabilité de trouver la paire est maximale pour une distance relative nulle entre quark et antiquark. Dans ce cas, on retrouve qualitativement les prédictions du modèle classique présente plus haut. Les résultats pour le noyau de plomb sont indiquées par des croix sur la figure 13, pour la production de J/ψ et ψ' .

3.4 Conclusions

L'étude de la production de charmonium est un élément essentiel du programme de physique tel que nous l'avons présenté dans le chapitre 2. C'est d'abord le point de départ obligé de l'étude des mécanismes de production élémentaires dans QCD, de par le choix d'un quark de grande masse, et le choix de la région cinématique (électroproduction près du seuil). Au niveau de la production inélastique, il convient tout d'abord de tester notre description de la production élémentaire, afin de pouvoir en déduire la fonction de distribution du gluon à relativement grande valeur de la variable de Bjorken x . Au niveau de la production élastique, le processus élémentaire fait intervenir l'échange de deux gluons avec le nucléon. Cette façon de tester la structure du nucléon n'a encore jamais été abordée, et devrait être tout à fait originale, compte-tenu de la nature de cette nouvelle "sonde" (gluons colorés). C'est aussi la meilleure manière de préparer une configuration

$c\bar{c}$ quasi-ponctuelle.

Une fois cette configuration créée, avec des caractéristiques que l'on peut modifier suivant l'énergie et le transfert de quadri-impulsion du photon, il est possible d'étudier directement la formation de l'état final, le J/ψ et ψ' , en étudiant leur atténuation dans le milieu nucléaire en fonction de A, Q^2 et ν . C'est le point de départ obligé pour la mise en œuvre de la notion de transparence de couleur que nous verrons dans le chapitre suivant. Ce sujet est d'ailleurs loin d'être académique dans la mesure où la valeur de la section efficace J/ψ -nucléon est essentielle pour comprendre la réduction du taux de production de J/ψ en diffusion d'ions lourds ultra-relativistes, comme cela a été proposé pour "signer" la formation d'un plasma de quarks et de gluons. Ce processus d'évolution d'une configuration hadronique simple vers un état hadronique asymptotique (complexe) est le prototype même des nouvelles orientations de recherche proposées dans ce projet.

Toutes ces études *doivent* considérer non seulement la production de J/ψ mais aussi celle de ψ' . Ceci est essentiel lorsque l'on étudie ces processus dans le milieu nucléaire. En effet, toute modification du nucléon dans l'état initial ne dépend que de la *densité* nucléaire, et ceci indépendamment du hadron formé dans l'état final. Par contre, la formation de l'état final est révélée par la *distance* parcourue dans le milieu nucléaire, et dépend fortement de l'état que l'on forme (état fondamental ou excitation radiale). Comme il n'est pas vraiment possible de faire varier la taille du noyau sans en faire varier la densité (sauf peut-être au delà d'une certaine masse atomique, lorsque la densité au centre reste pratiquement constante), la seule manière de pouvoir séparer ces deux aspects est de comparer la formation de J/ψ et celle de ψ' .

Enfin, nous avons à notre disposition une autre variable, quantifiée cette fois, à savoir la saveur des quarks produits. En particulier, il est indispensable de comparer la production de J/ψ à celle de ϕ . Cette comparaison ne doit pas se faire sans point de contact. Nous avons vu dans ce chapitre que les quantités fondamentales qui interviennent pour définir les processus élémentaires sont $M_V^2 + p_T^2$ pour les processus inélastiques d'une part, et $M_V^2 + Q^2$ pour les processus élastiques d'autre part. Il suffit alors d'étudier la production de J/ψ et de ϕ , en gardant ces quantités constantes. La photoproduction de J/ψ doit donc être comparée à l'électroproduction de ϕ à grand Q^2 et grand p_T^2 . C'est la seule manière de pouvoir obtenir une information nouvelle sur la structure du ϕ , ou d'une paire $s\bar{s}$ en interaction, en la comparant à la structure du J/ψ et d'une paire $c\bar{c}$. C'est enfin une manière simple de faire varier dans une large mesure les temps de cohérence et de formation d'une configuration $q\bar{q}$, et donc de mieux comprendre comment la notion de transparence de couleur s'applique à la formation d'un méson vecteur.

4 La notion de transparence de couleur

La notion de transparence de couleur est une notion relativement récente. Elle résulte pourtant de plusieurs observations successives, dont la première date de 1955! Il s'agissait à cette époque de l'étude de la désintégration de pions ultra-rapides $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ dans une émulsion. Dans ce cas, il se trouve que le taux d'ionisation du milieu est une fonction croissante de la distance parcourue par la paire: près du point de création, la paire n'interagit pas avec le milieu! Cette observation surprenante a été interprétée rapidement dans le cadre de QED [34]: une paire de particules chargées, de charge globale nulle, interagit avec le milieu selon une section efficace de type dipolaire, c'est-à-dire proportionnelle à la distance entre les deux particules de la paire. Elle est donc nulle au voisinage du point de création.

La mise en forme quasi-définitive de la notion de transparence de couleur, appliquée ici à QCD et à la charge de couleur (d'où son nom) est due à S. Brodsky et A. Mueller en 1982 [35]. Elle peut se résumer dans l'affirmation suivante, qu'il conviendra bien sûr de préciser: *le noyau est transparent vis-à-vis d'un nucléon éjecté à grand transfert d'impulsion*. Il serait trop long ici de faire un historique complet de ce sujet, bien que l'évolution des idées, depuis 1955, soit tout à fait passionnant. Les premières expériences en diffusion proton-proton ont eu lieu à Brookhaven en 1988 [36], et ont donné des résultats intéressants, montrant en particulier que le noyau pouvait effectivement jouer un rôle de filtrage de certaines composantes de la fonction d'onde hadronique. Ces expériences sont à l'origine de toute l'activité actuelle dans ce domaine.

Les processus qui retiennent particulièrement l'attention sont maintenant $(e,e'p)$ et non plus $(p,2p)$. Nous verrons dans la section 4.2 quelle en est la raison. La première expérience dédiée en $(e,e'p)$ a eu lieu au SLAC en 1992 (expérience NE 18 [37]). Les résultats préliminaires sont relativement décevants. Nous essaierons de comprendre pourquoi.

4.1 Rappels

Nous allons passer en revue dans cette section les trois éléments qui interviennent au niveau du processus physique, et que nous avons déjà rencontrés lors de la production de charmonium: définition de l'état initial, processus électromagnétique élémentaire, et formation de l'état final.

4.1.1 Distribution en impulsion du nucléon dans le noyau

La réaction qui nous intéressera tout au long de ce chapitre est la diffusion quasi-élastique sur un nucléon du noyau $A(e,e'p)[A-1]$. La cinématique de cette réaction est indiquée sur la figure 14. Cette réaction est déjà bien connue à plus basse énergie, pour des transferts d'impulsion inférieurs à $1 \text{ GeV}/c$. Dans l'approximation d'impulsion (voir les cours de B. Frois et V. Breton), la section efficace six fois différentielle peut s'écrire sous la forme

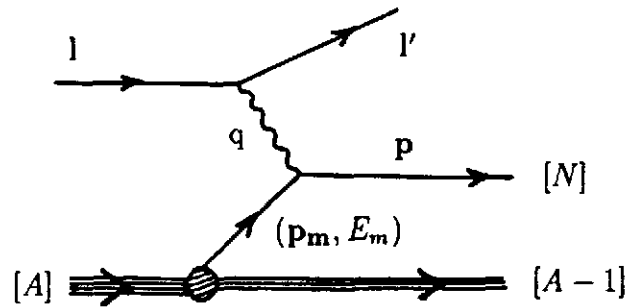


Figure 14: Variables cinématiques de la diffusion quasi-élastique sur un nucléon du noyau.

$$\frac{d^6\sigma}{d^3l'd^3p} \propto \sigma_{eN} S(E_m, \mathbf{p}_m). \quad (4.1)$$

La fonction $S(E_m, \mathbf{p}_m)$ est, par définition, la fonction spectrale, et σ_{eN} est la section efficace élémentaire de diffusion sur un nucléon libre. La fonction spectrale correspond physiquement à la probabilité de trouver dans le noyau un nucléon de moment \mathbf{p}_m et d'énergie E_m . Cette fonction spectrale est actuellement connue pour plusieurs noyaux, et plusieurs orbitales, jusqu'à des impulsions de l'ordre de $300 \text{ MeV}/c$ (expériences faites à NIKHEF). Dans le modèle en couche, la fonction spectrale s'écrit tout simplement

$$S(E, \mathbf{p}) = \sum_{\alpha} \delta(E - \epsilon_{\alpha}) n_{\alpha}(\mathbf{p}). \quad (4.2)$$

Dans cette équation, $n_{\alpha}(\mathbf{p})$ correspond à la distribution en impulsion d'un nucléon dans la couche α , que l'on peut déterminer à partir de la fonction d'onde de cette couche dans l'espace des impulsions

$$n_{\alpha}(\mathbf{p}) = |\Psi_{\alpha}(\mathbf{p})|^2. \quad (4.3)$$

Les énergies ϵ_{α} représentent quant à elles les énergies à une particules [38]. Toutes ces notions sont maintenant parfaitement maîtrisées d'un point de vue théorique. Au niveau expérimental, la nouvelle génération d'expériences à NIKHEF et CEBAF [12] devrait parfaire notre connaissance de la fonction spectrale.

4.1.2 Couplage électromagnétique élémentaire

A grand transfert d'impulsion, le scénario maintenant traditionnel est celui de Lepage-Brodsky [39]. Ce régime est caractérisé par deux échelles de transfert très différentes. La première est définie par le grand transfert de quadri-impulsion Q^2 au niveau du vertex électromagnétique élémentaire. La seconde correspond à l'échelle des moments au sein du nucléon lui-même, de l'ordre de deux à trois fois Λ_{QCD} . Dans ces conditions, il est naturel de penser que le processus physique doit se décomposer (on dit plutôt se factoriser), en deux parties, l'une (dite "dure", ou perturbative) au vertex électromagnétique, et l'autre (dite "molle", ou non-perturbative) au niveau de la fonction d'onde du nucléon. Cette décomposition est schématisée sur la figure 15. La partie dure de l'interaction est incluse

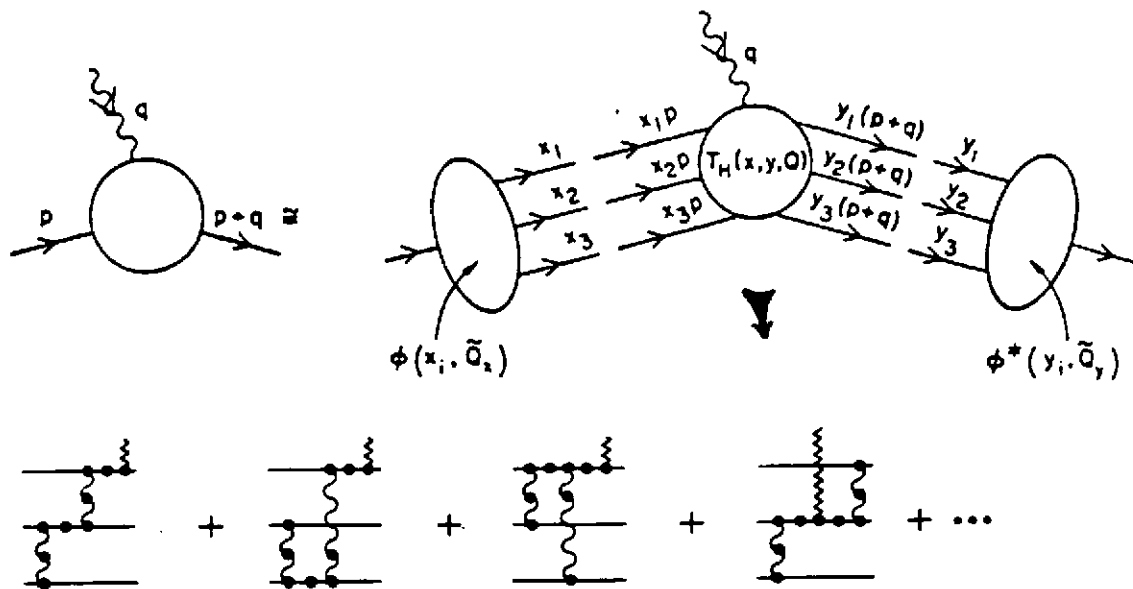


Figure 15: Facteur de forme électromagnétique du nucléon à haut transfert d'impulsion. Séparation des parties perturbatives $T_H(x, y, Q^2)$ et non-perturbatives $\Phi(x_i)$.

dans $T_H(x, y, Q^2)$, alors que la partie non-perturbative est représentée par la fonction de distribution des quarks $\Phi(x_i)$, où x_i est la fraction d'impulsion emportée par un des quarks de valence du nucléon, avec $x_1 + x_2 + x_3 = 1$. Cette fonction d'onde peut être calculée dans différents modèles de quarks, et ses moments par les règles de somme de QCD ou encore par des calculs sur réseaux. Le facteur de forme magnétique du proton s'écrit alors de la manière suivante

$$G(Q^2) = \int_0^1 [dx] \int_0^1 [dy] \Phi^*(y_i) T_H(x_i, y_i, Q^2) \Phi(x_i). \quad (4.4)$$

De cette façon, il est possible de retrouver les règles de scaling observées expérimentalement pour les facteurs de forme [12]. La normalisation absolue dépend cependant beaucoup de la forme précise de la paramétrisation de cette fonction d'onde. L'échelle en Q^2 à partir de laquelle cette description doit être valable est ainsi l'objet de larges discussions [40]. Nous verrons un peu plus loin pourquoi cette incertitude n'intervient pas directement dans la mise en évidence de la transparence de couleur.

La première conséquence de ce scénario est aussi la première condition pour que l'effet de transparence de couleur puisse se manifester. Pour ce processus élastique en effet, ou plus généralement pour un processus exclusif dans lequel on demande une recombinaison des quarks de valence dans l'état final, le transfert d'impulsion doit être équitablement partagé entre tous les quarks de valence (équipartition du moment dans l'état final), ce qui impose un transfert d'impulsion élevé entre *chaque* quark de valence. Dans le cas du facteur de forme du proton, dans le référentiel de Breit par exemple [26], lorsque le photon transfère une impulsion Q au premier quark, alors celui-ci doit ensuite transférer $2Q/3$ au suivant, lequel redonne $Q/3$ au troisième. La condition de validité de notre approximation est donc plus précisément que $(Q/3)^2$ soit grand devant une échelle qu'il reste encore à déterminer. Nous reviendrons sur les conséquences de ce schéma dans

la section suivante.

L'étude des facteurs de forme électromagnétiques du nucléon constitue un programme expérimental en soi pour ce projet. Il peut d'ailleurs être étendu à la diffusion Compton virtuelle qui adresse les mêmes questions, avec une variable cinématique supplémentaire. Dans ce processus en effet, l'état initial est le même que celui de la diffusion élastique par un photon virtuel, par contre l'état final est caractérisé, en plus du nucléon, par un photon réel d'énergie ω . La seconde variable cinématique, en plus de Q^2 , est ainsi le transfert de quadri-impulsion entre le photon virtuel incident et le photon réel. Cette nouvelle variable permet de contraindre l'état intermédiaire, et constitue un complément tout à fait intéressant à l'étude des facteurs de forme élastiques [41].

4.1.3 Interactions dans l'état final

Nous avons déjà entraperçu, dans la section 3.3, une application du modèle de Glauber. Revenons un peu plus en détails ici sur ces notions. Il n'est évidemment pas question de développer complètement le modèle de Glauber, et nous renvoyons le lecteur à la référence originale [42] pour la dérivation complète, et les diverses applications de ce modèle.

Considérons tout d'abord la propagation d'une particule d'énergie E dans le milieu nucléaire, avec une section efficace d'interaction ne dépendant que de l'énergie. Dans ce cas, la probabilité pour que cette particule n'interagisse pas avec le milieu est simplement donnée par

$$P(E) = \exp \left[-\sigma(E) \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(z) \right], \quad (4.5)$$

où $\rho(z)$ est la densité nucléaire au point z de la trajectoire de la particule. On retrouve tout de suite sur cette expression le fait que P est voisin de 1 lorsque le libre parcours moyen défini par $\lambda = 1/\rho\sigma$ est très grand devant le rayon du noyau r_A . Lorsqu'il s'agit d'un nucléon éjecté du noyau au point z_0 , la probabilité de non-interaction est simplement

$$P(E) = \exp \left[-\sigma_{NN}(E) \int_{z_0}^{\infty} dz \rho(z) \right], \quad (4.6)$$

où σ_{NN} est la section efficace NN.

Cette image est relativement simple, et nous a permis de mettre en évidence la notion de transparence de couleur dans le cas de la formation du J/ψ . Nous avons aussi vu comment le fait que le J/ψ soit un état composite doit modifier ce schéma. Ceci est évidemment aussi vrai pour le nucléon. Il existe alors, en plus de l'état fondamental, toute une série d'états excités vers lesquels il peut transiter en interagissant avec les nucléons du noyau. Nous indiquons sur la figure 16 comment, tout en conservant une transition élastique au niveau des états initial et final, la diffusion multiple inélastique sur plusieurs nucléons du noyau devait aussi intervenir. C'est ce que l'on appelle la diffusion diffractive de Gribov [43]. Le paramètre qui nous permet de contrôler l'importance de cette rediffusion inélastique n'est rien d'autre que le temps de formation τ_f déjà introduit dans le chapitre précédent à l'équation (3.20). Il se réécrit ici comme

$$\frac{1}{\tau_f} \simeq \sqrt{E_p^2 + M^{*2}} - \sqrt{E_p^2 + M_N^2}, \quad (4.7)$$

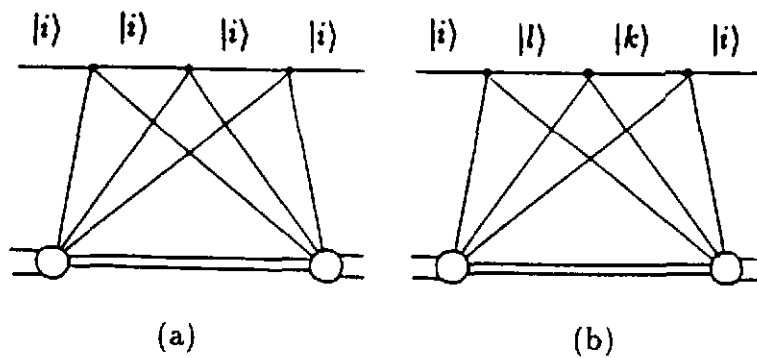


Figure 16: Rediffusion d'un nucléon dans le milieu nucléaire. a) Contribution purement élastique; b) contribution de ses états excités dans les étapes intermédiaires.

soit, avec $\nu \simeq E_p \simeq p$

$$\tau_f \simeq \frac{2\nu}{M^{*2} - M_N^2} \simeq \frac{\nu}{M_N} \frac{1}{(M^* - M_N)} \quad (4.8)$$

Dans le cas qui nous intéresse ici, il fait intervenir la différence de masse $M^* - M_N$ entre les premiers états excités du nucléon et le nucléon lui-même. La première résonance qui nous vienne à l'esprit est évidemment la résonance de Roper, de masse $M^* = 1440 \text{ MeV}$, puisqu'elle peut être excitée de manière cohérente dans le noyau, ayant les mêmes nombres quantiques.

On peut d'ailleurs vérifier que le transfert d'impulsion dans la réaction inélastique $iN \rightarrow kN$ n'est rien d'autre que l'inverse de ce temps de formation. La rediffusion diffractive sur les nucléons du noyau ne sera alors importante que si il peut y avoir interférence entre ces différents processus, c'est-à-dire si la phase entre les différentes amplitudes représentées sur la figure 16 varie peu. Si Δz est la distance relative entre deux nucléons du noyau, cette phase est tout simplement proportionnelle à z/τ_f . Nous retrouvons ici aussi deux régimes différents: à haute énergie, $\tau_f \gg r_A$, et il peut donc y avoir interférence entre les différentes amplitudes indiquées sur les figures 16.a et 16.b. Par contre, à plus basse énergie lorsque τ_f est faible, la phase entre ces différentes amplitudes varie énormément en fonction de z , et donc seule la rediffusion complètement élastique, indiquée sur la figure 16.b, survit.

Pris individuellement, il n'y a rien de bien original, ni de bien nouveau, dans les trois processus que nous venons de rappeler. Toute la subtilité de la notion de transparence de couleur consiste à les combiner!

4.2 La notion de transparence de couleur

4.2.1 Principe général

On supposera tout d'abord que la fonction spectrale $S(E, \mathbf{p})$ est connue pour les différents noyaux que nous considérerons. Les programmes expérimentaux en cours ou prévus à NIKHEF et CEBAF sont ici essentiels. La cinématique au niveau de l'interaction électromagnétique est donc parfaitement définie, ce qui est indispensable pour pouvoir étudier l'évolution ultérieure du système.

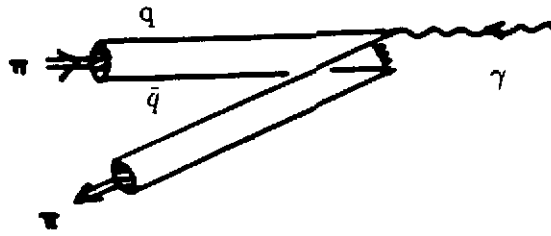


Figure 17: Sélection d'une configuration ponctuelle au vertex électromagnétique pour le facteur de forme du pion, dans le référentiel de Breit.

Que se passe-t-il maintenant au vertex électromagnétique? Nous avons vu ci-dessus que l'interaction électromagnétique à grand transfert d'impulsion, pour un processus élastique, fait intervenir aussi un grand transfert d'impulsion entre chaque quark de valence de la fonction d'onde du nucléon. Par transformée de Fourier dans l'espace des coordonnées, cela nous indique que les processus mis en jeu doivent être dominés par des petites distances relatives. Cet argument naïf nécessiterait d'être précisé dans la mesure où l'on a affaire ici à un transfert de quadri-impulsion, et donc non seulement de l'impulsion est échangée, mais aussi de l'énergie. Pour une diffusion élastique, nous avons en effet

$$\nu = \frac{Q^2}{2M_N} . \quad (4.9)$$

Pour une diffusion quasi-élastique, il convient de tenir compte aussi du mouvement de Fermi du nucléon. A bas transfert d'impulsion, le transfert d'énergie est souvent négligeable. Par contre, dans le domaine qui nous intéresse ici pour lequel Q^2 est de l'ordre de 5 à 20 $(GeV/c)^2$, cela n'est plus le cas. Il faut alors se placer dans un repère particulier (le cône de lumière) pour formuler de manière précise le facteur de forme électromagnétique dans ce régime [39]. L'argumentation naïve que nous avons présentée reste cependant valable dans la mesure où elle repose sur le principe général de causalité appliqué à un processus exclusif.

Regardons par exemple ce qui se passe pour le cas plus simple du facteur de forme électromagnétique du pion dans le référentiel de Breit [26]. Dans ce référentiel, le pion, d'impulsion p , est diffusé à 180 degrés, et repart avec une impulsion $-p$. Le transfert d'énergie est ainsi nul. Le transfert d'impulsion est quant à lui égal à $Q = 2p$. Au niveau élémentaire, ce transfert se fait sur l'un des deux quarks de valence, de moment voisin de $p/2$, celui-ci repartant alors en sens inverse avec une impulsion $-3p/2$.

Pour que le processus soit effectivement élastique, l'antiquark doit alors aussi avoir son impulsion renversée rapidement car sinon il va continuer son chemin "tout droit" et le processus sera inélastique: la corde entre le quark et l'antiquark va se briser, et plusieurs pions seront émis dans l'état final (voir chapitre suivant). Le premier quark doit donc très rapidement échanger un gluon avec l'antiquark, comme cela est indiqué sur la figure 17, pour pouvoir former un pion, de moment $-p$ dans l'état final. Plus le transfert d'impulsion est grand, plus cet échange doit se faire rapidement si l'on ne veut pas que la paire quark-antiquark ne se casse. Le principe de causalité (aucune interaction

ne peut se propager à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière) implique alors que cette paire doit obligatoirement être dans une configuration localisée dans l'espace, de taille transverse $\Delta r_T \simeq 1/Q$. Remarquons que dans ce référentiel, lorsque Q^2 et donc aussi p est grand, la taille longitudinale de ce système est déjà très réduite du seul fait de la contraction de Lorentz. Il est facile de voir que dans le référentiel du laboratoire, ce processus correspond aussi à la sélection d'une composante quasi-ponctuelle.

Ces arguments sont évidemment aussi valables dans le cas du facteur de forme électromagnétique du nucléon. Nous désignerons par abus de langage cette composante de "ponctuelle" pour bien indiquer qu'il s'agit d'une composante de la fonction d'onde du proton très localisée dans l'espace, et ce d'autant plus que le transfert d'impulsion est grand.

Que devient maintenant cette composante après l'interaction électromagnétique? Pour reprendre notre analogie avec QED, considérons un système de charge globale nulle. Les constituants élémentaires par contre sont chargés, et interagissent entre eux et avec l'extérieur par l'intermédiaire de l'échange de photons (bosons de jauge de la théorie). La section efficace d'interaction est alors du type dipolaire, c'est-à-dire

$$\sigma \simeq l^2, \quad (4.10)$$

où l est la distance caractéristique entre les constituants. Dans le cas qui nous préoccupe ici, nous avons affaire à une autre théorie de jauge, QCD. La configuration que nous considérons est aussi non chargée (au sens de la charge de couleur), et ses constituants, les quarks, interagissent par l'intermédiaire de l'échange de gluons (bosons de jauge de la théorie). La section efficace doit alors aussi se comporter comme (4.10). C'est effectivement ce que l'on trouve dans un calcul simple [44].

Par application du modèle de Glauber que nous avons rappelé rapidement dans la section précédente, le principe de transparence de couleur en découle alors immédiatement: *le noyau devient transparent vis-à-vis du nucléon lorsque celui-ci est éjecté du noyau à grand transfert d'impulsion*. Le noyau est ici utilisé comme un révélateur de ces composantes "ponctuelles".

Au niveau expérimental, cette affirmation se traduit de la manière suivante. A grand transfert d'impulsion, le rapport suivant

$$T = \frac{1}{Z} \frac{\sigma[eA \rightarrow e'p(A-1)]}{\sigma[ep \rightarrow e'p]} \quad (4.11)$$

doit tendre vers un. En effet, dans cette limite, la section efficace d'interaction de notre configuration "ponctuelle" tend vers zéro, et il n'y a donc pas de différence visible entre la diffusion quasi-élastique sur un noyau ou sur le nucléon, à une normalisation près. Nous avons supposé ici, pour simplifier, que le photon ne diffusait que sur les protons du noyau. Notez à ce propos que le facteur de forme n'intervient pas explicitement dans ce rapport. Il n'est donc pas nécessaire d'avoir une compréhension approfondie des processus élémentaires au vertex électromagnétique. Quelques prédictions théoriques [31] pour le facteur T sont indiquées sur la figure 18. Le rôle du noyau en tant que "révélateur" apparaît très clairement sur cette figure lorsque l'on compare les corrections au modèle de Glauber pour deux noyaux $A=12$ et $A=200$.

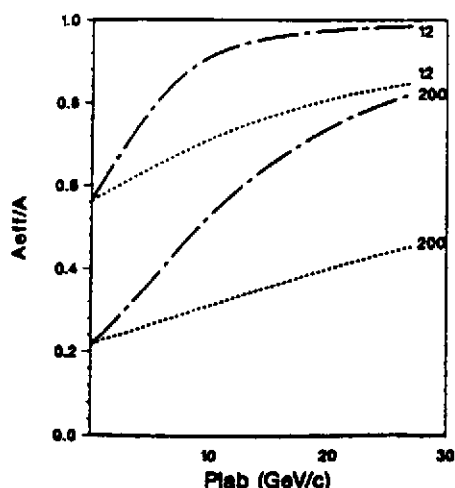


Figure 18: Prédictions théoriques pour la transparence de couleur pour différents noyaux, en fonction du moment du nucléon éjecté, c'est-à-dire aussi de Q^2 d'après (4.9) [31]. Les prédictions du modèle de Glauber standard correspondent à la valeur $p_{lab} = 0$. Les courbes en trait pointillé et trait mixte correspondent à deux paramétrisations différentes de l'évolution dans le temps des configurations "ponctuelles", selon une expression similaire à (3.23).

L'argumentation générale présentée ci-dessus suppose en fait que le proton reste suffisamment longtemps dans cette configuration ponctuelle. Nous voyons apparaître ici la notion d'échelle de temps, ou temps de formation, dont nous avons déjà parlé au chapitre précédent à propos de la formation du J/ψ , et que nous avons calculé en (4.8). Cette estimation du temps de formation nous permet d'avoir une première indication des transferts d'impulsion nécessaires pour mettre en évidence l'effet de transparence de couleur. La condition $\tau_f > \tau_A$ se traduit simplement par

$$\nu > \frac{M_R^2 - M_N^2}{2} r_A, \quad (4.12)$$

soit, avec la relation (4.9)

$$Q^2 > (M_R^2 - M_N^2) \cdot r_A \cdot M_N \simeq 6.5 A^{1/3} (GeV/c)^2. \quad (4.13)$$

La contrainte (4.9) de diffusion quasi-élastique, même étendue pour tenir compte du mouvement de Fermi du nucléon dans le noyau, peut paraître gênante dans la mesure où il n'est pas possible de varier séparément les conditions initiales, c'est-à-dire en fait la "taille" de notre configuration "ponctuelle" (par Q^2), et l'échelle d'évolution ultérieure de cette composante (par ν). Cette dernière échelle est essentielle pour pouvoir mettre en évidence la taille de cette composante en la faisant propager dans le milieu nucléaire. Dans la mesure où la condition (4.13) est suffisante pour sélectionner une composante suffisamment ponctuelle, cela ne devrait cependant pas être trop gênant, d'autant plus que l'utilisation de noyaux de taille différente permet de palier dans une certaine mesure à cette contrainte (voir figure 18). Comme nous l'avons vu au chapitre précédent il est possible de s'affranchir de cette contrainte dans le cas de l'électroproduction de J/ψ dans la mesure où ν et Q^2 ne sont alors pas liés cinématiquement.

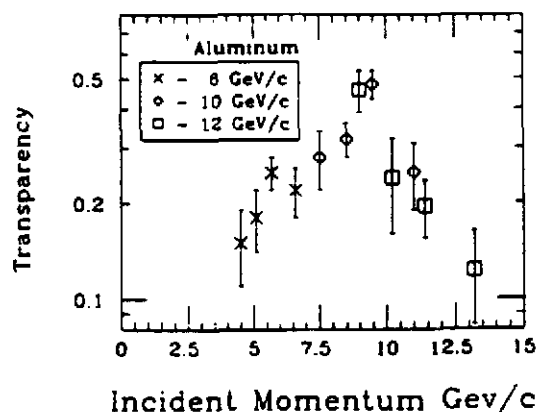


Figure 19: Diffusion proton-noyau à haute énergie, d'après la référence [36].

Notons enfin que si la sélection de cette composante n'est pas suffisamment efficace au niveau du vertex électromagnétique, du fait d'un transfert d'impulsion trop faible, un deuxième mécanisme est là pour la renforcer. En effet, la section efficace d'interaction est très grande, et le noyau constitue un véritable *filtre* des composantes "ponctuelles" lorsque le nucléon se propage à grande impulsion dans le noyau, les autres conduisant à l'émission de pions par exemple.

4.2.2 Comment utiliser la transparence de couleur?

Revenons tout d'abord sur la première expérience mettant en évidence le principe de transparence de couleur [36]. Il s'agit de la diffusion quasi-élastique proton-noyau à haute énergie, effectuée à Brookhaven. Les données expérimentales sont indiquées sur la figure 19. Alors que sur la première partie de la figure, le comportement typique prévu par la transparence de couleur est effectivement visible, ce comportement s'inverse contre toute attente à plus haute énergie. Plusieurs interprétations ont été proposées pour ce comportement pour le moins curieux. Une de celle-ci est intéressante de plusieurs points de vue [45].

Reprenons pour cela le mécanisme élémentaire de diffusion proton-proton à haute énergie. Il existe bien sûr une composante "dure" analogue à celle indiquée sur la figure 15. Celle-ci fait intervenir aussi une composante "ponctuelle" de la fonction d'onde du proton. Malheureusement, et cela est inévitable lorsque l'on utilise une sonde hadronique, d'autres processus faisant intervenir directement la structure interne du projectile sont de même importance. Dans le cas présent, il s'agit de la contribution indiquée sur la figure 20 (diffusion multiple de Landshoff). Cette contribution n'entraîne aucune contrainte au niveau de la taille de la configuration du proton au moment de l'interaction!

La diffusion élémentaire proton-proton fait donc intervenir ces deux processus de façon cohérente, avec une certaine phase relative. Que se passe-t-il donc maintenant dans un noyau? La première composante "dure" va pouvoir traverser le noyau sans dommage. Par contre, la composante de Landshoff ne peut survivre du fait du rôle de filtrage que peut et doit jouer le noyau: sa section efficace d'interaction est trop grande, et donc la contribution de diffusion élastique est supprimée. Seule subsiste dans le noyau la composante de diffusion "dure", sans possibilité d'interférence avec la composante de

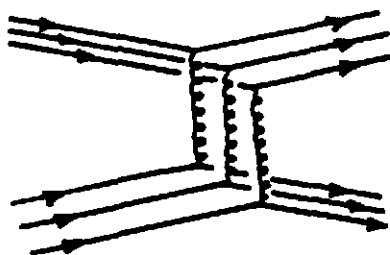


Figure 20: Processus de Landshoff en diffusion proton-proton.

Landshoff. Les données expérimentales sont compatibles avec ce scénario dans la mesure où ce qui est vu n'est rien d'autre que le phénomène d'interférence présent dans la diffusion élémentaire proton-proton [45], et absent en proton-noyau!

Nous n'irons pas plus loin dans la discussion de ces données qui soulèvent à l'heure actuelle pas mal de débats très animés. Nous retiendrons simplement que, d'une part, il est essentiel de pouvoir définir le mieux possible le processus élémentaire, et donc utiliser la diffusion d'électrons, et que, d'autre part, le noyau peut effectivement jouer le rôle de filtre des composantes "ponctuelles" de la fonction d'onde du proton (d'un hadron de manière plus générale).

Revenons maintenant sur la signification exacte de la notion de transparence de couleur, et sur son utilité. La composante "ponctuelle" de la fonction d'onde hadronique que nous avons sélectionnée au vertex électromagnétique n'est bien sûr pas un état stationnaire. Le nucléon physique, que l'expérimentateur détecte dans son appareillage en est par définition un. De ce point de vue, il est trompeur de parler de "mini-hadron"! Cette composante particulière de la fonction d'onde peut s'exprimer par contre comme une superposition d'états hadroniques, de résonances du nucléon pour le processus qui nous intéresse dans ce chapitre. C'est ainsi que nous avons pu estimer le temps de formation τ_f indiqué en (4.8).

Le caractère ponctuel de cette composante se traduit, dans une base d'états hadroniques, par une superposition cohérente d'un très grand nombre de résonances, avec des poids bien déterminés. Plus la configuration sera de taille réduite, plus le nombre de résonances mélangées au nucléon sera grand. L'évolution ultérieure de ces configurations est gouvernée par le modèle de Glauber, en tenant compte évidemment de la rediffusion de chaque résonance particulière, et de la possibilité de "régénération" indiquée sur la figure 16.b. Cette approche a déjà donné lieu à une grande littérature [46, 33]. La notion de transparence de couleur se traduit dans ce langage par la cohérence au niveau de la diffusion dans le noyau de toutes ces résonances. D'après ce que l'on a dit dans la section (4.1.3) cela correspond à un temps de formation très grand devant le rayon du noyau.

Ce langage, s'il nous permet de fixer de manière relativement réaliste les échelles de temps mis en jeu dans ce processus, ne nous permet cependant pas d'accéder de façon directe à la dynamique propre des degrés de liberté élémentaires à cette échelle. Pour

reprendre l'argumentation générale présentée dans le chapitre 2, les degrés de liberté physiques à cette échelle sont les quarks et les gluons, et l'étude de leur dynamique peut seule nous renseigner utilement sur la théorie sous jacente, en l'occurrence ici QCD. La représentation en terme d'états hadroniques est certainement adéquate lorsque le mélange n'est pas très grand. C'est précisément le langage utilisé dans le modèle de référence de la structure microscopique des noyaux. Il est certainement beaucoup moins efficace au niveau de la dynamique interne du nucléon. D'un point de vue pratique, cela se traduit par une sensibilité démesurée au poids relatif de chaque résonance dans la configuration "ponctuelle" envisagée, ce qui interdit pratiquement toute prédiction théorique.

Reprenons donc la description microscopique de la fonction d'onde du nucléon. Elle se décompose schématiquement de la manière suivante, dans un référentiel approprié

$$|N\rangle = Z_0|qqq\rangle + Z_1|qqq q\bar{q}\rangle + \dots \quad (4.14)$$

On retrouve sur cette décomposition la configuration de valence (premier terme), et la première contribution de la mer (second terme) [9]. Il n'est évidemment pas question ici de décrire toute la décomposition de la fonction d'onde, cela reviendrait en fait à résoudre QCD dans toute sa complexité!

Par contre, et c'est là tout l'intérêt de la notion de transparence de couleur, la composante "ponctuelle" dont nous avons parlé précédemment ne peut provenir que d'un terme bien particulier de cette décomposition. Etant par définition à courte distance, elle ne peut faire intervenir de vertex quark-gluons superflus dans la mesure où chaque vertex est ici pénalisé par un facteur α_s , qui tend vers zéro à petite distance. La seule composante de (4.14) vérifiant cette condition est la composante de valence: *nous avons sélectionné par ce mécanisme la composante la plus simple de la fonction d'onde du nucléon.* Pour revenir sur l'argumentation de la section 2.2, nous nous sommes placés, expérimentalement, dans l'approximation "quenched" des calculs de QCD sur réseaux!

Tout le programme de physique que l'on va pouvoir bâtir autour de cette idée nous permet ainsi non seulement d'accéder à cette composante particulière, mais aussi d'étudier comment celle-ci "s'habille" au cours du temps pour former la fonction d'onde asymptotique du nucléon dans toute sa complexité. *Nous sommes ici au cœur de la dynamique des quarks et gluons!*

4.3 Le programme expérimental

4.3.1 Variables importantes

En nous restreignant dans un premier temps à la réaction typique $(e,e'p)$, les différentes variables cinématiques que nous avons à notre disposition sont les suivantes.

i) *Le transfert d'impulsion Q^2 .* L'évolution en fonction de Q^2 du rapport T nous permet de tester la notion de transparence de couleur, ainsi que cela est indiqué sur la figure 18. Comme nous l'avons vu dans l'équation (4.13), le transfert d'impulsion doit être compris entre 5 et 20 $(GeV/c)^2$, la limite supérieure ne dépendant en fait que de la luminosité utilisable de l'accélérateur (voir le cours de P. Vernin). Ce transfert

doit être suffisamment grand devant les échelles d'impulsion caractéristiques d'un noyau. En particulier certains effets pervers comme les corrélations à courte portée entre deux nucléons doivent être évités. Dans ce cas par exemple, le fait que deux nucléons ne puissent se rapprocher l'un de l'autre à des distances inférieures à 1 fm environ se traduit expérimentalement aussi par une augmentation du rapport T dans la mesure où lorsque un nucléon est éjecté du noyau, il ne rencontre aucune matière sur le premier fermi parcouru! En appliquant la formule (4.13) pour $r_A \simeq 1 \text{ fm}$, on obtient une échelle de transfert d'impulsion caractéristique de tels effets d'environ $Q^2 \simeq 5(\text{GeV}/c)^2$. Cette estimation est d'ailleurs confirmée par un calcul plus réaliste [47].

ii) *Le choix du noyau, comme moyen de varier la taille de notre "chambre à bulle"*
En faisant varier A, à Q^2 fixé, nous avons accès à l'évolution dans le temps de la section efficace d'interaction de la composante "ponctuelle" de la fonction d'onde du nucléon. Nous avons déjà indiqué dans la section 3.3 une paramétrisation simple de cette évolution, et la figure 18 montre la sensibilité du rapport T au choix du noyau.

iii) *Le moment et l'énergie manquante p_m et E_m (voir figure 1).* Il est théoriquement possible de vérifier la forme de la fonction spectrale, et ainsi de la comparer aux données expérimentales à plus bas transfert d'impulsion. Cela ne peut se faire évidemment que si la résolution en impulsion est suffisamment grande. Ce test est cependant nécessaire, même si la résolution ne permet pas de séparer toutes les couches, pour vérifier nos hypothèses quant à la configuration du nucléon dans l'état initial.

iv) *Le choix de l'état de polarisation du photon.* Pour une meilleure compréhension du processus électromagnétique, il est souvent nécessaire de séparer la partie transverse et longitudinale de la section efficace [12, 21, 26]. Le rapport T peut ainsi être étudié pour chaque contribution séparément (partie électrique et magnétique). Cela constitue un test supplémentaire de la bonne sélection au vertex électromagnétique d'une composante "ponctuelle" [48].

v) *Diffusion quasi-élastique sur un proton et un neutron.* Dans la mesure où les facteurs de forme élastiques du proton et du neutron sont très similaires à haut transfert, il est sans doute judicieux d'étudier le rapport des sections efficaces quasi-élastiques sur un neutron, par rapport à celle sur un proton, pour un noyau donné. Dans ce cas la fonction spectrale se factorise en première approximation pour un noyau symétrique. Dans les conditions de transparence de couleur, il est alors possible de tester directement si le facteur de forme électromagnétique (plutôt ici le rapport neutron/proton) est modifié dans le milieu nucléaire, en faisant varier la densité du noyau.

4.3.2 Le rôle de la résolution

Nous allons finir la présentation de ce processus particulièrement riche en mettant en évidence le rôle essentiel que doit jouer la résolution dans la mise en évidence de la notion de transparence de couleur. La première contrainte est évidemment de s'assurer que le processus est effectivement quasi-élastique. Il ne doit pas y avoir d'émission de pions dans l'état final par exemple. Cela implique donc une résolution minimale en énergie de l'ordre de $\Delta E \simeq m_\pi/2$, ce qui correspond à une résolution relative de $5 \cdot 10^{-3}$ à 15 GeV . Les données récentes de SLAC [37] montrent en fait qu'il convient sans doute d'aller au delà de

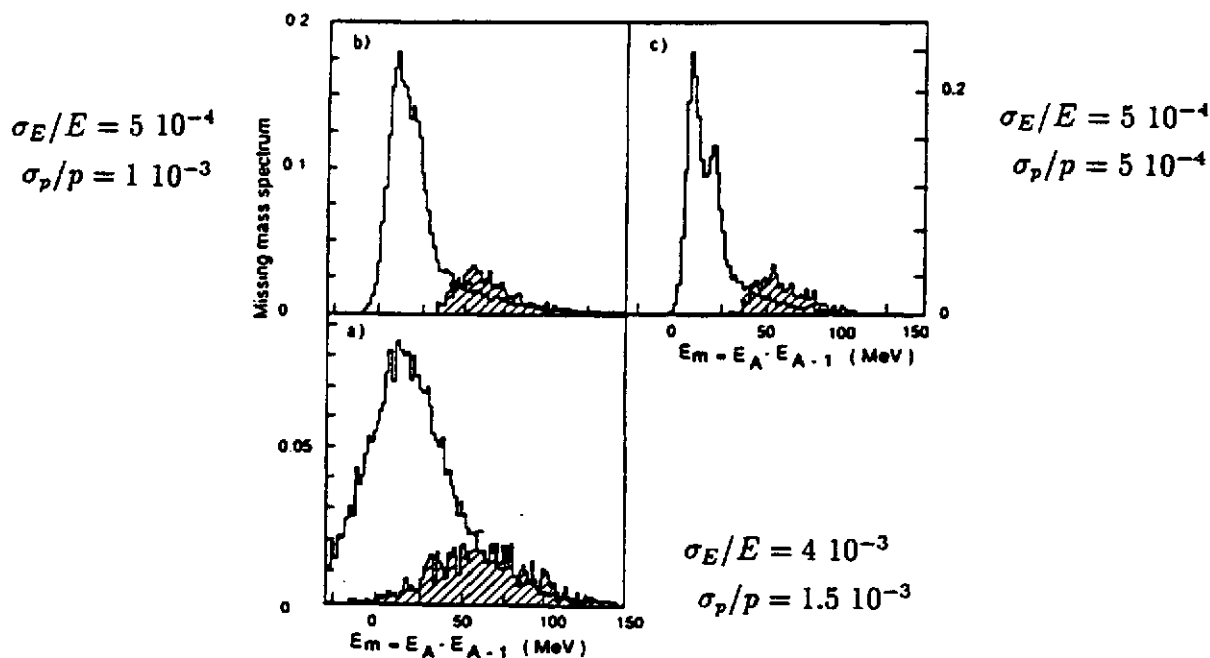


Figure 21: Importance de la résolution pour séparer les processus d'éjection directe d'un nucléon, sans rediffusion, des processus de rediffusion élastique (en hachuré) [49]. La fonction représentée sur cette figure est proportionnelle à la section efficace quasi-élastique (4.1) (fonction spectrale "expérimentale"), en fonction de l'énergie manquante E_m définie sur la figure 14.

cette résolution théorique. Dans les conditions de cette expérience, le transfert d'impulsion est relativement faible $Q^2 \simeq 7(\text{GeV}/c)^2$, et aucun effet de transparence couleur n'a pu être mis en évidence.

La contribution à la section efficace quasi-élastique peut provenir à priori de deux mécanismes. Soit le nucléon est éjecté directement du noyau sans rediffusion, soit il rediffuse élastiquement sur un des nucléons. Alors que la première contribution, par définition, ne subit pas d'atténuation de type transparence de couleur, la seconde doit disparaître à grand transfert. A $Q^2 = 7(\text{GeV}/c)^2$, elle représente environ 25 % de la contribution directe. Afin de mieux mettre en évidence le phénomène de transparence de couleur lorsque le transfert n'est pas suffisamment grand, il conviendrait sans doute de regarder la dépendance en Q^2 de chaque contribution.

Dans les conditions de résolution que l'on prévoit tant au niveau de la machine que des spectromètres (voir le cours de P. Vernin), cela est en fait possible. Nous avons indiqué sur la figure 21 le spectre en énergie manquante (la fonction spectrale "expérimentale" en quelque sorte, intégrée sur l'impulsion du nucléon), pour plusieurs résolutions typiques en énergie pour le faisceau, et en impulsion pour les spectromètres [49]. Cette figure correspond à la diffusion quasi-élastique sur le ^{40}Ca à $Q^2 = 7(\text{GeV}/c)^2$. Dans les conditions de résolution du SLAC (a), il n'est pas possible de séparer l'éjection directe d'un nucléon du terme de rediffusion élastique dans le milieu (ici une seule rediffusion a été considérée), indiquée en grisé sur cette figure. Les deux autres figures indiquent comment une meilleure

résolution, à la fois sur l'énergie du faisceau mais aussi sur l'impulsion mesurée du nucléon permet de séparer ces deux processus.

Le cas extrême (c), toujours compatible avec le cahier des charges de l'accélérateur et des spectromètres, permet même de séparer les couches majeures dans ce noyau, et d'étudier ces processus lorsque le nucléon éjecté est dans une onde s ou une onde p, avec les conséquences que cela peut avoir sur la trajectoire du nucléon dans le noyau!

4.4 Conclusions

Nous voudrions insister, en conclusions, sur les points les plus importants que nous avons détaillés dans ce chapitre. La notion de transparence de couleur, et le programme de physique que l'on peut bâtir autour de cette idée, est au centre des préoccupations de ce projet, comme nous les avons présentées dans le chapitre 2. Elles justifient pleinement le titre de ce cours. Plusieurs indications permettent déjà de penser que le noyau peut jouer un rôle important, essentiel même, dans l'étude de la dynamique des quarks et gluons.

Il peut d'abord jouer un rôle de *révélateur* de l'évolution dans le temps de configurations "ponctuelles" de la fonction d'onde hadronique. C'est à notre avis la seule manière de pouvoir accéder au cœur même de la fonction d'onde hadronique. Il peut aussi jouer un rôle de *filtre* de ces mêmes composantes, comme cela semble être le cas pour la diffusion exclusive proton-noyau.

Il existe à l'heure actuelle plusieurs écoles pour interpréter la notion de transparence de couleur. Cela montre en fait toute la richesse de cette nouvelle approche. D'autres verront sans nul doute le jour dans les années à venir, toutes plus précises et plus proches de QCD les unes que les autres. Nous ne pouvons à ce propos que rappeler le rôle essentiel qu'ont joué les premières expériences du CERN sur la recherche du plasma de quarks et de gluons pour motiver toute une communauté, et la décider à se doter d'une machine dédiée.

Tous les moyens doivent être utilisés pour permettre d'en tirer toutes les conséquences. Nous avons mentionné le rôle du transfert de quadri-impulsion Q^2 , de l'énergie ν et de la taille du noyau en faisant varier A . Dans le chapitre précédent, nous avons aussi vu comment la transparence de couleur devait être utilisée pour comprendre la formation de mésons vecteurs. Une nouvelle variable est alors apparu sous la forme de la saveur (électroproduction de quarks étranges ou charmés). Enfin, il est aussi indispensable de produire d'autres états que le nucléon. Nous avons vu, à propos du modèle de Glauber, le rôle particulier que pouvaient jouer les résonances du nucléon. Les réactions $(e, e'N^*)$, où N^* est par exemple la résonance Δ ou la résonance de Roper, sont ainsi indissociables de $(e, e'N)$. Enfin, un moyen original de dissocier, en diffusion quasi-élastique $(e, e'N)$, la cinématique au niveau du vertex électromagnétique (Q^2), de celle de la propagation de la configuration hadronique dans l'état final (par ν) est d'étudier la diffusion Compton virtuelle dans un noyau, en faisant varier l'énergie emportée par le photon réel dans l'état final.

Tous ces exemples montrent combien la notion de transparence de couleur est riche d'applications diverses. Nous laissons au lecteur la joie d'en découvrir d'autres!

5 Propagation d'un quark dans le milieu nucléaire

Nous arrivons enfin à la dernière partie du tryptyque qui constitue, de notre avis, l'ossature générale de ce projet. Il s'agit certainement ici de la partie la plus délicate dans la mesure où elle concerne directement les propriétés à longue portée de QCD: comment un quark, lorsqu'il est éjecté d'un nucléon, neutralise-t-il sa couleur pour former plusieurs hadrons dans l'état final. Nous en sommes encore ici à rechercher les observables qui nous permettront de mieux définir les paramètres physiques gouvernant ce processus.

L'élément central qui va nous permettre d'avancer dans notre compréhension de ces mécanismes est, encore une fois, le noyau. La description du processus d'hadronisation en termes de fonctions de fragmentation est déjà bien connu dans le vide, et nous ne nous y attarderons pas trop. Par contre, l'information physique essentielle sur la dynamique même de ce processus est toujours mystérieuse dans la mesure où l'on a pas encore accès aux bonnes échelles de temps (ou de longueur): l'évolution spatio-temporelle de la formation d'un hadron est inconnue, faute d'un milieu pour détecter cette évolution! Comme vous pouvez vous en douter, nous proposerons dans ce chapitre d'utiliser le noyau pour accéder à cette dynamique! *Le noyau va jouer ici le rôle de détecteur!*

Il existe dès maintenant plusieurs données expérimentales qui nous permettent de penser que ce scénario est réaliste. Nous y reviendrons dans le cours de ce chapitre. Malheureusement, les données sont encore parcellaires (très peu de sections efficaces différentielles), et ne correspondent pas toujours au bon domaine cinématique. La nature de l'état intermédiaire, si il y en a un, les échelles de temps caractéristiques du processus, et les bons degrés de liberté sont encore largement inconnus. Tous ces éléments forment la base de toute étude phénoménologique indispensable avant de pouvoir espérer comprendre directement ces processus dans le cadre de QCD.

5.1 Rappels

5.1.1 Qu'est ce qu'un tube de flux?

Comme d'habitude, nous allons commencer nos rappels par une analogie avec QED. Considérons une paire de charge $q^+ q^-$ située à une distance d l'une de l'autre. Les lignes de champs électrique ont alors la configuration indiquée sur la figure 22.a. Le potentiel est en $1/r$ et la plupart des lignes de champs issues des charges positive et négative se rejoignent à l'infini. Que se passe-t-il maintenant pour une paire de quark et antiquark, de charge de couleur globale nulle? Les lignes de champs (chromo)électriques sont indiquées sur la figure 22.b.

Contrairement à ce qui se passe pour QED, les lignes de champs ne vont pas à l'infini, elles sont "confinées" dans une région finie de l'espace de dimension $R_c \simeq 1/\Lambda_{QCD}$. Lorsque la distance entre la paire de quark-antiquark est de l'ordre de grandeur, ou plus petite, que R_c , on supposera en première approximation que cette région est sphérique: c'est une sorte de "sac". Ce modèle permet de retrouver le spectre hadronique avec une précision tout à fait étonnante.

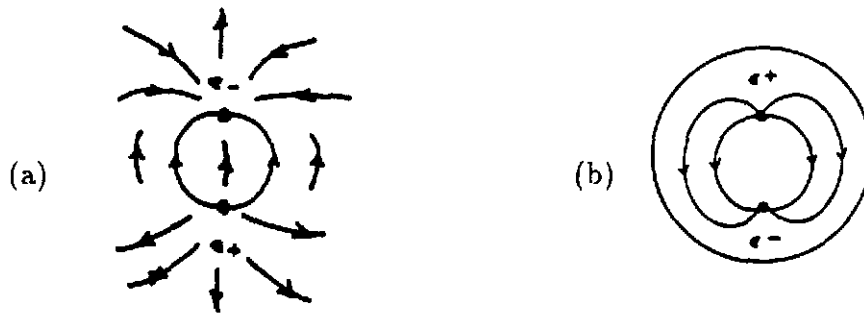


Figure 22: Lignes de champs autour de sources chargées proches l'une de l'autre, dans le cas de QED avec des charges électriques + et - (a), et dans QCD avec deux charges de couleur opposées (système de quark-antiquark ici)(b).

Lorsque maintenant l'on écarte, par un moyen ou par un autre, le quark de l'antiquark, avec $d \gg R_C$, la configuration des lignes de champs est plutôt celle indiquée sur la figure 23. On parle dans ce cas de tube de flux. Les lignes de champs étant toujours confinées, l'extension transversale du tube de flux est de l'ordre de R_C . Si l'on suppose maintenant que cette distance est constante, ce qui est raisonnable si d est suffisamment grand, alors la densité d'énergie emmagasinée dans ce tube est constante. On peut aussi parler dans ce cas de "corde" [50]. On en déduit immédiatement le potentiel d'interaction entre quark et antiquark à grande distance

$$E(d) \propto \kappa d \quad (5.1)$$

Le coefficient κ est la tension de la corde, de l'ordre de $1 \text{ GeV}/\text{fm}$.

La configuration indiquée sur la figure 23 est en fait très semblable à la configuration de lignes de champs électrique dans un condensateur, lorsque la dimension des plaques est très grande devant leur espacement (pas de champs de fuite). On se placera souvent, par simplification, dans cette configuration. Dans ce cas, le mécanisme de Schwinger [51] de création de paire électron-positron dans le champs électrique d'un condensateur permet d'estimer la probabilité de production d'une paire $q\bar{q}$ par unité de longueur

$$\tau = \exp[-\pi m_q^2/\kappa], \quad (5.2)$$

où m_q est la masse du quark q . Il est très facile de créer des quarks légers par ce mécanisme, par contre le taux de production de quarks lourds est fortement supprimé. Le taux de production d'une paire $u\bar{u}$ par rapport à $s\bar{s}$ et $c\bar{c}$ est dans le rapport $1:0.3:10^{-11}$.

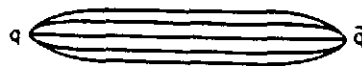


Figure 23: Schématisation d'un tube de flux à une dimension pour un système de quark et antiquark situés à une distance d grande devant la taille transverse du système.

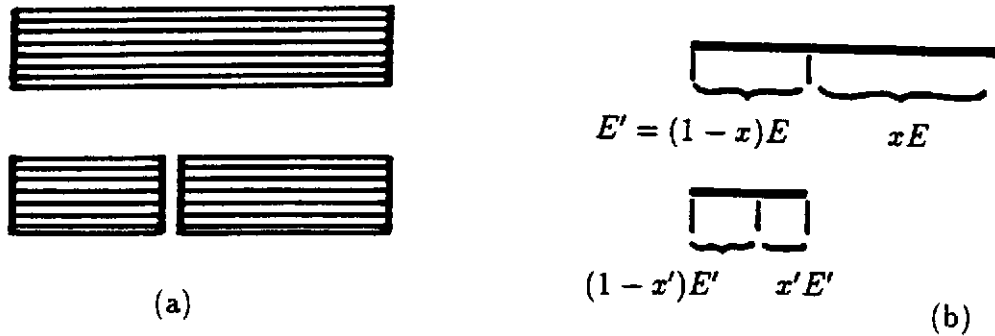


Figure 24: Mécanisme de Schwinger de création de paire d'électron-positron (quark-antiquark) dans un champs électrique (chromoélectrique) (a). La schématisation de ce processus en terme de fonction de distribution est indiqué en (b).

5.1.2 Fonctions de fragmentation

Cette analogie entre la création d'une paire électron-positron dans le champs électrique d'un condensateur, et la création d'une paire quark-antiquark dans un tube de flux permet de schématiser comment un tube de flux va se briser, et comment plusieurs hadrons peuvent se former dans l'état final. Nous avons représenté ce mécanisme sur la figure 24.

Il est alors très facile de formaliser ce processus en terme de probabilité que la corde se coupe en un certain point. Si E est l'énergie emmagasinée dans une corde de longueur L , soit $f(x)$ la probabilité que cette corde se casse pour former un hadron d'énergie $x E$ (sans se soucier pour l'instant de la saveur). Dans la limite où l'énergie E est très grande (devant une échelle qu'il reste à déterminer, de l'ordre sans doute de Λ_{QCD}), alors $f(x)$ ne dépend que de x , et du type de quark qui est produit (saveur). Ce processus de cassure va évidemment se répéter autant de fois que nécessaire pour aboutir à des systèmes dont l'énergie est de l'ordre de grandeur des masses hadroniques. L'un des morceaux, d'énergie $x E$, va donc se casser en deux morceaux, d'énergie $x x' E$ et $x(1-x') E$, et ainsi de suite. Il est facile de voir que ce processus d'itération conduit à l'équation intégrale suivante

$$D(x) = f(x) + \int_0^1 dx' \int_0^1 dx'' \delta(x - x'x'') f(1-x') D(x''), \quad (5.3)$$

soit encore

$$D(x) = f(x) + \int_x^1 \frac{dx'}{x'} f(1-x') D\left(\frac{x}{x'}\right). \quad (5.4)$$

La distribution $f(x)$ est évidemment normalisée à un. La fonction $D(x)$ est la fonction de fragmentation. Lorsque le degrés de liberté de saveur est introduit, la fonction de fragmentation dépend de h et q , $D_h^q(x)$. Elle représente la probabilité $D_h^q(x) dx$ de trouver un hadron h dans un "jet" de quark q avec une fraction de l'énergie du photon comprise entre x et $x + dx$ (plus précisément d'ailleurs la fraction x de la quantité $W = E + p$, nous verrons un peu plus loin pourquoi cette quantité particulière).

Plusieurs choix sont discutés dans la littérature pour les distributions $f(x)$. Leurs paramètres sont bien évidemment déterminés de manière à reproduire les données expérimentales de production de hadrons en collisions e^+e^- [52]. Le choix standard est par

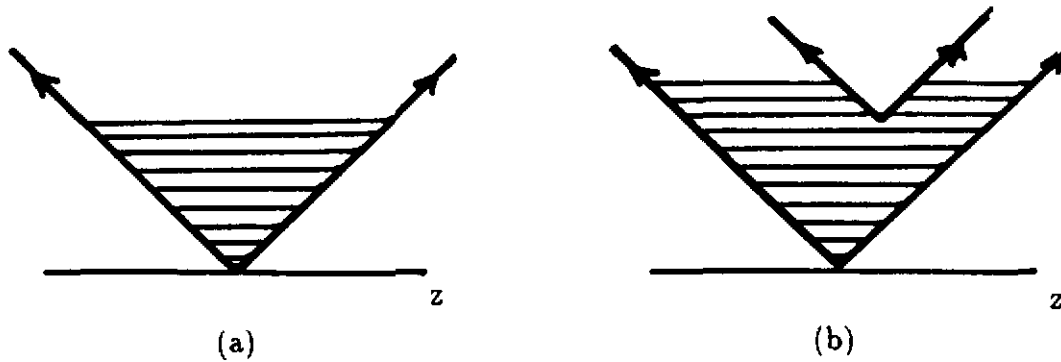


Figure 25: Représentation d'un tube de flux dans le diagramme (t,z) , dans le référentiel du centre de masse de la paire quark-antiquark; (a) état initial, (b) configuration après brisure du tube de flux en un point.

exemple

$$f(x) = (1+c)(1-x)^c, \quad (5.5)$$

où c est une constante.

Toute la chaîne de production hadronique, suivant l'équation (5.4), fait alors l'objet d'un traitement par Monte Carlo. Le plus connu est le modèle de Lund [52]. D'autres variantes et alternatives sont maintenant disponibles dans la littérature.

Une fois déterminées les fonctions de fragmentation, il est possible de calculer les taux de production hadronique en diffusion profondément inélastique semi-inclusive $eA \rightarrow e'hX$. En supposant que l'on peut factoriser le processus en deux étapes: éjection d'un quark du nucléon, avec la probabilité $q(x)$, où $q(x)$ est la fonction de distribution d'un quark de moment xp [9], et formation d'un hadron h avec la distribution $D_q^h(x)$, la section efficace différentielle s'écrit:

$$\frac{d\sigma}{dp_h} = \sum_i e_i^2 q_i(x_i) D_{q_i}^h(x_i). \quad (5.6)$$

La somme sur i correspond à la sommation sur les quarks i du nucléon.

Tous les éléments que nous venons de rappeler forment l'essentiel des données de base nécessaires à la description globale du processus d'hadronisation, une fois défini l'état initial (diffusion profondément inélastique semi-inclusive), et l'état final (la détection de hadrons). L'évolution dans le temps du processus d'hadronisation reste encore pour le moins obscure. Nous allons y venir maintenant.

Dans le modèle des cordes, cette évolution est schématisée dans un diagramme (t,z) , comme cela est fait sur la figure 25.a. La paire de quark-antiquark est ici représentée dans le référentiel de son centre de masse. La propagation des quarks, supposés ici de masse nulle pour simplifier, se fait bien entendu sur la droite $t=z$ (en prenant comme unité la vitesse de la lumière c égale à 1!). Le repère approprié à ce type de processus est alors non pas le plan (t,z) mais plutôt le repère du cône de lumière défini par

$$t^+ = t + z \quad (5.7)$$

$$t^- = t - z \quad (5.8)$$

C'est pourquoi en fait la quantité importante pour décrire le tube de flux n'est pas l'énergie E mais $W=E+p$.

Dans cette représentation, la brisure du tube de flux et la formation d'un hadron est indiquée sur la figure 25.b. Les hachures sur cette figure représentent les lignes de champs électrique entre charges de couleur opposées. Pour des quarks de masse nulle, la paire quark-antiquark est créée localement dans le tube de flux, et se propage à la vitesse de la lumière, ce qui simplifie beaucoup la discussion.

5.2 Propagation d'un quark dans le milieu nucléaire

5.2.1 Degrés de liberté physiques

Nous arrivons ainsi au cœur des questions que l'on doit se poser pour comprendre le processus d'hadronisation. On peut d'ailleurs aussi parler de mécanisme de neutralisation de la couleur, ainsi que nous allons le voir sur le modèle des cordes. Nous avons repris sur la figure 26 le processus de brisure de la corde, et représenté comment un hadron final peut se former. L'origine des temps et des abscisses correspond au moment et à l'endroit où un quark d'un nucléon a été éjecté par le photon. Nous supposons pour simplifier la suite de notre discussion que le photon interagit plutôt avec un des éléments d'un système quark-antiquark (méson), plutôt qu'avec un des quarks du nucléon. Dans le référentiel du centre de masse de la paire quark-antiquark, l'évolution dans le temps du processus est a priori caractérisée par deux échelles de temps (ou de longueur) différentes [53]

- La longueur dite "constituante", l_c , correspondant au temps au bout duquel le premier constituant du hadron final est créé dans le tube de flux. Cela correspond au point P_3 de la figure 26.
- La longueur dite "yo-yo", l_y , correspondant au temps au bout duquel le hadron se forme, ou plus exactement le temps au bout duquel la couleur est neutralisée. Cela correspond au point P_2 de la figure 26.

A partir de ce dernier temps, on peut identifier sur ce diagramme un hadron dans la mesure où les lignes de champs peuvent se refermer indépendamment du quark ou antiquark initial. C'est ce que l'on appelle un "yo-yo" [50]. Ce yo-yo est représenté par des doubles hachures sur la figure 26. La valeur de ces deux longueurs, en fonction de la fraction, x_F , de l'énergie du photon emportée par le hadron que l'on détecte ($x_F = E_h/\nu$) est indiquée sur la figure 27. Pour un hadron peu rapide, x_F est faible, et ces deux longueurs sont pratiquement identiques. Par contre, lorsque l'on regarde un hadron rapide dans l'état final ("leading hadron"), alors la longueur yo-yo l_y tend vers la longueur totale possible de la corde, alors que la longueur constituante l_c tend vers zéro. Cette grande différence de comportement se traduira, au niveau de l'atténuation du taux de production de hadrons dans un noyau, par des comportements très caractéristiques.

Compte-tenu de la valeur de la tension de la corde, $\kappa \simeq 1\text{GeV}/\text{fm}$, la longueur maximale d'un tube de flux est de l'ordre de $L = \nu/\kappa \simeq \nu \text{ GeV}^{-1} \text{ fm}$. Afin de pouvoir accéder à la dynamique même de la création de hadrons dans le tube de flux, il faut donc

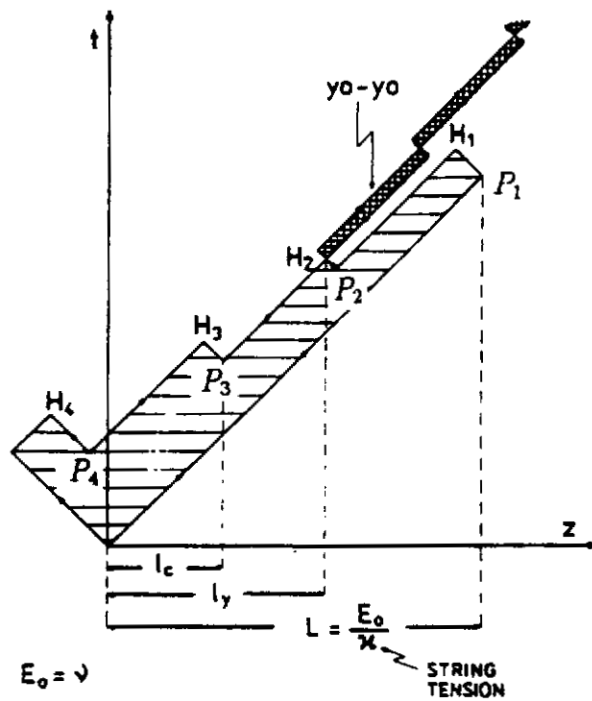


Figure 26: Echelles caractéristiques du processus d'hadronisation dans le modèle des cordes.

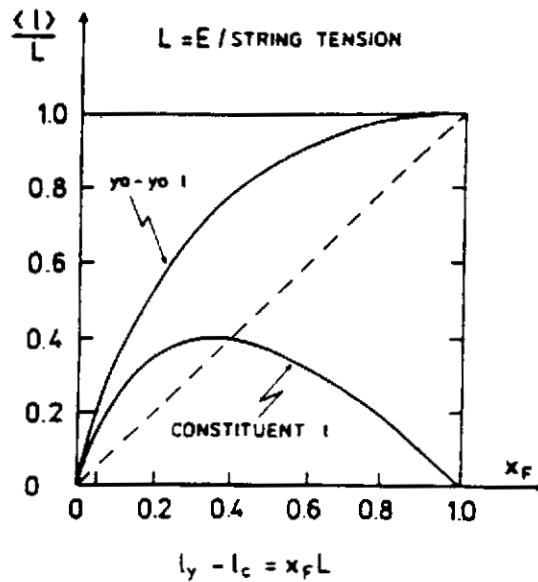


Figure 27: Longueur yo-yo, l_y , et longueur constituante l_c en fonction de la fraction x_F de l'énergie du photon emportée par un hadron particulier dans l'état final. Ces longueurs sont rapportées à la longueur totale L de la corde, avec $L = E/\kappa$ [53].

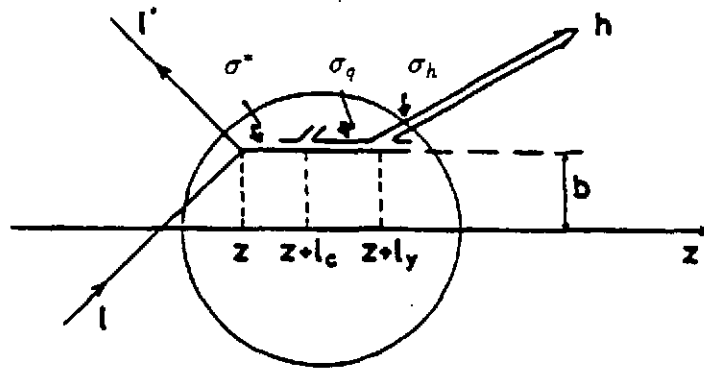


Figure 28: Schématisation de l'évolution, dans un noyau, du processus d'hadronisation. Nous avons indiqué sur ce schéma les longueurs caractéristiques, ainsi que les paramètres ("sections efficaces") permettant de décrire, en première approximation, chaque étape.

un milieu susceptible de mettre en évidence de telles évolutions. Comme on pouvait s'en douter, le noyau est encore ici le seul milieu à cette échelle de quelques fermi! Cela fixe d'ailleurs aussi la gamme d'énergie nécessaire et suffisante pour étudier ces processus: quelques GeV aussi, pour que les temps d'évolution soient compatibles avec le diamètre du noyau. Le processus physique, tel qu'il se déroule dans un noyau, a été schématisé sur la figure 28.

5.2.2 Signature expérimentale

La quantité expérimentale qui va nous permettre de comprendre un peu mieux ce processus est le rapport R_A , donné par

$$R_A(x_F, \nu, Q^2) = \frac{dN_A(x_F, \nu, Q^2)}{dN_1(x_F, \nu, Q^2)}, \quad (5.9)$$

ou dN_A est le nombre de hadrons de moment x_F produit dans un noyau A. Le rapport R_A traduit l'atténuation de la production de hadron dans le noyau, par rapport à l'hydrogène, ou plus couramment d'ailleurs par rapport au deuton. Par définition $R_A = 1$ si aucun des éléments produits n'interagit dans le milieu nucléaire.

Ces interactions sont précisément le moyen d'accéder à la dynamique du processus d'hadronisation. Par analogie avec la description traditionnelle de la propagation de hadrons dans le milieu nucléaire, nous avons paramétrisé ces interactions par des "sections efficaces" σ^* , σ_q et σ_h sur la figure 28. Ce ne sont évidemment pas à proprement parler des sections efficaces, au sens de Glauber, dans la mesure où elles ne correspondent pas à l'interaction d'états asymptotiques. Ce sont par contre des paramètres physiques qu'il est essentiel de connaître pour aller de l'avant dans la compréhension microscopique de ces processus.

En fonction de ces paramètres, le rapport R_A s'écrit alors simplement

$$R_A = \int d^2b \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(z, b) \int_z^{\infty} dz' D_c(x_F, z' - z) W_0(z, z'). \quad (5.10)$$

Dans cette équation, D_c représente la probabilité de créer un hadron en un point $z' = z + l$, z étant le point d'interaction avec le photon. Cette quantité se calcule dans le modèle des

cordes [53]. La quantité W_0 représente quant à elle la probabilité pour que les différents éléments indiqués sur la figure 28 n'interagissent pas, c'est-à-dire, avec les paramètres indiqués sur cette figure

$$W_0(z, z') = \exp \left(-\sigma^* \int_z^{z_c} dz'' \rho_A(b, z'') - \sigma_q \int_{z_c}^{z_h} dz'' \rho_A(b, z'') - \sigma_h \int_{z_h}^{\infty} dz'' \rho_A(b, z'') \right). \quad (5.11)$$

avec des notations évidentes. Dans cette équation, $\rho(b, z)$ représente la densité en un point du noyau caractérisé par le paramètre d'impact b et la distance z par rapport au point d'interaction avec le photon. C'est à ce niveau qu'intervient les différentes hypothèses sur les longueurs caractéristiques, yo-yo ou constituante.

Les données expérimentales actuellement disponibles sont indiquées sur la figure 29. Il s'agit d'une part de données à haute énergie de EMC (ν entre 30 et 200 GeV), et d'autre part un point de SLAC à 10 GeV. Regardons maintenant d'un peu plus près les différentes hypothèses envisageables.

La première, naïve, consiste à supposer que le hadron est effectivement formé au bout du temps (ou de la longueur) l_y . Ce sera la seule échelle caractéristique. On supposera d'abord qu'il n'interagit pas avant ($\sigma^* = \sigma_q = 0$). Il interagit ensuite avec une section efficace hadronique typique de $\sigma_h = 20mb$. Cette prédiction correspond à la courbe en trait pointillé, notée (yo-yo length, $\sigma_q = 0$) sur la figure 29.a. Il est clair que nos hypothèses sont vraiment trop naïves! On peut alors essayer de jouer sur les paramètres du modèle, à savoir la section efficace d'interaction σ^* (qui est ici égale à σ_q puisque le temps l_c n'intervient pas). Nous avons représenté sur cette même figure deux prédictions avec $\sigma_q = 0.75mb$, et le cas extrême où $\sigma_q = \sigma_h = 20mb$. Ce dernier cas est évidemment à rejeter puisqu'il conduit à une atténuation constante avec l'énergie. Le fait de considérer une légère interaction avant la création du hadron permet de reproduire les données de EMC à haute énergie. Par contre la région de basse énergie où $\nu = 5 - 30$ GeV ne peut être décrite dans ce modèle simple. Nous voyons ici apparaître clairement le rôle important de la région cinématique pour pouvoir comprendre plus en profondeur le processus d'hadronisation.

Il faut donc aller au delà de notre première hypothèse, et admettre que le processus peut se développer en deux temps, les deux temps que nous avons déjà introduits l_c et l_y (voir figures 26 et 27). Dans ce cas, les sections efficaces σ_q et σ^* ne sont plus égales. Un premier choix, indiqué par la courbe en trait plein sur la figure 29.a, correspond à $\sigma^* = 0.75mb$ et $\sigma_q = \sigma_h = 20mb$. Cette prédiction traduit qualitativement le processus d'hadronisation dans tout le domaine d'énergie, de 10 à 200 GeV. D'un point de vue plus quantitatif, elle surestime légèrement la donnée de SLAC à basse énergie. Les points à haute énergie sont bien reproduits dès que l'on prend $\sigma^* = 0.75mb$, comme cela était déjà le cas pour notre première hypothèse. La région de basse énergie est encore ici la plus adaptée pour comprendre ce processus.

Enfin nous reprenons sur la figure 29.b notre dernière prédiction, en la comparant à un modèle différent du modèle des cordes. Il s'agit du modèle de "Bremstrahlung" (de gluons évidemment), par analogie au mécanisme de perte d'énergie dû au rayonnement de Bremstrahlung dans QED [58, 53]. Ce modèle ne fait intervenir qu'une seule échelle aussi, le temps au bout duquel une configuration colorée est formée, que nous dénoterons

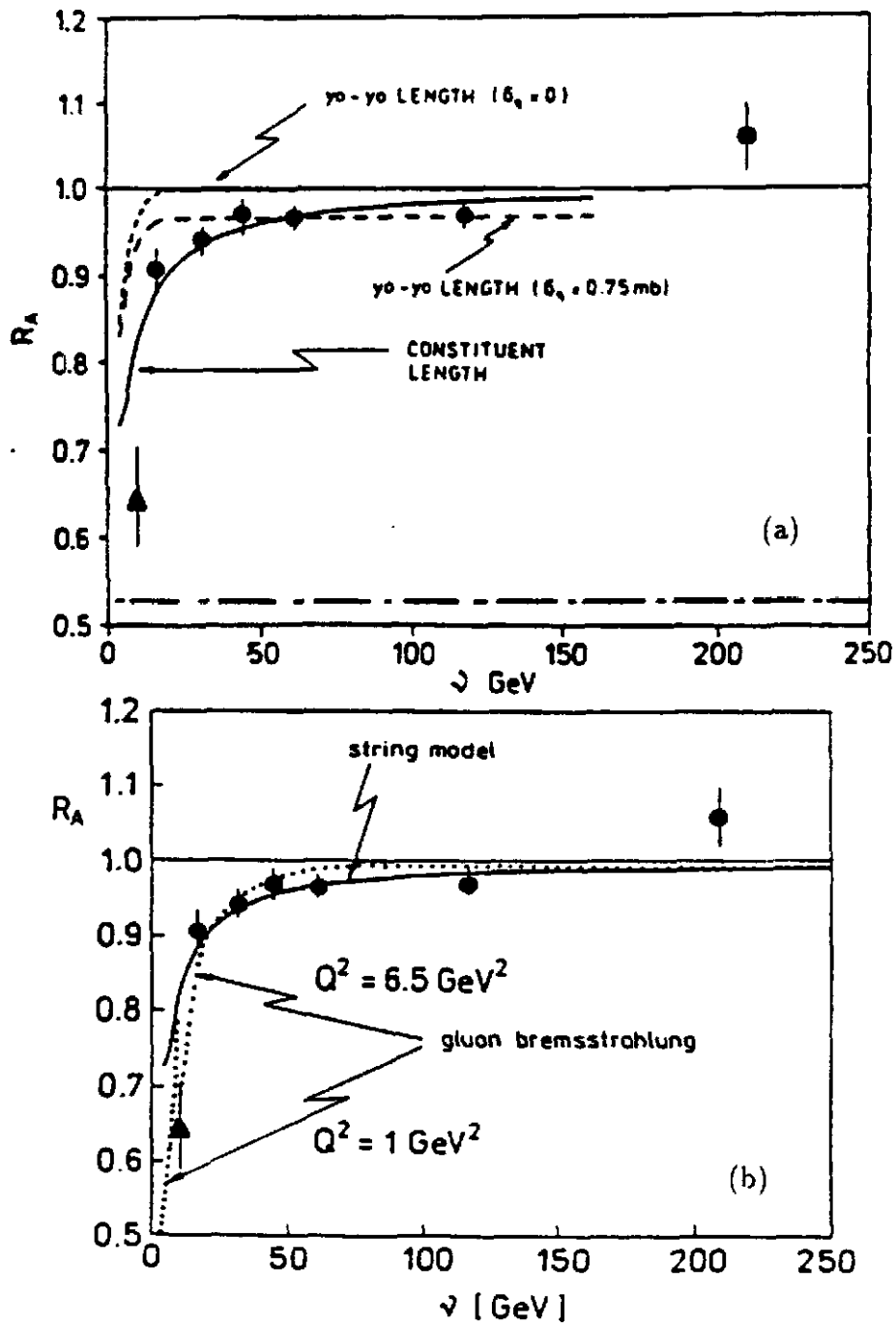


Figure 29: Atténuation du taux de production de hadrons dans un noyau de cuivre par rapport au deuton en fonction de l'énergie du photon. Les données sont de SLAC et EMC [54]. (a) Différentes prédictions dans le modèle de corde (voir texte)[53], (b) Prédictions dans le modèle de Bremstrahlung [58], selon la valeur de Q^2 , comparée à la meilleure prédiction du modèle des cordes, d'après [55].

par l_f . Il est donc un peu l'analogie du temps yo-yo du modèle des cordes, avec la grande différence qu'il doit tendre vers zéro lorsque x_h est proche de un, c'est-à-dire qu'il se comporte dans cette limite plutôt comme le temps l_c (voir figure 27). Plus précisément

$$l_f \leq \frac{\nu}{\tilde{\kappa}}(1 - x_h) . \quad (5.12)$$

Dans cette équation, $\tilde{\kappa}$ représente la densité d'énergie par unité de longueur. Elle se compose de deux termes ici: l'un est bien sûr équivalent à la tension de la corde κ introduite au début de ce chapitre, l'autre, notée κ_{eff} , est une contribution dynamique provenant précisément du rayonnement de Bremsstrahlung, avec

$$\kappa_{eff} = \frac{2\alpha_s(Q^2)}{3\pi} Q^2 . \quad (5.13)$$

La densité d'énergie $\tilde{\kappa}$ peut donc devenir relativement grande lorsque le transfert augmente. Les prédictions de ce modèle quant à l'atténuation du taux de production de hadrons sont indiquées sur la figure 29, pour deux valeurs de Q^2 . Le domaine d'énergie 5-30 GeV est aussi le plus approprié pour tester ce modèle.

5.3 Perspectives

Les premières données que nous avons indiquées sur la figure 29, et les différents éléments que nous avons introduits dans les sections précédentes nous permettent de bâtir sans grande difficulté tout un programme de physique pour répondre aux premières questions sur le déroulement du processus d'hadronisation:

- Quelles sont les échelles de temps caractéristiques du processus de neutralisation de la couleur?
- Quelle est la nature des états intermédiaires indispensables à la formation de hadrons dans l'état final, une fois éjecté un quark d'un nucléon?
- Quelle est le mécanisme d'interaction de ces états avec le milieu nucléaire?

Le rapport R_A est évidemment, au niveau expérimental, la quantité clé. En dehors de la dépendance en énergie de ce rapport qui nous renseigne sur la gamme d'énergie intéressante pour aborder ces questions, il est indispensable de regarder des quantités plus exclusives pour permettre de contraindre encore mieux les différents paramètres de ces modèles. Nous avons indiqué sur la figure 30, pour deux domaines d'énergie, la dépendance en x_F de ce rapport, avec plusieurs prédictions théoriques. A une énergie moyenne de 35 GeV, il n'est pas possible de différencier les deux modèles que nous avons présenté rapidement dans la section précédente, si ce n'est dans la région où x_h est proche de un. Cette région est particulièrement intéressante dans la mesure où elle correspond à un nombre très limité d'interactions dans le milieu nucléaire, voir même une seule. C'est en effet une condition nécessaire pour pouvoir produire un hadron emportant la quasi-totalité de l'énergie du photon [53]. La représentation du processus physique selon (5.10)

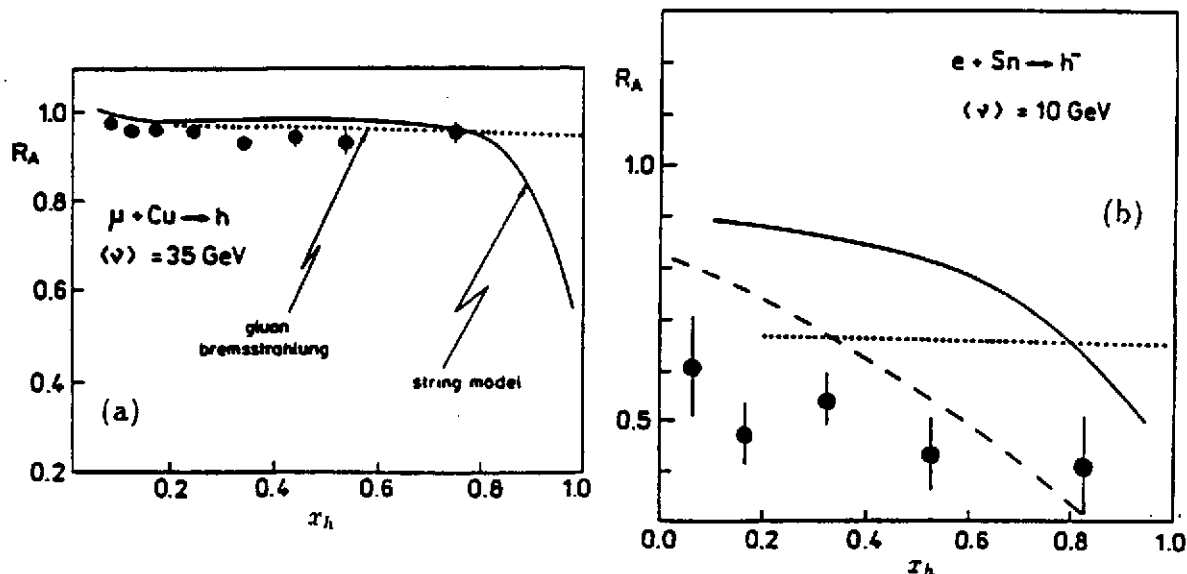


Figure 30: Dépendance en x_F du rapport R_A , dans les deux modèles considérés ici et pour deux domaines d'énergie, d'après [55]. La courbe en trait pointillé correspond au modèle de Bremsstrahlung [58]. La courbe en trait plein est calculée dans le modèle des cordes selon la référence [57]. La courbe en trait tireté long correspond à la prédiction de la référence [56], toujours dans le modèle des cordes.

est alors particulièrement justifiée. C'est par contre un domaine où les sections efficaces sont faibles, et c'est pourquoi il n'existe pas de données actuellement faute de luminosité, et de cycle utile, suffisants.

La figure 30.b représente trois prédictions dans le domaine d'énergie de 10 GeV. Deux sont dans le cadre du modèle des cordes, avec deux manières différentes de calculer l'interaction de l'état intermédiaire dans le milieu nucléaire (ces modèles vont au delà de la simple paramétrisation en termes de sections efficaces classiques) [56, 57]. La troisième correspond au modèle de Bremsstrahlung [58]. Nous pouvons tirer trois conclusions de ces résultats. i) Des quantités plus exclusives sont essentielles pour différencier les modèles théoriques. ii) La région cinématique la plus adaptée est celle comprise entre 5 et 30 GeV. iii) Enfin, les données expérimentales dans les domaines les plus intéressants sont soit inexistantes, soit peu précises par manque de statistique.

Mentionnons pour finir le rôle que peut jouer la production de hadrons charmés (charme "ouvert" et "associé") pour pouvoir séparer, lors du processus d'hadronisation, le comportement du quark éjecté du nucléon, de celui de quarks créés lors de la brisure de la corde. Comme nous l'avons rappelé en introduction de ce chapitre, les quarks charmés ne peuvent pas être créés lors de l'hadronisation. Ils doivent donc exister au niveau de la fonction d'onde du nucléon (contribution de charme "intrinsèque"). Cette contribution est importante dans la mesure où le quark charmé joue ici le rôle de marqueur dans le processus d'hadronisation. Son rôle ne doit certainement pas être négligé [13]. Ce raisonnement s'applique aussi à la production d'états étranges, bien que l'interprétation soit plus délicate dans ce cas.

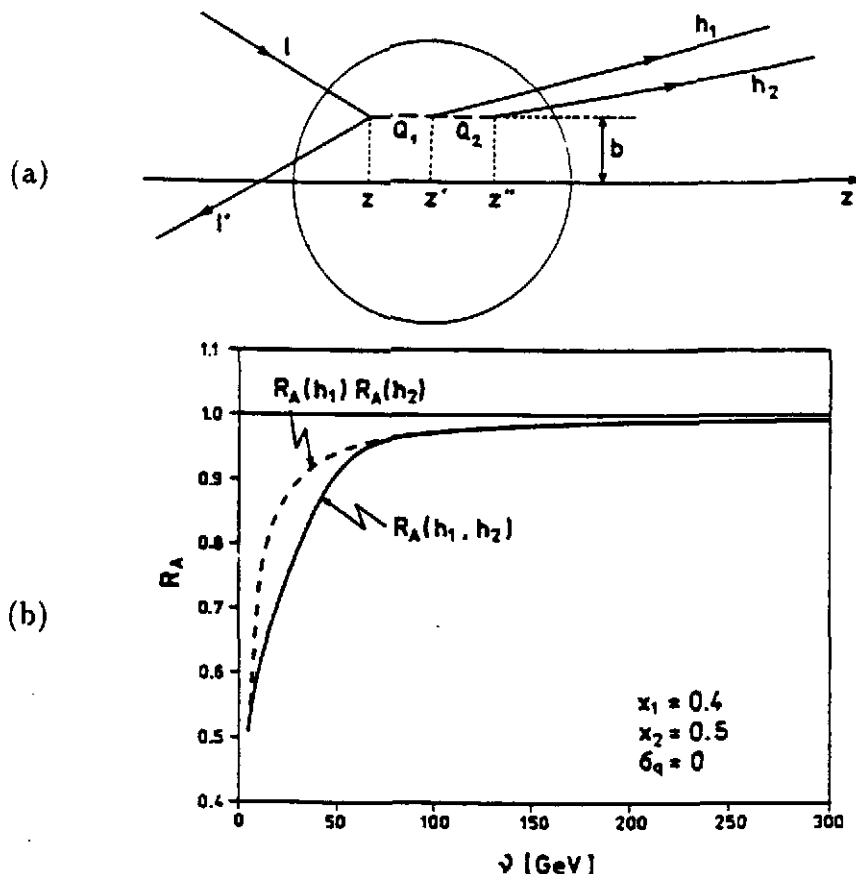


Figure 31: Etude de la corrélation entre plusieurs hadrons dans l'état final; (a) schématisation du processus, (b) prédictions théoriques dans le modèle des cordes [59].

Enfin, plusieurs prédictions théoriques existent aussi, sans données expérimentales cette fois, sur la corrélation entre deux hadrons h_1 et h_2 dans l'état final. Il s'agit ici de comparer le rapport $R_A(h_1, h_2)$ au produit des atténuations de chaque hadron $R_A(h_1) R_A(h_2)$. Cette comparaison est faite sur la figure 31. Comme on pouvait s'en douter, ce rapport est un moyen privilégié pour accéder plus directement aux états intermédiaires du processus d'hadronisation, plus spécifiquement à la quantité σ_q . La gamme d'énergie 10-30 GeV est particulièrement adaptée à cette étude.

La précision des données actuelles, comme le caractère souvent schématique des premières approches théoriques montrent bien tous les progrès à accomplir. Les directions de recherche sont par contre parfaitement bien définies.

6 Remarques finales

Je voudrais finir ce cours par quelques remarques d'ordre plus générales, et plus personnelles aussi. Les différentes notions abordées tout au long de ce cours constituent, à n'en pas douter, une évolution et un prolongement naturels des thèmes de recherche propres à la Physique Nucléaire aux Énergies Intermédiaires. Cette évolution se traduit d'ailleurs par la dénomination plus précise de Physique Hadronique donnée actuellement à cette discipline.

Les notions présentées dans ce cours, si elles ne sont pas vraiment nouvelles, n'en sont pas moins originales par leur nouvelle manière de considérer le noyau. De par leur thème principal: *comment se réalise QCD dans le domaine de basse et moyenne énergie* -le plus important pour la vie de tous les jours!- *et leur manière de l'aborder* -en utilisant le noyau comme un véritable laboratoire!-, elles sont au coeur de la physique hadronique. Elles nécessitent de ce fait une bonne connaissance à la fois de la physique nucléaire et de la physique des particules. Le terme physique aux énergies intermédiaires prend ici tout son sens! En corollaire, une compréhension plus profonde du noyau, par l'intermédiaire de l'étude des propriétés du nucléon dans le milieu nucléaire, et des hadrons eux-mêmes, par l'étude des processus élémentaires sous jacents, devrait en résulter.

Les quelques données actuelles permettent de penser que cette nouvelle manière d'aborder le sujet n'est pas sans fondement. Pour en tirer toutes les conséquences, il est absolument indispensable de disposer de moyens bien spécifiques, non seulement en ce qui concerne le type d'accélérateur, mais aussi en ce qui concerne les équipements expérimentaux, et en particulier les détecteurs à grand angle solide. Les thèmes de physique abordés dans ce cours conduisent à un choix unique de la machine au niveau de ses caractéristiques, sans insister sur le choix de la sonde. Reprenons ici les principales conclusions:

- L'utilisation du noyau comme un véritable laboratoire détermine la gamme d'énergie. L'accès aux bons degrés de liberté nécessite une énergie suffisamment grande, $E > 15 \text{ GeV}$ et le choix d'échelles de temps compatibles avec la taille du milieu nucléaire limite l'énergie à environ 30 GeV . Cette limite supérieure est aussi nécessaire pour faire le lien avec les quelques données actuelles.
- La détermination complète du processus physique nécessite des mesures exclusives, d'où un faisceau d'électrons de grande intensité, de grand cycle utile, et aussi d'une très bonne résolution.
- Enfin, pour compléter la panoplie de nos moyens d'action, il est essentiel de pouvoir bénéficier de faisceaux d'électrons polarisés, en particulier pour pouvoir séparer les différentes composantes de la section efficace.

Ce projet est aussi nouveau pour la communauté de Physique Nucléaire, dans la mesure où il nécessite une collaboration Européenne, au sens large.

Comme cela apparaît dans les questions soulevées tout au long de ce cours, je voudrais rappeler en conclusion que ce projet constitue un véritable défi pour toute une communauté de théoriciens (comment faire fonctionner ce laboratoire?), d'expérimentateurs (comment utiliser ce laboratoire?) et d'ingénieurs (comment construire l'accélérateur et les détecteurs appropriés?). Ces trois défis sont non seulement indispensables pour motiver un projet ambitieux à long terme, mais aussi et surtout essentiels pour pouvoir attirer de jeunes chercheurs dans ce domaine.

Remerciements

Ce cours résulte de trois années de discussions et de réflexions, et qui ont débutées par la préparation de l'atelier de Dourdan. Je voudrais donc remercier tout d'abord Bernard Frois pour m'avoir entraîné dans cette aventure. Je remercie aussi les participants à l'atelier de Mayence, qui, par leur contribution, ont permis de donner un peu de corps à ce cours. Enfin, je voudrais remercier tout spécialement Vincent Breton pour son enthousiasme et sa bonne humeur tout au long de ces années, ce qui a été pour moi un puissant encouragement.

References

- [1] Compte-rendus du "First European Workshop on Hadronic Physics in the 1990s with Multi-GeV Electrons", Seillac, eds. B. Frois, D. Goutte, P.J. Mulders et P.K.A. De Witt Huberts, Nucl. Phys. A497 (1989)
- [2] Compte-rendus du "European Workshop on Hadronic Physics with Electrons beyond 10 GeV", Dourdan, eds. B. Frois et J.-F. Mathiot, Nucl. Phys. A532 (1991)
- [3] Compte-rendus du "1991 EPS Nuclear Physics Conference on Hadronic Structure and Electroweak Interactions", Amsterdam, eds. J.J. Engelen, J.H. Koch et P.K.A. De Witt Huberts, Nucl. Phys. A546 (1992)
- [4] Compte-rendus du "Workshop on European Electron Facility", Mainz, eds. J. Arvieux, E. de Sanctis, P.K.A. de Witt Huberts et Th. Walcher, (1992), à paraître
- [5] J.-F. Mathiot, Ann. Phys. Fr. 16 (1991) 527
- [6] J.-P. Blaizot, cours Joliot Curie 1992
- [7] P. Guichon, cours Joliot Curie 1986
- [8] J. Gasser et H. Leutwyler, Ann. Phys. 158 (1984) 142
- [9] G. Smadja, cours Joliot Curie 1992
- [10] H.-J. Pirner, cours Joliot Curie 1989
- [11] R.D. McKeown, D.H. Beck et E.J. Beise, dans la référence [2]
- [12] B. Frois, cours Joliot Curie 1992
- [13] P. Bertin et al., dans "Photo- and electroproduction of heavy flavors", dans la référence [4]
- [14] P. Stoler, dans la référence [2]
- [15] M. Chemtob, dans la référence [2]

- [16] W. Brasse et al., Nucl. Phys. B110 (1976) 174
- [17] S. Platchkov et al., dans la référence [4],
V. Karmanov, dans la référence [2]
- [18] V. B. Gavrilov et al., dans la référence [2]
- [19] D.B. Day, dans la référence [2]
- [20] A. Boudard, dans la référence [4]
- [21] V. Breton, cours Joliot Curie 1992
- [22] V. Breton et C. Martin, dans la référence [2]
V. Breton et al., dans "Photo- and electroproduction of heavy flavors", dans la référence [4]
- [23] J.-Y. Grossiord et al., dans la référence [4]
- [24] T.H. Bauer et al., Rev. Mod. Phys. 50 (1978) 261
- [25] P.V. Landshoff, Nucl. Phys. 25 B, Proc. Suppl (1992) 129
A. Donnachie et P.V. Landshoff, Nucl. Phys. B244 (1984) 322; Nucl. Phys. B267 (1986) 690
- [26] H. Fonvieille, cours Joliot Curie 1992
- [27] H. Merabet, J.-F. Mathiot, et R. Mendez-Galain, à paraître dans Nucl. Phys. B
- [28] Ch. Mariotti, dans la référence [2]
- [29] J.-Ph. Guillet, Z. Phys. C39 (1988) 75
- [30] G.R. Farrar et al., Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 2996
- [31] G.R. Farrar et al., Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 686
L. Frankfurt, G.A. Miller et M. Strikman, Comm. Nucl. Part. Phys. 21 (1992) 1
- [32] J.-P. Blaizot, R. Venugopalan et M. Prakash, Phys. Rev. D 45 (1992) 814
- [33] N.N. Nikolaev, Comm. Nucl. Part. Phys. 21 (1992) 41
- [34] A.E. Chudakov, Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Seriya Fizicheskaya 19 (1955) 650
D. Perkins, Phil. mag. 46 (1955) 1146
- [35] S.J. Brodsky, dans les "Proceedings of the XIII International Symposium on Multiparticle Dynamics", Volendam, Netherlands, eds. E.W. Kittel, W. Metzger et A. Stergion (World Scientific, Singapor, 1982), p.963
A.H. Mueller, dans "Proceedings of the XVII rencontre de Moriond", Les Arcs, France, ed. Tran Thanh Van (Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette, 1982), p.13
- [36] A.S. Carol et al., Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 1698

- [37] R.D. McKeown, dans la référence [2]
- [38] P. Grangé, cours Joliot Curie 1989
- [39] G.P. Lepage et S.J. Brodsky, Phys. Rev. D22 (1980) 2157
- [40] A.V. Radyushkin, dans la référence [2]
- [41] H. Fonvieille et al., dans la référence [4]
- [42] R.J. Glauber, Notes de Cours de Boulder, "Lectures in Theoretical Physics", W.E. Brittin et L.G. Dunham, eds, vol. I, page 315, Interscience New York (1959)
- [43] V.N. Gribov, Sov. Phys. JETP 29 (1969) 483; Sov. Phys. JETP 30 (1970) 709
- [44] J.F. Gunion et D.E. Soper, Phys. Rev. D15 (1977) 2617
- [45] J.P. Ralston et B. Pire, dans la référence [2]
- [46] B.K. Jennings et G.A. Miller, Phys. Lett. B236 (1990) 209;
Phys. Rev. D44 (1991) 692
- [47] O. Benhar et al., Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 881
- [48] C.E. Carlson, Phys. Rev. D34 (1986) 2704
- [49] H. Borel et al., dans la référence [2], et rapport interne CEA/DAPNIA/SphN (1991)
- [50] X. Artru et G. Mennessier, Nucl. Phys. B70 (1974) 83
X. Artru, Phys. Rep. 97 (1983) 147
- [51] J. Schwinger, Phys. Rev. 82 (1951) 664
- [52] B. Anderson et al., Phys. Rep. 97 (1983) 31
- [53] A. Bialas dans la référence [2]
A. Bialas et J. Czyzewski, Phys. Lett. B 222 (1989) 132
N. Pavel dans la référence [2]
- [54] J. Ashman et al. (EMC), Z. Phys. C52 (1991) 1
L.S. Osborne et al., Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1624
- [55] G. Anton et al., dans la référence [4]
- [56] M. Gyulassy et M. Plümer, Nucl. Phys. B346 (1990) 1
- [57] J. Czyzewski et P. Sawicki, Z. Phys. C56 (1992) 493
- [58] B. Kopeliovich et J. Nemchik, "Colour transparency and hadron formation time in Deep Inelastic Scattering on nuclei", a paraître dans Z. Phys. C
- [59] A. Bialas et J. Czyzewski, Z. Phys. C47 (1990) 133
J. Czyzewski, Phys. Rev. C43 (1991) 2426



Projet d'Accélérateur Européen d'Electrons et défis expérimentaux

*Cours donné à l'École Internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire,
Maubuisson, 14-19 Septembre 1992,
dans le cadre de la session "Le noyau, laboratoire de la dynamique des quarks"*

Pascal VERNIN

DAPNIA/SPHN CE-Saclay F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex

Résumé

Deux aspects du projet EEF sont traités: l'accélérateur supraconducteur d'électrons de 15-30 GeV et les détecteurs à forte luminosité, qui sont des spectromètres optimisés pour le programme expérimental de la transparence de couleur. Dans les deux cas quelques questions de physique et de technique, importantes pour le projet, sont examinées en détail. Pour l'accélérateur: le cycle utile, les cavités accélératrices supraconductrices, le rayonnement synchrotron et la recirculation. Pour les détecteurs: la résolution en masse manquante, les aimants supraconducteurs pour spectromètres et l'optique magnétique.

Abstract

Two aspects of the EEF project are described: the 15-30 GeV superconducting electron linac and high luminosity detectors, which are spectrometers based on color transparency experiment specifications. In both cases a few important points of physics or technics are discussed in more details. For the machine: duty cycle, superconducting cavities, synchrotron radiations and recirculation. For the detectors: missing mass resolution, superconducting spectrometer magnets and magnets optics.

1 Introduction

La diffusion électron-hadron dans la région $Q^2 = 10 - 30 \text{ (GeV/c)}^2$ n'est pas un domaine vierge où aucun équipement n'existe: le SLAC a été construit pour cela et a produit de nombreux résultats fondamentaux, comme la diffusion profondément inélastique électron-proton à l'origine du modèle des partons. Le collisionneur HERA commence à produire des données, en diffusion électron-proton également, jusqu'à $\approx 10^5 \text{ GeV/c}^2$ pour la mesure des fonctions de structure du nucléon à petit x . Malheureusement, aucune des installations existantes ne regroupe les caractéristiques requises par les nouveaux objectifs que s'est fixée la physique hadronique:

- un cycle utile de 100%
- une forte intensité
- des cibles nucléaires "épaisses"
- des détecteurs adaptés

Le cycle utile est impératif pour surmonter les problèmes des événements fortuits dans les expériences exclusives. La nature nucléaire de la cible signifie que l'on ne peut se limiter au nucléon, ni même aux quelques noyaux légers disponibles sur un jet gazeux. L'intensité et l' "épaisseur" de la cible sont là pour compenser l'extrême faiblesse des sections efficaces. Clairement, nous avons besoin d'une nouvelle installation dédiée à ce programme de physique. Pour l'Europe, ce projet s'appelle "European Electron Facility". Entre les ateliers de Dourdan (octobre 90) et de Mainz (octobre 92), un travail de clarification de la physique et de définition de l'accélérateur et des détecteurs a été fait, parfois à marche forcée (Clermont F^d, juin 92). Ce cours procède directement du travail effectué ¹⁾. Il est divisé en deux parties:

- l'accélérateur de 15–30 GeV
- les détecteurs à forte luminosité

Deux autres sujets auraient mérité d'être abordés: les détecteurs à grand angle solide et les détecteurs à "angle avant". Je n'ai malheureusement pas la place de les traiter ici avec le niveau d'explication et de justification qui sied à un cours. Ils seront exposés dans les compte-rendus de l'atelier de Mainz, à paraître.

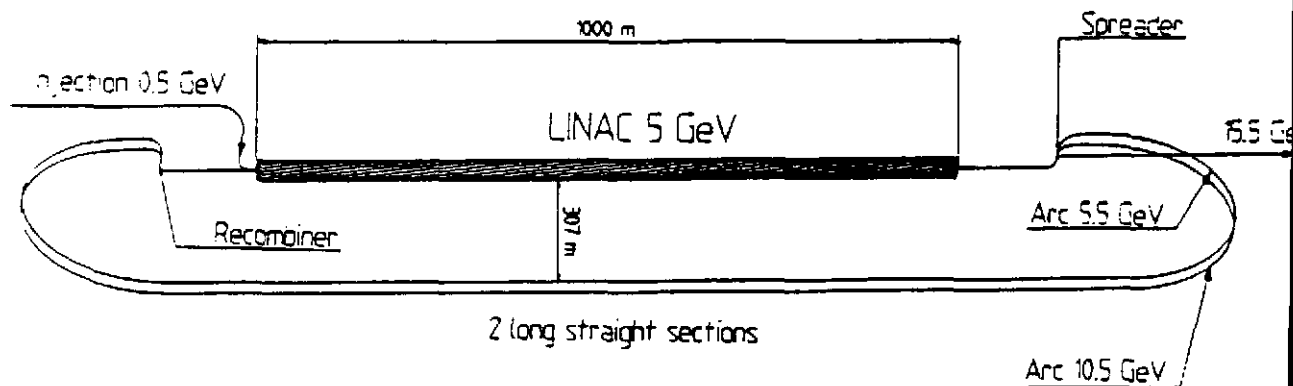


Figure 1: l'Accélérateur Européen d'Electrons de 15–30 GeV.

2 L'accélérateur de 15–30 GeV

Il existe depuis longtemps des accélérateurs d'électrons de plus de 15 GeV, d'autres délivrant des intensités de l'ordre du mA, et il n'aurait pas été difficile de rassembler ces caractéristiques sur une même machine. Le problème vient du cycle utile de 100% demandé.

2.1 Définition du cycle utile

“Le cycle utile est la fraction du temps durant laquelle le faisceau est présent”. Cette définition simple ne suffit plus lorsque l'on a affaire à un faisceau réel, où l'intensité n'est pas forcément stable et où plusieurs structures en temps (macro et microstructure) sont présentes. Une définition intégrale, inspirée du taux d'évènements accidentels, est nécessaire.

Essayons la définition:

$$C = \frac{\left(\int_0^T I dt \right)^2}{T \int_0^T I^2 dt} \quad (2.1.1)$$

C est le cycle utile, T la durée de la mesure et $I=I(t)$ le courant du faisceau, fonction du temps t .

Si on observe l'arrivée des particules avec une résolution en temps infiniment bonne, tous les faisceaux ont un cycle utile nul: l'intensité est en général nulle, sauf lorsqu'une particule arrive où cette intensité est infinie, ce qui donne $C=0$ dans tous les cas. En pratique la résolution en temps (τ) de l'expérience n'est pas infiniment bonne mais est de l'ordre de la ns. Nous devons donc modifier la définition de C pour “lisser” les variations d'intensité de période inférieure à τ . Le cycle utile ainsi obtenu dépendra de τ et sera noté C_τ . Nous adopterons donc:

$$C_\tau = \frac{\left(\int_0^T I' dt \right)^2}{T \int_0^T I'^2 dt} \quad (2.1.2)$$

où I' est le courant lissé défini par: $I'(t) = \sum_i q_i \alpha_\tau(t - t_i)$.

L'indice i désigne chaque particule, q_i sa charge, t_i son temps d'arrivée et α_τ est la fonction de lissage définie par (d'autres définitions sont possibles):

$$\alpha_\tau(t') = \begin{cases} 1/\tau & \text{si } |t'| \leq \frac{\tau}{2} \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (2.1.3)$$

Cette fonction a la propriété:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \alpha_\tau(t - t_i) dt = 1 \quad (2.1.4)$$

qui confirme que la charge totale est bien conservée.

2.2 Cavités accélératrices, cycle utile et résolution en énergie

Muni de la nouvelle définition de C , on voit qu'une cavité accélératrice fournira un faisceau de cycle utile 100% si:

- sa fréquence est supérieure à 1 GHz (pour $\tau=1$ ns)
- elle fonctionne en continu.

La première condition ne pose pas problème. La seconde, par contre, n'est pas réalisable au delà de 1 GeV (microtron MAMI de Mainz) avec des cavités résistives ordinaires: la puissance dissipée par effet Joule dans les parois est telle que l'on est condamné à des champs accélérateurs très faibles ($\ll 10$ MeV/m). Le choix de telles cavités conduit donc à une longueur de linac ou à un nombre de recirculations inacceptables. Le coût de l'énergie électrique est aussi un problème. Ceci explique pourquoi les linacs de la première génération étaient pulsés.

Les cavités seront donc supraconductrices à cause du cycle utile. A la fréquence de 1.3 GHz et à une température de 2 K elles fournissent un champ accélérateur de 10 à 15 MeV/m. Le choix de cavités supraconductrices apporte deux autres avantages: la réduction du halo et la résolution en énergie.

Sur un linac classique pulsé (SLAC ou ALS) la définition en énergie du faisceau est difficilement meilleure que 10^{-3} à cause du caractère pulsé de la machine: entre le début et la fin de l'impulsion, le champ accélérateur varie (temps d'établissement du champ E.M. à vide, puis temps d'établissement du champ E.M. porté par le faisceau). Les expériences à haute résolution nécessitent des fentes d'analyse situées en un point du transport où la dispersion est importante. Ce filtrage dégrade encore le cycle utile (puisque l'énergie varie pendant l'impulsion, le courant en aval des fentes varie également pendant l'impulsion) et les effets de bord sur ces fentes contribuent à la formation d'un halo d'électrons autour du faisceau. Ce halo a un effet catastrophique sur un détecteur à géométrie ouverte (détecteur à grand angle solide par exemple) car il interagit avec la matière, inévitable, qui entoure l'axe faisceau et limite en pratique la luminosité maximum tolérée. Un linac supra continu n'a pas ce problème et peut se passer de fentes d'analyse: le gain en énergie des électrons qui le traversent est fixé par la stabilité de la HF et par l'extension en phase ($\Delta\phi$) de chaque micropaquet.

Le champ accélérateur est en effet de la forme: $E = E_0 \cos \phi$ où $\phi = \omega t$

Si les électrons sont injectés autour de $\phi=0$ avec l'extension $\Delta\phi$, on aura: $\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{\Delta\phi^2}{8}$

Soit $\frac{\Delta E}{E_0} = 1.4 \cdot 10^{-4}$ (largeur totale) pour $\Delta\phi = 2^\circ$ ($\phi \in [-1^\circ, 1^\circ]$)

Un tel groupement en phase est techniquement réalisable: on envisage pour le projet 15 GeV $\Delta\phi < 1^\circ$ et une stabilité pour E_0 de 10^{-4} (largeur totale)

En pratique, à partir de 10 GeV la résolution en énergie du faisceau sera limitée, non par l'accélération, mais par le rayonnement synchrotron dans les déviations magnétiques. La nécessité de déviations magnétiques apparaîtra à propos de la recirculation.

2.3 Rayonnement synchrotron

En électrodynamique, même classique, toute charge accélérée rayonne de l'énergie. Pour des raisons historiques, ce rayonnement est appelé "synchrotron" lorsque la charge est portée par une particule relativiste accélérée par un champ E.M. macroscopique (cavité ou aimant), mais les accélérateurs linéaires n'en sont pas épargnés. Si dans un champ électrique de 10MV/m (champ accélérateur typique) un électron subit une "accélération" de 10 MeV/m, dans un champ magnétique

de 1 T (champ typique d'un dipole de transport) cette accélération sera, si l'électron est relativiste, de 300 MeV/m. Le calcul* montre, de plus, qu'une accélération transverse induit plus d'énergie rayonnée que la même accélération dirigée parallèlement à la vitesse. Le transport est donc de loin la première source de perte d'énergie par rayonnement synchrotron.

Le rayonnement est polarisé, dépend de la polarisation du faisceau et est émis vers l'avant, dans un cône de demi-angle d'ouverture $1/\gamma$. Pour simplifier, nous négligerons par la suite les effets angulaires et de polarisation de l'émission synchrotron. Dans ces conditions, un électron d'énergie E et de module d'impulsion p dévié par un champ magnétique uniforme d'un angle $\Delta\theta$ avec le rayon de courbure ρ , subit une perte d'énergie dont la valeur moyenne ΔE s'écrit^{2,3)†}:

$$\Delta E = \frac{2}{3} r_e m_e c^2 \frac{\beta^3 \gamma^4}{\rho} \Delta\theta \quad (\text{MKS}) \quad (2.3.5)$$

$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ est le rayon classique de l'électron, e sa charge

m_e sa masse

$\beta = |p|c/E$

$\gamma = E/m_e c^2$

La perte d'énergie effective est distribuée autour de cette valeur moyenne. Le σ de cette distribution est:

$$\delta E = \left(\frac{8}{15\alpha\sqrt{3}} r_e^2 (m_e c^2)^2 \frac{\beta^6 \gamma^7}{\rho^2} \Delta\theta \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{MKS}) \quad (2.3.6)$$

$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$ est la constante de structure fine.

Si on choisit comme unités m, rad, GeV et GeV/c, et dans le cas ultrarelativiste ($\beta=1$):

$$\Delta E = 1.4082 \cdot 10^{-5} \frac{\Delta\theta E^4}{\rho} \quad (2.3.7)$$

$$\delta E = \left(9.6169 \cdot 10^{-12} \frac{\Delta\theta E^7}{\rho^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.3.8)$$

Si plusieurs déviations sont subies successivement, les δE individuels s'ajoutent quadratiquement.

Prenons comme exemple numérique: $E=15$ GeV, $\Delta\theta=0.5$ rad, $\rho=50$ m, soit un champ de 1 T sur une longueur de 25 m.

$$\Delta E = 7.129 \text{ MeV} \quad (\Delta E/E = 4.7 \cdot 10^{-4})$$

$$\delta E = 0.573 \text{ MeV} \quad (\delta E/E = 0.38 \cdot 10^{-4}, \sigma)$$

* Pour calculer le rayonnement synchrotron, on part de la forme dipolaire classique de l'émission calculée dans le centre de masse instantané de la particule. On se ramène ensuite au labo par une transformation de Lorentz.

† On a les deux relations: $|p| = e B_{\perp} \rho$ (MKS, où B_{\perp} est la composante perpendiculaire à p du champ magnétique B) et $\Delta L = \rho \Delta\theta$ (ou ΔL est la longueur de la trajectoire dans le champ). Il est facile avec ces relations d'exprimer ΔE et δE en fonction de 2 variables choisies parmi $|p|$, B_{\perp} et ρ , et 2 autres choisies parmi ΔL , ρ et $\Delta\theta$.

Ce sont les fluctuations δE de perte d'énergie, et non pas la perte moyenne ΔE qui affectent la résolution en énergie du faisceau. Ces fluctuations ont pour origine la nature du rayonnement émis, assimilable à un nombre moyen N de photons ayant chacun une énergie caractéristique E_c :

$$N = \left(\frac{\Delta E}{\delta E} \right)^2, \quad E_c = \frac{\Delta E}{N} \quad (2.3.9)$$

L'exemple numérique précédent donne: $N=153$ et $E_c=31$ keV. Il faut considérer ces nombres comme des ordres de grandeur.

2.4 Recirculation

Les cavités accélératrices supra sont des objets coûteux. Une de leurs caractéristiques est qu'elles supportent assez bien des intensités élevées. Plus précisément le coût de la partie accélératrice est constitué:

- du coût des cavités et de leurs cryostats, proportionnel à la longueur du linac
- du coût de la HF par cavité, lié principalement au champ accélérateur E_0^\ddagger
- du coût de la cryogénie nécessaire pour maintenir la cavité à 2 K.

Ce dernier est proportionnel à la puissance déposée par effet Joule sur les parois de la cavité. Cette puissance n'est pas tout à fait nulle bien que les cavités soient supraconductrices, du fait que le champ E.M. n'y est pas constant mais alternatif. Elle est proportionnelle à E_0^2/Q où Q est le facteur de qualité de la cavité⁵⁾. On sait réaliser actuellement des Q de $6 \cdot 10^9$ conduisant au champ E_0 optimum de 10 MeV/m (optimum pour le coût de la cryogénie par MeV d'accélérateur). Aucun de ces coûts n'étant directement proportionnel à l'intensité, il est économique de construire un accélérateur de longueur modérée, fonctionnant au champ accélérateur optimum et d'y faire circuler le faisceau plusieurs fois (soit n le nombre de passages). Dans cette optique, CEBAF a adopté un schéma où $n=5$.

Le faisceau sortant de l'accélérateur est réinjecté à l'entrée grâce à $n-1$ transports indépendants, mais empruntant les mêmes tunnels, composés chacun de 2 arcs de 180° séparés par une section droite parallèle au linac.

Les arcs sont malheureusement une source de dégradation de la résolution en énergie du faisceau par suite de l'émission de rayonnement synchrotron. La puissance rayonnée par l'émission synchrotron croît rapidement avec l'énergie: c'est donc la dernière recirculation qui apportera la contribution essentielle. En conséquence:

- on adoptera une solution à un seul linac, au lieu de deux linacs parallèles comme à CEBAF, de sorte que la dernière recirculation ait lieu à l'énergie la plus faible possible;
- on augmentera le rayon de courbure des arcs (réduction du champ magnétique dans les dipôles), mais cette évolution entraînera une augmentation du coût de la recirculation.

La résolution en énergie du faisceau a été fixée à $\Delta E/E=3 \cdot 10^{-4}$ à 15 GeV de manière à séparer les groupes de niveaux nucléaires dans le résiduel. La contribution de l'accélérateur de 10^{-4} laisse donc la place à une contribution du rayonnement synchrotron dans les arcs de $2.8 \cdot 10^{-4}$. Partant de cette valeur, il est possible de déterminer la valeur de n optimum du point de vue économique.

[†] mais dépendant moins-que-proportionnellement de I à cause du couplage adopté entre source HF et cavité

Cette étude a montré que le coût ne diminue plus beaucoup au delà de $n=3$ et augmente à partir de $n=7$. Ce nombre $n=3$ a été adopté, conduisant au dessin de la Fig. 1 composé:

- d'un injecteur de 500 MeV
- d'un linac de 5 GeV (1 km hors tout dont 500 m de cavités accélérant à 10 MeV/m)
- de deux recirculations, la première transportant le faisceau de 5.5 GeV, la seconde celui de 10.5 GeV.

Le rayon de courbure apparent des arcs est de 150 m, le rayon de courbure effectif dans les dipôles est de 30 m pour la première recirculation et de 60 m pour la seconde. L'énergie maximale du faisceau extrait est de 15.5 GeV mais une extraction à 5.5 GeV ou à 10.5 GeV est possible dans le cas de la desserte simultanée de plusieurs expériences.

2.5 Distribution du faisceau dans les salles expérimentales

Le projet prévoit trois salles expérimentales:

- la salle "S" (pour Spectromètre) équipée de deux spectromètres
- la salle "Ω" (pour grand angle solide) équipée d'un détecteur "4π"
- la salle "F" (pour *Forward detector*) équipée d'un détecteur couvrant les petits angles de diffusion.

CEBAF dispose également de trois salles d'expérience dans lesquelles le faisceau est réparti sur la base d'un tri HF à l'échelle des micropaquets: l'accélérateur délivre ces paquets à la fréquence de 1.5GHz, chaque salle les recevant à 500 MHz. Ce système, par ailleurs délicat, présente quelques inconvénients (perte de cycle utile, corrélation entre les énergies disponibles dans chaque salle). Il suppose surtout qu'en général les trois salles seront disponibles pour recevoir le faisceau à des énergies corrélées.

Le schéma proposé pour la machine européenne est techniquement plus simple: il est basé sur le partage du faisceau entre 2 (ou éventuellement 3) salles sur une échelle de temps longue (plusieurs secondes). Ni la perte de cycle utile (macroscopique dans ce cas), ni la corrélation entre les énergies ne sont évitées, mais ce principe s'accorde mieux à la situation assez probable où une salle est en phase de prise de données et nécessite l'essentiel du faisceau à l'énergie voulue, une autre est en phase de réglage et se contente du reste du faisceau sans contrôle fin de l'énergie, la troisième est en phase de montage/démontage ou développement et ne souhaite pas recevoir de faisceau.

Sur la machine européenne comme sur CEBAF, l'intensité, le nombre de recirculations et éventuellement la polarisation sont réglables pour chaque salle indépendamment des autres.

2.6 Evolution de 15 à 30 GeV

L'énergie de l'accélérateur, initialement de 15.5 GeV, sera portée à 30 GeV dans une étape ultérieure. Suivant l'argument qu'à 30 GeV nous ne sommes plus intéressés à isoler les groupes de niveaux nucléaires du résiduel mais à signer l'éventuelle émission d'un pion supplémentaire dans le bilan de masse manquante, l'objectif de résolution en énergie du faisceau a été relâché dans cette phase à 10^{-3} (au lieu de $3 \cdot 10^{-4}$ à 15 GeV). Il se trouve que la géométrie des arcs qui contribue pour $2.8 \cdot 10^{-4}$ à 15 GeV, contribuera pour 10^{-3} à 30 GeV. On peut donc conserver l'infrastructure existante, en doublant le champ magnétique dans les arcs. Il reste encore à doubler l'énergie d'injection et le gain d'énergie dans le linac. Pour ces deux points on augmentera le champ accélérateur (si on parvient à fabriquer des cavités ayant un meilleur Q) et/ou on rajoutera

des cavités dans des espaces laissés libres à cette fin. Il reste en réserve la possibilité d'augmenter également le nombre de recirculations.

2.7 Caractéristiques de l'Accélérateur Européen d'Electrons ⁴⁾

J'ai également porté pour mémoire les caractéristiques de CEBAF ⁸⁾:

	EEF		CEBAF
	15.5 GeV	30 GeV	6 GeV
Energie maxi	15.5 GeV	30 GeV	6 GeV
Fréquence	1.3GHz		1.5 GHz
Champ accélérateur	10 MeV/m	?	7.5 MeV/m
Température des cavités	2 K		1.8 K
Courant maxi	20 μ A	10 μ A	200 μ A
Emittance horizontale ⁵ (ϵ_H/π pour 95% du faisceau)	$\leq 10^{-8}$ m	$\leq 3 \cdot 10^{-7}$ m	$2 \cdot 10^{-9}$ m
$\Delta E/E$ (à 2.35 σ)	$\leq 3 \cdot 10^{-4}$	10^{-3}	$0.6 \cdot 10^{-4}$
Cycle utile	100%		100%
Nombre de passages	3	?	5
Polarisation (performances actuelles)	>80% à courant maxi (80% à 10 μ A)		(80% à 10 μ A)
Puissance du faisceau	310 kW	300 kW	1200 kW

Table 1 : caractéristiques de l'Accélérateur Européen d'Electrons

Par manque de place je n'ai pas abordé ici plusieurs autres aspects intéressants de ce projet, comme les questions d'optique de faisceau, d'émission ou de polarisation.

En conclusion, la partie accélérateur du projet EEF satisfait les spécifications imposées par les objectifs de physique. Pour cela il ne fait appel à aucune prouesse technique, mais utilise l'état de l'art actuel en matière d'accélérateur d'électron.

3 Détecteurs à forte luminosité

Une partie importante du programme expérimental autour du faisceau d'électrons de 15 GeV nécessitera l'usage de spectromètres. Si on les compare aux détecteurs à grand angle solide, le handicap de leur angle solide réduit est compensé par les avantages:

- de luminosité: le cycle utile de 100%, la forte intensité du faisceau extrait et un détecteur bien protégé du bruit ambiant permettant d'utiliser des cibles relativement épaisses; ces éléments autorisent à travailler à des luminosités dépassant 10^{38} nucléons $cm^{-2}s^{-1}$.
- de sélectivité: ils permettent de sélectionner une fenêtre dans l'espace des phases; centrée sur la région inéressante;
- de résolution: l'optique magnétique soignée des spectromètres permet de transporter les particules vers un détecteur bien protégé du bruit et de reconstruire avec précision le quadri-moment et la position qu'avait la particule à sa sortie de la cible; dans le cas où le noyau résiduel

⁵ on aura $\epsilon_v \ll \epsilon_h$

présente une structure composée d'un ou plusieurs pics étroits, la résolution peut s'avérer aussi importante que l'angle solide pour attester de l'exclusivité de la réaction observée;

La manière dont ces avantages compensent la faiblesse de l'angle solide dépend de deux facteurs:

- le nombre de particules détectées (et donc de spectromètres); ce nombre s'avère à l'expérience limité à deux, c.à.d. trois particules dans l'état final pour une détection exclusive puisque la résolution permet de reconstruire le résiduel non détecté;
- le degré de corrélation angulaire entre les particules détectées, c.à.d. la précision avec laquelle on peut prédire la direction d'émission de la seconde particule lorsque l'on a détecté la première.

Le programme expérimental du futur accélérateur se partagera entre spectromètres et détecteurs à grand angle solide, selon les caractéristiques propres à chaque expérience.

Des réactions telles que $H(e,e'p)\pi^0$, $H(e,e'p)\gamma$ ou $A(e,e'p)A-1$ sont de bons candidats à l'usage d'une paire de spectromètres. Les deux premières ne demandent au système de spectromètres qu'une résolution en masse manquante modérée pour signer l'éventuelle émission d'un pion supplémentaire. La troisième est plus contraignante en résolution car le système $A-1$ présente une structure complexe, composée du fondamental, des autres niveaux nucléaires liés, du continuum d'émission de plusieurs nucléons et enfin du continuum d'émission de pion. Elle jouit cependant d'un regain d'intérêt comme test de la prédiction de transparence de couleur. Comme de plus le degré de corrélation entre les particules détectées y est exceptionnellement élevé, cette expérience bénéficie pleinement des avantages des spectromètres et elle a été choisie comme "*physics case*" pour la justification et le dessin des spectromètres.

3.1 Résolution nécessaire pour l'expérience $A(e,e'p)A-1$

Identifier tous les états excités du résiduel demanderait une résolution de 100 keV, hors de notre portée à 15 GeV. Nous nous contenterons d'une résolution $\Delta E < 10$ MeV FWHM de manière à séparer entre elles les "régions d'excitation" du résiduel: états liés dans la première région, émission d'un nucléon supplémentaire dans la seconde, etc... Cette identification grossière sera suffisante pour comparer les mesures aux modèles de ré-interaction nucléon-résiduel, et par là tester la prédiction de transparence de couleur.

Dans la phase 30 GeV, nous avons vu que l'objectif n'est plus que de signer l'émission d'un pion supplémentaire. Une contribution des spectromètres de quelques dizaines de MeV sera donc suffisante.

3.2 Calcul de la résolution en masse manquante de l'expérience

Dans le cas général d'une réaction où interviennent m particules (2 entrantes, $m-2$ sortantes dont $m-3$ détectées et une "manquante"), la conservation de l'énergie-impulsion s'écrit:

$$p_1 + p_2 = p_3 + p_4 + \dots + p_{m-1} + p_m \quad (3.2.1)$$

ou mieux: $\sum_{i=1}^m s_i p_i = 0$, avec $s_i = \begin{cases} +1 & \text{pour les particules entrantes (} i = 1, 2) \\ -1 & \text{pour les sortantes (} i > 2) \end{cases}$

p_1 désigne le faisceau, p_2 la cible et p_m la particule manquante. p_1 et p_2 sont connus *a priori*, $p_3 \dots p_{m-1}$ sont mesurés à chaque évènement, et donc p_m est complètement déterminé:

$$p_m = \sum_{i=1}^{m-1} s_i p_i \quad (3.2.2)$$

Sa composante temporelle p_m^0 est l'énergie manquante, ses composantes spatiales p_m constituent l'impulsion manquante (on adopte désormais un système d'unités où $c=1$) et la masse manquante M_m s'écrit:

$$M_m = p_m^2 = \left(\sum_{i=1}^{m-1} s_i p_i \right)^2 = p_m^{0^2} - p_m^2 \quad (3.2.3)$$

Un problème de vocabulaire se pose: pour des raisons obscures les spécialistes du domaine (e,e'p) ont adopté le terme d' "énergie manquante" pour désigner une grandeur toute différente, reliée en fait à M_m ($E_m^{(e,e'p)} = M_m - M_2 + M_{proton}$). Il est donc prudent de ne pas utiliser du tout ce terme ambigu. L'impulsion manquante, quant à elle, est souvent appelée "impulsion de recul", de même que la particule manquante est aussi appelée "recul" ou "résiduel". Pour assurer une bonne compréhension entre les physiciens des hadrons et ceux des particules, il serait sage de n'employer que les termes de "masse manquante" et d' "impulsion manquante" pour désigner respectivement M_m et p_m

Limitons-nous désormais au cas $m=5$ qui nous intéresse et à des cinématiques centrées sur une cinématique coplanaire¹. La résolution en masse manquante M_5 s'obtient en dérivant l'équation $M_5^2 = p_5^{0^2} - p_5^2$. On choisit comme variables indépendantes de ce calcul les observables expérimentaux, c.à.d. les modules $|p_i|$ des impulsions et les angles θ_i et ϕ_i des particules $i=1$ à 4.

$$\begin{aligned} M_5 dM_5 &= p_5^0 dp_5^0 - |p_5| d|p_5| \\ dM_5 &= \gamma_5 (dp_5^0 - \beta_5 d|p_5|) \end{aligned} \quad (3.2.4)$$

avec $\beta_i = |p_i|/p_i^0$, $\gamma_i = p_i^0/M_i$, où M_i désigne la masse de la particule i ,

$$dp_5^0 = \sum_{i=1,3 \text{ et } 4} s_i \beta_i d|p_i| \quad (3.2.5)$$

La somme exclut $i=2$ (la cible) qui ne contribue pas à l'erreur. La cinématique centrale étant coplanaire, les angles ϕ_i n'interviennent pas dans la dérivée première et:

$$d|p_5| = \sum_{i=1,3 \text{ et } 4} s_i d(|p_i| \cos \theta_{i5}) \quad (3.2.6)$$

où θ_{ij} désigne l'angle entre p_i et p_j . On obtient finalement:

$$dM_5 = \gamma_5 \sum_{i=1,3 \text{ et } 4} s_i \left[d|p_i| (\beta_i - \beta_5 \cos \theta_{i5}) + d\tilde{\theta}_i \beta_5 |p_i| \sin \theta_{i5} \right] \quad (3.2.7)$$

Nous avons assimilé, à cause de la coplanarité, $d\theta_{i5}$ à $d\tilde{\theta}_i$, où $\tilde{\theta}_i$ est l'angle entre l'axe faisceau et la projection de p_i sur le plan de la diffusion (supposé horizontal dans la suite). La formule obtenue est généralisable à $m>5$. Elle sépare clairement les contributions des résolutions en impulsion $d|p_i|$ et en angle horizontal $d\tilde{\theta}_i$ du faisceau ($i=1$) et des spectromètres ($i=3$ et 4).

¹ La question de savoir si les spectromètres doivent ou non sortir du plan ne sera pas discutée ici par manque de place.

3.2.1 *Cas de la réaction $A(e,e'p)A-1$.* En diffusion d'électrons, on a $\beta_1 \approx \beta_3 \approx 1$ (désormais les indices 3 et 4 désigneront respectivement l'électron et le proton diffusés et $Q^2 = -q^2 = -(p_1 - p_3)^2$). De plus la transparence de couleur s'intéresse aux noyaux-cibles lourds et aux impulsions manquantes faibles (donc $\gamma_5 \approx 1$ $\beta_5 \ll 1$), le tout à grand Q^2 (donc $\beta_4 \approx 1$ car $|p_3| \approx |q|$ et $|q|$ est grand) et la résolution en masse manquante s'écrit simplement:

$$dM_5 \approx \sum_{i=1,3,4} s_i d|p_i| \quad (3.2.1.8)$$

d'où l'erreur:

$$\Delta M_5^2 \approx \sum_{i=1,3,4} (d|p_i|)^2 \quad (3.2.1.9)$$

Pour le programme de transparence de couleur via la réaction $A(e,e'p)A-1$ sur cible lourde, les résolutions en angle (horizontal ou vertical) n'interviennent pas significativement et la résolution en masse manquante n'est autre que la somme quadratique des résolutions absolues en impulsion du faisceau et des deux spectromètres.

3.2.2 *Cas des réactions $H(e,e'p)\pi^0$ et $H(e,e'p)\gamma$.* Lorsque la particule manquante est légère et de grande impulsion, la résolution en angle intervient et pour $H(e,e'p)\pi^0$ il faudra utiliser la formule générale (3.2.7). Le cas extrême est donné par la diffusion Compton virtuelle $H(e,e'p)\gamma$ où la masse manquante est nulle. La formule générale ne s'applique plus ($\gamma_5 = \infty$) et la "bonne" variable à utiliser pour signer la réaction est alors M_5^2 au lieu de M_5 :

$$d(M_5^2) = 2p_5^0 dp_5^0 - 2|p_5| d|p_5| \quad (3.2.2.10)$$

En remarquant que dans ce cas $p_5^0 = |p_5|$, on obtient la forme générale:

$$d(M_5^2) = 2p_5^0 \sum_{i=1,3,4} s_i \left[d|p_i|(\beta_i - \cos \theta_{i5}) - d\tilde{\theta}_i |p_i| \sin \theta_{i5} \right] \quad (3.2.2.11)$$

Dans le cas $\beta_i \approx 1$ ($i = 1, 3, 4$) et en assignant à θ_{i5} une valeur moyennement défavorable du point de vue de la résolution, c.à.d. $\theta_{i5} = \pi/2$ ($i = 1, 3, 4$)

$$d(M_5^2) \approx 2p_5^0 \sum_{i=1,3,4} s_i |p_i| \left(\frac{d|p_i|}{|p_i|} - d\tilde{\theta}_i \right) \quad (3.2.2.12)$$

d'où l'erreur:

$$(\Delta M_5^2)^2 \approx 4(p_5^0)^2 \sum_{i=1,3,4} |p_i|^2 \left(\left(\frac{\Delta|p_i|}{|p_i|} \right)^2 + (\Delta\tilde{\theta}_i)^2 \right) \quad (3.2.2.13)$$

On voit que la résolution relative en moment intervient dans l'erreur avec le même poids que la résolution angulaire. *Il est donc souhaitable, pour le faisceau comme pour les spectromètres, que ces deux valeurs soient "équilibrées", par exemple 1 mrad pour 10^{-3} , 0.1 mrad pour 10^{-4} , etc...* Dans ces conditions, on pose $\Delta|p_i|/|p_i| = \Delta\theta = \Delta$ et pour θ_{i5} quelconque on trouve:

$$\Delta M_5^2 = 4p_5^0 \Delta \left(\sum_{i=1,3,4} \left(|p_i| \sin \frac{\theta_{i5}}{2} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (3.2.2.14)$$

3.3 Spécification de résolution des spectromètres

Les résolutions ci-dessous sont données à 2.35σ , c.à.d. FWHM dans l'approximation gaussienne. On prendra $\left(\frac{\Delta|p|}{|p|}\right)_{spectro} = 5 \cdot 10^{-4}$ à combiner avec $\left(\frac{\Delta|p|}{|p|}\right)_{faisceau} = 3 \cdot 10^{-4}$ obtenu précédemment. Pour la cinématique à 16 (GeV/c)^2 de la table 2 ($|p_1| = 15 \text{ GeV}$, $|p_3| = 6.47 \text{ GeV}$, $|p_4| = 9.42 \text{ GeV/c}$), on obtient une résolution en masse manquante $\Delta M_5 = 7.3 \text{ MeV}$. Cette valeur est compatible avec l'objectif fixé $\Delta M_5 < 10 \text{ MeV}$. Pour la résolution en angle horizontal des spectromètres, on prendra $\left(\Delta\tilde{\theta}_i\right)_{spectro} = 5 \cdot 10^{-4}$ (valeur équilibrée). Pour le faisceau $\left(\Delta\tilde{\theta}_i\right)_{faisceau} \ll 5 \cdot 10^{-4}$ devrait être obtenue sans problème. Les résolutions en angle vertical ne contribuent qu'au second ordre et ne donnent pas lieu à spécification.

Avant d'aborder la description des spectromètres proprement dits, une parenthèse technique sur les aimants supraconducteurs et une autre sur l'optique magnétique sont nécessaires car elles conditionnent fortement la solution proposée.

$-q^2$ ($(\text{GeV/c})^2$)	$ p_1 $ (GeV/c)	$ p_3 $ (GeV/c)	$\tilde{\theta}_3$ ($^\circ$)	$ p_4 $ (GeV/c)	$\tilde{\theta}_4$ ($^\circ$)
6	10	6.80	17.08	4.03	29.74
8	12	7.74	16.80	5.12	26.05
10	15	9.67	15.09	6.20	23.97
12	15	8.61	17.54	7.27	20.89
14	15	7.54	20.26	8.35	18.23
15	15	7.01	21.78	8.88	17.02
16	15	6.47	23.42	9.42	15.86

Table 2 : cinématiques de l'expérience de transparence de couleur¹⁾.

3.4 Aimants supraconducteurs

Comme pour les cavités, la supraconductivité apporte aux aimants des avantages décisifs[#]:

— densité de courant de $\approx 1 \text{ kA/mm}^2$ au lieu de $\approx 10 \text{ A/mm}^2$ dans les conducteurs classiques;

[#] Avec l'avantage supplémentaire que dans les aimants à champ constant le dépôt d'énergie par effet Joule est rigoureusement nul et donc la puissance cryogénique limitée aux seuls défauts d'isolation thermique des supports et surtout des amenées de courant.

— consommation électrique réduite car limitée à l'énergie dissipée dans l'alimentation de courant et à celle consommée par la cryogénie.

L'avantage de la densité de courant est atténué par la nécessité d'entourer le conducteur par un cryostat. Il reste néanmoins décisif et autorise la conception d'aimants où le champ magnétique n'est plus dominé par l'aimantation du fer mais fixé par la géométrie des courants. Autrement dit, c'est presque exclusivement la loi de Biot et Savart qui régit la relation (distribution de courant) → (distribution de champ). Outre la facilité du calcul du champ, ce point est déterminant car:

- la distribution de champ ne change pas de forme en fonction du courant appliqué; on dit que le comportement de l'aimant est linéaire;
- on peut dépasser le champ de saturation du fer (1.5 à 2 T), encore que la densité de courant autorisée décroisse et que le coût de l'aimant croisse rapidement avec le champ maximum;
- on peut envisager des aimants de grande dimension utile sans entraîner une masse prohibitive.

La présence de fer est néanmoins souvent nécessaire à titre de blindage magnétique (évitant qu'un champ magnétique important ne s'établisse dans la salle entière), mais il est de volume réduit et placé loin de la zone utile, à l'extérieur du cryostat. Son effet est de renforcer le champ utile, sans trop affecter la forme de la distribution.

Le problème des aimants supra est leur coût de construction: les forces auxquelles est soumis le conducteur sont considérables et la nécessité de travailler à 4 K, donc bien isolé thermiquement, rend les solutions mécaniques délicates et coûteuses. De nombreux dessins d'aimants supra pour spectromètre ont été essayés depuis une vingtaine d'années (quadrupoles type Panofsky, bobines supra dans une géométrie de dipôle classique, etc...) et il semble aujourd'hui que la solution optimum pour un élément de spectromètre soit un aimant de la famille "cos nθ" fonctionnant à des champs ≤ 2 T environ.

3.4.1 Aimants de type "cos nθ" ⁶⁾. Soit un cylindre de longueur infinie, d'axe \vec{Oz} et de rayon a sur lequel sont disposés des conducteurs filamenteux, également infinis, le long de génératrices (Fig.2). On utilise les coordonnées cylindriques r, θ, z avec $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $x = r \cos \theta$, $y = r \sin \theta$. On appelle densité azimutale de courant la quantité $\frac{dI(\theta)}{d\theta}$ où $I(\theta')$ est le courant total des conducteurs placés entre $\theta = 0$ et $\theta = \theta'$

On s'intéresse à la distribution de champ magnétique à l'intérieur du cylindre, c.à.d. pour $r < a$, générée par une distribution de courant quelconque $I(\theta)$. On attend un champ magnétique indépendant de z , ayant sa composante B_z nulle et donc dérivant d'un potentiel vecteur $\vec{A}(r, \theta)$ réduit à sa seule composante $A_z(r, \theta)$. On montre qu'il existe une relation directe entre la transformée en série de Fourier de $\frac{dI(\theta)}{d\theta}$ et celle de la distribution de champ généré au rayon r : seuls les harmoniques présents dans la distribution de courant sont également présents dans la distribution de champ*.

$\frac{dI(\theta)}{d\theta}$ se développe sous la forme:

$$\frac{dI(\theta)}{d\theta} = \sum_{n=1}^{\infty} I_n \cos n\theta + I'_n \sin n\theta \quad (3.4.1.21)$$

Prenons le cas simple où tous les harmoniques sont nuls à l'exception de I_n (c.à.d. la distribution: $\frac{dI}{d\theta} = I_n \cos n\theta$), le potentiel vecteur à l'intérieur du cylindre s'écrira:

* Pour ce calcul, il faut partir du potentiel vecteur Biot-Savart d'un conducteur infini et faire subir à son système de coordonnées polaires un changement d'origine. Ce changement, assez classique, est aisé en notations complexes⁶⁾.

$$A_z = \frac{\mu_0 I_n}{2} \frac{1}{n} \left(\frac{r}{a}\right)^n \cos n\theta \quad (\mu_0 = 4\pi 10^{-7}, \text{ MKS})$$

et le champ est donné par $\vec{B} = \text{rot}(\vec{A})$:

$$\begin{cases} B_r &= \frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \theta} \\ B_\theta &= -\frac{\partial A_z}{\partial r} \\ B_z &= 0 \end{cases}$$

$$B_r = -\frac{\mu_0 I_n r^{n-1}}{2a^n} \sin n\theta$$

$$B_\theta = -\frac{\mu_0 I_n r^{n-1}}{2a^n} \cos n\theta$$

$$B_z = 0$$

Pour $n=1$ c'est l'écriture en coordonnées cylindriques d'un champ dipolaire uniforme orienté selon l'axe \vec{O}_y et de module $B_y = -\frac{\mu_0 I_1}{2a}$

De même la distribution $\frac{dI}{d\theta} = I_2 \cos 2\theta$ produira un champ quadrupolaire uniforme, et plus généralement $\frac{dI}{d\theta} = I_n \cos n\theta$ produira un champ "2n-polaire" uniforme proportionnel à I_n

Dans un aimant réel, cette image bidimensionnelle idéale sera adaptée de la façon suivante:

- la distribution de densité azimutale est obtenue en disposant un grand nombre de conducteurs portant tous le même courant I_0 à des positions azimutales judicieusement choisies, l'espace séparant les conducteurs est fixé avec précision grâce à des cales d'espacement ajustées de manière à approcher la loi en $\cos n\theta$ voulue[†];
- le cylindre a évidemment une longueur finie et les courants positifs sont reliés aux négatifs au niveau de ses extrémités, pour former finalement une bobine. Les résultats précédents restent qualitativement vrais pour un cylindre de longueur finie. Les liaisons d'extrémité, appelées "tête de bobine" sont elles aussi ajustées en position pour obtenir la distribution *intégrale* de champ voulue.

L'intérêt de ce type d'aimant tient à la forme cylindrique du cryostat/bobinage, relativement peu coûteuse à construire. De plus le même aimant peut contenir plusieurs enroulements alimentés séparément (par exemple dipole + quadrupole) disposés sur le cylindre en couches superposées. C'est là un atout systématiquement exploité par le projet de spectromètres discuté ici.

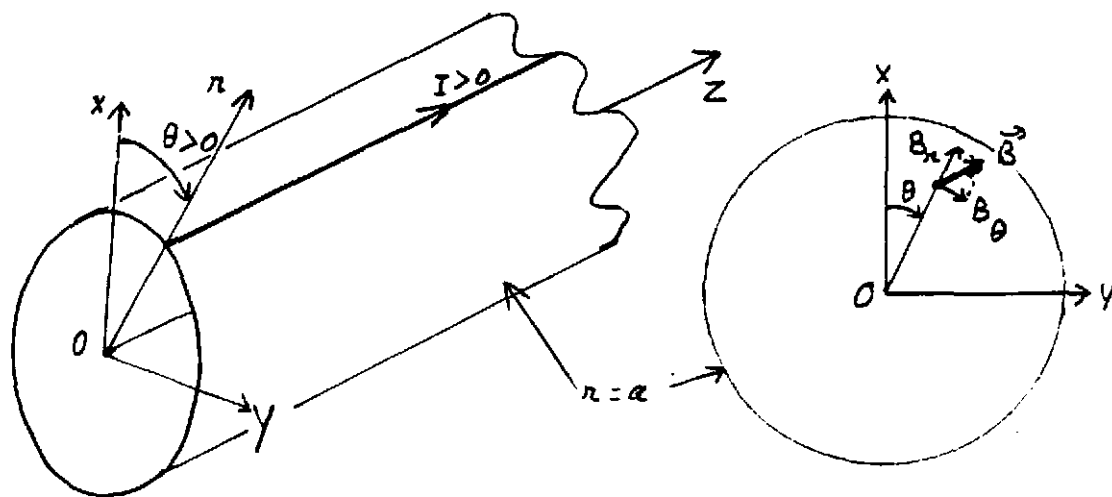


Figure 2: principe des aimants du type "cos nθ".

[†] Dans la pratique il n'y a pas une cale par conducteur, mais m cales séparant m "blocs" de conducteurs à l'intérieur desquels les spires sont jointives. Par ex. pour les quadrupoles de CEBAF HRS $m=3$ par demi-pole suffit.

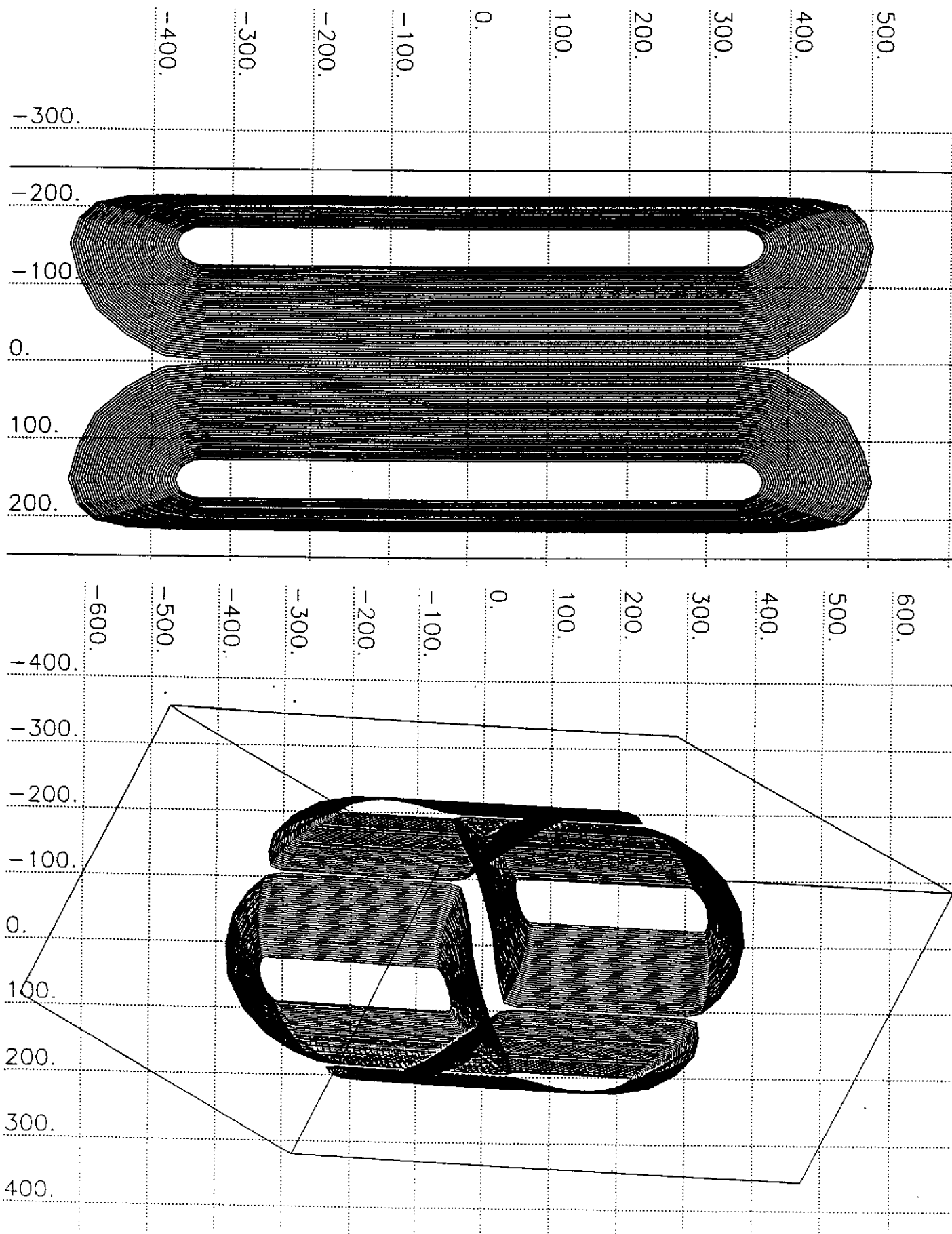


Figure 2^{bis}: exemple de bobinage simplifié de quadrupole " $\cos 2\theta$ ": vue de profil (en haut) et vue 3 D (en bas). Les graduations sont en *mm*.

3.5 Optique magnétique

Soit dans le vide une distribution de champ magnétique statique \vec{B} . La trajectoire d'une particule chargée d'impulsion \vec{p} , de vitesse \vec{v} et de charge q est solution de l'équation différentielle:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{v} \wedge \vec{B} \quad (3.5.22)$$

plus utilisable sous sa forme:

$$\dot{\vec{r}} = \frac{q}{|\vec{p}|} \dot{\vec{r}} \wedge \vec{B}(\vec{r}) \quad (3.5.23)$$

où $\vec{r}(t)$ est le vecteur position de la particule.

3.5.1 Fonction de transport. Choisissons une solution particulière comme "trajectoire de référence" et sur cette trajectoire deux points A et B tels que la particule se déplace de A vers B. Soit \mathcal{P}_A (respectivement \mathcal{P}_B) un plan[†] contenant A (resp. B) et perpendiculaire en ce point à la trajectoire. Une trajectoire quelconque, mais coupant les plans \mathcal{P}_A puis \mathcal{P}_B , est repérée par 4 coordonnées d' "entrée" à son passage par \mathcal{P}_A (2 coordonnées de positions, x_A et y_A , 2 coordonnées d'angle θ_{xA} et θ_{yA}) et 4 coordonnées de "sortie" à son passage par \mathcal{P}_B (x_B , y_B , θ_{xB} et θ_{yB})

A q fixé, les coordonnées de sortie ne sont fonctions que de 5 variables: les 4 coordonnées d'entrée et le module $|\vec{p}|$ de l'impulsion. Construisons les vecteurs $\vec{q}_A = (x_A, \theta_{xA}, |\vec{p}|, y_A, \theta_{yA})$ et $\vec{q}_B = (x_B, \theta_{xB}, |\vec{p}|, y_B, \theta_{yB})$. On appelle "fonction de transport" de \mathcal{P}_A vers \mathcal{P}_B la fonction T_{AB} qui relie \vec{q}_B à \vec{q}_A :

$$\vec{q}_B = T_{AB}(\vec{q}_A) \quad (3.5.1.24)$$

Remplaçons maintenant $|\vec{p}|$ par

$$\delta = \frac{|\vec{p}| - |\vec{p}_0|}{|\vec{p}_0|} \quad (3.5.1.25)$$

où $|\vec{p}_0|$ est l'impulsion de la trajectoire de référence et choisissons les systèmes de coordonnées de sorte que pour la trajectoire de référence on ait: $\vec{q}_A = \vec{q}_B = \vec{0}$. La fonction s'écrit:

$$\begin{pmatrix} x \\ \theta_x \\ \delta \\ y \\ \theta_y \end{pmatrix}_B = T_{AB} \left[\begin{pmatrix} x \\ \theta_x \\ \delta \\ y \\ \theta_y \end{pmatrix}_A \right] \quad (3.5.1.26)$$

avec les propriétés: $T_{AB}(\vec{0}) = \vec{0}$ et $\delta_B = \delta_A = \delta$ car l'impulsion est conservée en module au cours du transport.

T_{AB} est en général analytique et on peut la développer autour de $\vec{q}_A = \vec{0}$ en série de Taylor:

$$x_B = \sum_{i_x=0}^{\infty} \sum_{i_{\theta_x}=0}^{\infty} \sum_{i_{\delta}=0}^{\infty} \sum_{i_y=0}^{\infty} \sum_{i_{\theta_y}=0}^{\infty} c_{i_x i_{\theta_x} i_{\delta} i_y i_{\theta_y}}^x x_A^{i_x} \theta_{xA}^{i_{\theta_x}} \delta_A^{i_{\delta}} y_A^{i_y} \theta_{yA}^{i_{\theta_y}} \quad (3.5.1.27)$$

[†] On peut choisir une surface plus générale qu'un plan.

et des expressions analogues pour θ_{xB}, y_B et θ_{yB} .

$c_{i_x i_{\theta_x} i_\delta i_y i_{\theta_y}}^x$ est le coefficient d'ordre $i_x + i_{\theta_x} + i_\delta + i_y + i_{\theta_y}$ du développement de x_B . Il est relié à la dérivée partielle:

$$c_{i_x i_{\theta_x} i_\delta i_y i_{\theta_y}}^x = \frac{1}{(i_x + i_{\theta_x} + i_\delta + i_y + i_{\theta_y})!} \left(\frac{\partial^{i_x + i_{\theta_x} + i_\delta + i_y + i_{\theta_y}} x_B}{\partial x_A^{i_x} \partial \theta_{x_A}^{i_{\theta_x}} \partial \delta_A^{i_\delta} \partial y_A^{i_y} \partial \theta_{y_A}^{i_{\theta_y}}} \right)_{\vec{q}_A = \vec{0}} \quad (3.5.1.28)$$

Des relations analogues existent pour les 3 autres groupes de coefficients.

On utilisera désormais la notation abrégée de l'optique magnétique:

$$\begin{aligned} c_{i_x i_{\theta_x} i_\delta i_y i_{\theta_y}}^x &= \langle x | x^{i_x} \theta_x^{i_{\theta_x}} \delta^{i_\delta} y^{i_y} \theta_y^{i_{\theta_y}} \rangle \\ c_{i_x i_{\theta_x} i_\delta i_y i_{\theta_y}}^{\theta_x} &= \langle \theta_x | x^{i_x} \theta_x^{i_{\theta_x}} \delta^{i_\delta} y^{i_y} \theta_y^{i_{\theta_y}} \rangle \\ c_{i_x i_{\theta_x} i_\delta i_y i_{\theta_y}}^y &= \langle y | x^{i_x} \theta_x^{i_{\theta_x}} \delta^{i_\delta} y^{i_y} \theta_y^{i_{\theta_y}} \rangle \\ c_{i_x i_{\theta_x} i_\delta i_y i_{\theta_y}}^{\theta_y} &= \langle \theta_y | x^{i_x} \theta_x^{i_{\theta_x}} \delta^{i_\delta} y^{i_y} \theta_y^{i_{\theta_y}} \rangle \end{aligned} \quad (3.5.1.29)$$

Avec les coordonnées choisies, les 5 coefficients d'ordre 0 sont nuls.

En général cette série converge et T_{AB} peut être approximé par la série limitée aux ordres les plus bas. On peut par exemple se limiter au premier ordre et les coefficients constituent alors une matrice 5×5 , la matrice du premier ordre:

$$\begin{pmatrix} x \\ \theta_x \\ \delta \\ y \\ \theta_y \end{pmatrix}_B = \begin{pmatrix} \langle x|x \rangle & \langle x|\theta_x \rangle & \langle x|\delta \rangle & \langle x|y \rangle & \langle x|\theta_y \rangle \\ \langle \theta_x|x \rangle & \langle \theta_x|\theta_x \rangle & \langle \theta_x|\delta \rangle & \langle \theta_x|y \rangle & \langle \theta_x|\theta_y \rangle \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ \langle y|x \rangle & \langle y|\theta_x \rangle & \langle y|\delta \rangle & \langle y|y \rangle & \langle y|\theta_y \rangle \\ \langle \theta_y|x \rangle & \langle \theta_y|\theta_x \rangle & \langle \theta_y|\delta \rangle & \langle \theta_y|y \rangle & \langle \theta_y|\theta_y \rangle \end{pmatrix} (x, \theta_x, \delta, y, \theta_y)_A \quad (3.5.1.30)$$

La matrice inverse transporte de \mathcal{P}_B vers \mathcal{P}_A et le produit de 2 matrices correspond au transport dans 2 régions successives. Pour les aimants de transport de faisceau, le premier ordre est souvent une approximation suffisante et le formalisme des matrices est intensivement utilisé. Ce n'est pas vrai pour les spectromètres de haute résolution et grande acceptation qui doivent être "dessinés" au moins au second ordre (corrections *hard*) et exploités par le logiciel de reconstruction d'événements à des ordres plus élevés (corrections *soft*). Le premier ordre est cependant utile pour discuter dans les grandes lignes du dessin des spectromètres.

3.5.2 Symétries du champ. La distribution du champ produit par un spectromètre présente en général un plan de symétrie \mathcal{D} (pour Dirichlet) tel que, si une trajectoire est solution de l'équation du mouvement, alors la trajectoire miroir par rapport à \mathcal{D} de même impulsion l'est aussi. Cela entraîne que la composante tangentielle du champ s'annule au voisinage de \mathcal{D} et on dit que la condition aux limites de Dirichlet est respectée sur \mathcal{D} pour le potentiel scalaire[‡]. On dira par la suite que le spectromètre possède la symétrie \mathcal{D} . Si de plus:

- la trajectoire de référence choisie est contenue dans \mathcal{D}
- les deux systèmes de coordonnées respectent la symétrie, en particulier si les axes \vec{A}_y et \vec{B}_y sont choisis normaux à \mathcal{D}

[‡] Son pendant est la condition de Neumann pour le potentiel scalaire: la composante normale du champ s'annule au voisinage de la surface. Un quadrupole par exemple possède 4 plans de symétrie contenant son axe: les plans horizontaux et verticaux (condition de Dirichlet) et les 2 plans bissecteurs des précédents (condition de Neumann). Un 5^{ème} plan de symétrie perpendiculaire à l'axe (Neumann) coupe en général le quadrupole par son milieu.

alors le développement de T_{AB} reflète explicitement cette symétrie et les coefficients des développements de x_B et θ_{x_B} pour lesquels $(i_y + i_{\theta_y})$ est impaire s'annulent, de même ceux des développements de y_B et θ_{y_B} pour lesquels $(i_y + i_{\theta_y})$ est paire. La matrice du premier ordre est alors réduite à:

$$\begin{pmatrix} x \\ \theta_x \\ \delta \\ y \\ \theta_y \end{pmatrix}_B = \begin{pmatrix} \begin{pmatrix} \langle x|x \rangle & \langle x|\theta_x \rangle & \langle x|\delta \rangle \\ \langle \theta_x|x \rangle & \langle \theta_x|\theta_x \rangle & \langle \theta_x|\delta \rangle \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} & \mathbf{O} \\ \mathbf{O} & \begin{pmatrix} \langle y|y \rangle & \langle y|\theta_y \rangle \\ \langle \theta_y|y \rangle & \langle \theta_y|\theta_y \rangle \end{pmatrix} \end{pmatrix} (x, \theta_x, \delta, y, \theta_y)_A \quad (3.5.2.31)$$

où \mathbf{O} désigne la matrice nulle. Au premier ordre, les coordonnées x_B et θ_{x_B} sont découplées de y_B et θ_{y_B} et elles seules dépendent de l'impulsion: une matrice 3×3 relie $(x, \theta_x, \delta)_B$ et $(x, \theta_x, \delta)_A$ et une matrice 2×2 relie $(y, \theta_y)_B$ et $(y, \theta_y)_A$. Le spectromètre est dispersif dans le plan \mathcal{D} et achromatique suivant l'axe des y . L'axe des x est appelé "dispersif", celui des y "transverse". La terminologie suivante est tirée de l'optique classique:

- le terme $\langle x|\delta \rangle$ est la dispersion (D);
- $\langle x|x \rangle$ (resp. $\langle y|y \rangle$) est le grossissement en dispersif (G) (resp. en transverse); s'il est nul, on parle d'optique parallèle-point en dispersif (resp. en transverse);
- $\langle \theta_x|\theta_x \rangle$ (resp. $\langle \theta_y|\theta_y \rangle$) est le grossissement angulaire en dispersif (resp. en transverse); s'il est nul, on parle d'optique point-parallèle en dispersif (resp. en transverse)
- si le terme $\langle x|\theta_x \rangle$ (resp. $\langle y|\theta_y \rangle$) est nul, les points A et B sont dits conjugués en dispersif (resp. en transverse). Si de plus A est au centre de la cible, on dit (improprement) que B est le foyer dispersif (resp. transverse); on parle d'optique point-point en dispersif (resp. en transverse); si les 2 termes sont simultanément nuls, le spectromètre est dit doublement focalisant;
- si (d'aventure) $\langle x|\delta \rangle$ et $\langle \theta_x|\delta \rangle$ sont nuls, le spectromètre est achromatique;
- les termes d'ordre supérieure à l'unité sont appelés aberrations; ces aberrations sont qualifiées de chromatiques lorsqu'elles mettent en jeu δ (par ex. $\langle x|\theta_x \delta \rangle$), de géométriques sinon (par ex. $\langle x|\theta_x^2 \rangle$);
- sortons de la trajectoire de référence: on appelle surface focale le lieu géométrique des points où $\partial x_B / \partial \theta_{x_A} = 0$. Le foyer dispersif est à l'intersection de cette surface avec la trajectoire de référence et le plan tangent à cette surface en ce point est appelé plan focal. Si B est un foyer dispersif, l'angle ψ , mesuré dans le plan \mathcal{D} , entre le plan focal et le trajectoire de référence est donné par:

$$\tan \psi = \frac{\langle x|\theta_x \delta \rangle}{D \langle \theta_x|\theta_x \rangle} \quad (3.5.2.32)$$

3.5.3 Reconstruction d'un événement. Désormais le point A est placé au point cible et le point B dans la région du détecteur, de sorte que les 4 coordonnées x_B , y_B , θ_{x_B} et θ_{y_B} soient données à l'intersection de la trajectoire avec le plan \mathcal{P}_B (avec les erreurs Δx_B , Δy_B , $\Delta \theta_{x_B}$ et $\Delta \theta_{y_B}$). Le problème posé est, connaissant T_{AB} , de calculer \vec{q}_A à partir des 4 coordonnées mesurées. Ce serait l'inverse du problème précédent qui consistait à calculer \vec{q}_B à partir de \vec{q}_A si δ n'était maintenant du côté des inconnues. Pour simplifier nous adoptons l'approximation au premier ordre de T_{AB} et supposons l'existence de la symétrie \mathcal{D} .

Pour calculer y_A et θ_{yA} il suffit d'inverser la matrice 2×2 contenue dans (3.5.2.31)

Pour extraire x_A , θ_{xA} et δ à partir de x_B et θ_{xB} , il nous manque visiblement une donnée. On est donc contraint de fixer x_A^* (on prend $x_A = 0$), faute de quoi le spectromètre sera incapable de mesurer δ , mais fournira seulement deux combinaisons linéaires indépendantes entre x_A , θ_{xA} et δ . La contrainte $x_A = 0$ signifie en clair que la "source" des trajectoires ne doit pas avoir d'extension en x , ou du moins qu'elle doit rester aussi faible que possible faute de quoi la résolution du spectromètre serait dégradée. Le faisceau étant horizontal et, pour simplifier, le spectromètre placé à 90° du faisceau, la solution technique est de choisir pour l'axe \vec{Ax} la direction verticale: même avec une cible étendue, l'intersection faisceau-cible qui constitue la source n'aura pour extension verticale que la dimension verticale du faisceau. Celle-ci peut être $< 100 \mu\text{m}$, c.à.d. faible devant la dimension caractéristique du spectro qui est le rayon de courbure des trajectoires $\rho \approx 50 \text{ m}$ à 15 GeV . Le raisonnement est plus complexe lorsque l'angle spectro-faisceau diffère de 90° , ou lorsqu'on inclut les termes d'ordre supérieur à 1, mais la conclusion est la même: *pour s'accommoder d'une cible étendue, les spectros doivent dévier verticalement (pour un faisceau et un plan de réaction horizontaux).*

Maintenant que nous avons débloqué le calcul de δ en imposant la contrainte $x_A = 0$, calculons au premier ordre les 2 coordonnées importantes pour la résolution en masse manquante: δ et θ_{yA} . On obtient facilement à partir de (3.5.2.31):

$$\delta = \frac{\theta_{xB}\langle x|\theta_x \rangle - x_B\langle \theta_x|\theta_x \rangle}{\langle \theta_x|\delta \rangle\langle x|\theta_x \rangle - \langle x|\delta \rangle\langle \theta_x|\theta_x \rangle} \quad (3.5.3.33)$$

et:

$$\theta_{yA} = \frac{\theta_{yB}\langle y|y \rangle - y_B\langle \theta_y|y \rangle}{\langle \theta_y|\theta_y \rangle\langle y|y \rangle - \langle y|\theta_y \rangle\langle \theta_y|y \rangle} \quad (3.5.3.34)$$

3.5.4 Optique et résolution. Quel choix d'optique donnera la meilleure résolution sur ces 2 coordonnées? Le détecteur est équipé de chambres à fils, qui intrinsèquement mesurent des positions mais pas des angles. On obtient l'angle par 2 mesures de position écartées d'une certaine distance (d), le bras de levier. Or les expressions de δ et θ_{yA} dépendent chacune de 2 quantités: une mesure d'angle et une mesure de position. Le calcul d'erreur montre que la contribution à l'erreur de la mesure d'angle est supérieure à celle de la mesure de position, à moins que:

- d ne soit de l'ordre de grandeur de la distance A-B (c.à.d. la longueur du spectro), ce qui est difficilement envisageable;
- ou que les coefficients de θ_{xB} dans (3.5.3.33) et de θ_{yB} dans (3.5.3.34) soient petits, voire nuls, ce qui est réalisable.

On choisira donc l'optique qui annule au premier ordre la contribution de l'angle dans le calcul de δ et θ_{yA} , c.à.d. $\langle x|\theta_x \rangle = 0$ (les points A et B sont conjugués en dispersif, c'est la condition de focalisation) et $\langle y|y \rangle = 0$ (optique transverse point-parallèle)[†]. Dans ces conditions:

$$\delta = \frac{x_B}{\langle x|\delta \rangle} = \frac{x_B}{D} \quad (3.5.4.35)$$

* On peut aussi déterminer x_A indépendamment du spectromètre, dans le cas par ex. d'une agitation verticale du faisceau à basse fréquence, ou établir une corrélation entre x_A et l'énergie du faisceau dans le cas de "dispersion matching". Je ne développerai pas ici cette dernière technique.

† y_A est la position horizontale d'origine de la particule dans la cible et il est parfois utile de la reconstruire avec précision, par ex. pour éliminer la contribution de fenêtres de cible ou pour corréler les y_A mesurés par chaque spectromètre. Si la reconstruction de y_A est prioritaire devant celle de θ_{yA} , on optera pour $\langle y|\theta_y \rangle = 0$ au lieu de $\langle y|y \rangle = 0$.

et:

$$\theta_{yA} = \frac{y_B}{\langle y|\theta_y \rangle} \quad (3.5.4.36)$$

Chacune de ces deux coordonnées importantes de la reconstruction ne dépend que de la mesure d'une position au niveau du détecteur. Calculons maintenant, au premier ordre, la résolution en impulsion relative ($\Delta\delta$) du fait de l'extension verticale du faisceau (Δx_A) et de la résolution en vertical du détecteur (Δx_B). C'est la "résolution au premier ordre" du spectromètre. Pour ce calcul, nous devons revenir à (3.5.2.31) et réintroduire explicitement x_A dans l'expression de δ . On trouve l'une des deux combinaisons linéaires évoquées précédemment, où le terme θ_{xA} a disparu:

$$\delta = \frac{x_A G}{D} + \frac{x_B}{D} \quad (3.5.4.37)$$

d'où l'erreur:

$$\Delta\delta^2 = \left(\frac{\Delta x_A G}{D} \right)^2 + \left(\frac{\Delta x_B}{D} \right)^2 \quad (3.5.4.38)$$

La résolution en θ_{yA} est simplement:

$$\Delta\theta_{yA} = \frac{\Delta y_B}{\langle y|\theta_y \rangle} \quad (3.5.4.39)$$

Une installation de haute résolution en impulsion nécessite, en plus des conditions de focalisation précédentes, un faisceau de faible extension verticale, une mesure de position précise au niveau du détecteur, et entre la cible et le détecteur une optique en dispersif de faible grossissement et de forte dispersion. On aura de plus une bonne reconstruction de l'angle horizontal si le terme transverse $\langle y|\theta_y \rangle$ est grand.

Dans la pratique la résolution finale est en général dominée par la contribution des aberrations, ce qui relativise l'importance de la résolution au premier ordre. Lorsque la résolution au premier ordre est bonne et que les mesures de positions sont faites à proximité immédiate de la surface focale, ce sont les aberrations géométriques et non chromatiques qui sont les plus dommageables à cette résolution. Par ailleurs, le propre des aberrations étant leur degré >1 , leur effet augmente rapidement avec l'acceptance du spectromètre. On peut contrôler une aberration particulièrement gênante en modifiant le dessin du spectromètre, mais cette modification entraîne elle-même de nouvelles aberrations, si bien que la situation devient rapidement inextricable. Ce contrôle se limite donc en général au deuxième ordre, exceptionnellement au troisième ordre. Les corrections *soft*, quant à elles, réduisent sans l'annuler l'incidence des aberrations sur la résolution: les erreurs de mesure de position et d'angle entraînent une incertitude sur la valeur de la correction à appliquer.

Le calcul au premier ordre prescrit D et D/G grands, qui entraînent un spectromètre de grand angle de déviation, ce qui à 15 GeV est coûteux et encombrant. Existe-t-il un compromis économique qui permette de relâcher cette contrainte? Si ce compromis se traduit par le choix entre une bonne résolution au premier ordre (grande dispersion D) ou un dessin pour lequel les aberrations gênantes pour la résolution sont intrinsèquement faibles, on préférera la seconde solution. Justement, l'étude des spectromètres de 15 GeV a montré que les aberrations gênantes tendent à diminuer, à acceptance fixée, lorsque l'angle de déviation diminue ⁷⁾. De plus, à basse énergie,

un des arguments en faveur d'une grande dispersion est de réduire la contribution à Δx_B de la diffusion coulombienne multiple (DCM) dans la fenêtre de sortie de l'aimant. L'angle de DCM variant comme $(|p_i|\beta_i)^{-1}$, l'argument n'a plus beaucoup de poids à 15 GeV. Nous optons donc pour un angle de déviation faible, donc D et D/G modérés, et nous ne retenons des prescriptions de l'étude au premier ordre que les points suivants:

- Δx_B petit, c.à.d. des chambres à fil de très haute résolution;
- Δx_A petit, c.à.d. un faisceau bien focalisé en vertical sur la cible;
- $\langle x|\theta_x \rangle = 0$, c.à.d. un foyer dispersif dans la région de détecteur

Pour ce qui concerne la résolution en angle horizontal, les prescriptions sont moins claires, car dépendantes de l'expérience. De plus, avec des cibles épaisses et de Z élevé, la contribution de la DCM dans la cible reste importante jusqu'à plusieurs GeV/c. Nous optons donc pour un spectromètre flexible, c.à.d. une optique réglable entre la condition $\langle y|\theta_y \rangle = 0$ (double focalisation) et la condition $\langle y|y \rangle = 0$ (parallèle-point en transverse).

3.6 La solution proposée. Le mérite de ce long préambule est que maintenant les spectromètres sont presque "ficelés". Pour que la liste des spécifications soit complète, il reste à extraire des cinématiques de la Table 2 les domaines en énergie et angle requis. On trouve $|p|_{max} = 10$ GeV/c et $\theta_{mini} = 15^\circ$.

A l'issue d'un travail d'optimisation qu'il serait trop long de détailler ici, nous avons été conduits à proposer deux spectromètres identiques du point de vue de l'optique, un spécialisé dans la détection des électrons et l'autre dans celle des hadrons avec les caractéristiques suivantes (sont portées entre parenthèses les caractéristiques non explicitement demandées par l'expérience de transparence de couleur, mais nécessaires à d'autres expériences):

- une impulsion maximum de 10 GeV/c (portée immédiatement à 15 GeV/c, ultérieurement à 30 GeV/c);
- la résolution est optimisée à 10 GeV/c où elle vaut $5 \cdot 10^{-4}$ FWHM (10^{-3} FWHM à 30 GeV/c);
- une dimension verticale du faisceau sur la cible de 50 μm FWHM et une résolution en mesure de position du détecteur de 50 μm FWHM également
- l'angle minimum entre l'axe du spectromètre et celui du faisceau, sans perte d'angle solide est 15° (6° pour le spectromètre hadron avec un angle solide réduit, obtenu en éloignant le spectromètre de la cible);
- une déviation (verticale pour s'accommoder de cibles étendues) de 22° à 15 GeV/c (CEBAF HRS: 45°) et décroissant ensuite en proportion inverse de l'énergie (11° à 30 GeV/c); ce concept de géométrie variable s'accorde bien avec les spécifications de résolution, avec la limitation du champ magnétique et avec l'effet du rayonnement synchrotron; il offre en outre des possibilités intéressantes pour contrôler la précession du spin des particules;
- l'acceptance angulaire verticale très supérieure à l'acceptance horizontale pour s'accommoder des variations rapides de la section efficace de diffusion d'électron en fonction de l'angle:
 - acceptance angulaire verticale: ± 91 mrad;
 - acceptance angulaire horizontale: ± 24 mrad;
- une acceptance en impulsion de $\pm 10\%$, qui s'accorde dans le spectromètre électron avec l'acceptance horizontale de ± 24 mrad pour la réaction $H(e, e'p)$ à $Q^2 = 16$ GeV/c: dans cette cinématique, l'impulsion de l'électron varie en effet de $\pm 10\%$ selon les angles de diffusion extrêmes acceptés;

— une résolution angulaire horizontale et verticale de 1 mrad FWHM (0.5 mrad FWHM en horizontal dans l'optique parallèle-point et avec un angle solide légèrement réduit).

Ces caractéristiques sont obtenues par trois aimants du type "cos $n\theta$ " ayant le même rayon utile de 0.5 m. Ce nombre d'éléments est le minimum compatible avec les propriétés de focalisation demandées. Les valeurs de gradient ci-dessous sont données pour un réglage optique adapté à l'expérience de transparence de couleur, c.à.d. à mi-chemin entre les réglages transverse point-point et parallèle-point:

- le premier aimant est un quadrupole pur ($n=2$), baptisé Q, de 2.5 m de long et focalisant dans le plan vertical de manière à ramener aussitôt que possible le rapport hauteur/largeur de l'enveloppe des trajectoires à une valeur proche de l'unité; le gradient est de 4 T/m à 15 GeV/c;
- le second et le troisième sont physiquement (et non magnétiquement) identiques, d'une longueur de 8 m; ils combinent un champ quadrupolaire ($n=2$) et dipolaire horizontal ($n=1$). Ils ont été baptisés "CF1" et "CF2" (pour "Combined Function magnet"); le champ quadrupolaire de CF1 est défocalisant en vertical (1 T/m), celui de CF2 focalisant (0.8 T/m); la composante dipolaire est de 0.8 T à 15 GeV/c dans les deux cas, le rayon de courbure moyen $\rho=42$ m de 0 à 15 GeV/c, 84 m à 30 GeV/c.

La séquence de focalisation est donc "FDF" dans le plan dispersif (CEBAF HRS: "DFD") et "DFD" dans le plan transverse. Il est plus classique de terminer la séquence en dispersif par un élément défocalisant, qui a pour effet d'augmenter D sans changer significativement G/D et donc de diminuer la contribution de Δx_B à la résolution en impulsion (cf. formule 3.5.4.37). Le choix présenté ici est motivé par le souci de réduire le nombre d'éléments et s'appuie sur les bonnes performances envisagées pour la résolution en position du détecteur.

Les CF sont des dipôles à indice *rectilignes*, géométrie jusqu'ici réservée aux dipôles de transport de faisceau[†]. L'utilisation de tels aimants pour transporter des particules sur des trajectoires très courbées peut paraître paradoxale car elle entraîne une perte d'acceptance. Cette perte est réduite ici par l'emploi de deux aimants de 8 m au lieu d'un seul de 16 m, mais si elle est négligeable pour un angle de déviation de 11° (à 30 GeV/c), elle ne l'est pas pour l'angle de 22° (au dessous de 15 GeV/c). C'est en fait le résultat d'un compromis économique où l'on a cherché à utiliser des éléments aussi simples que possible (quoi que grands), en nombre aussi réduit que possible.

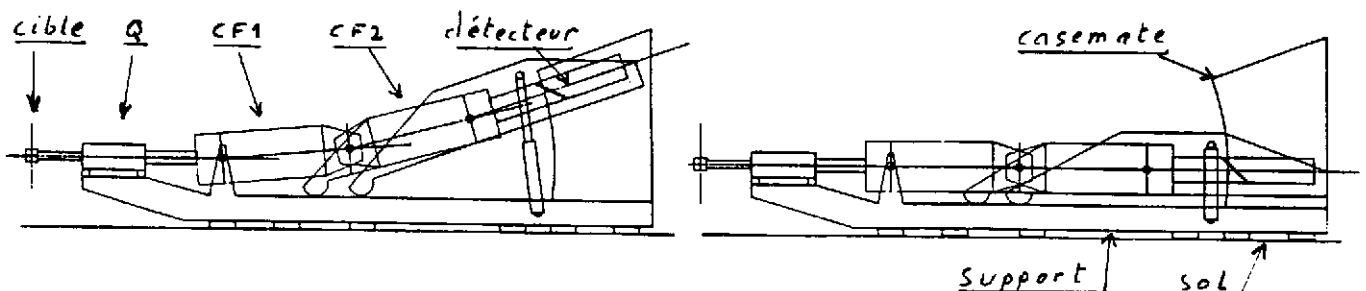


Figure 3: vue de profil du spectromètre pour 2 valeurs de l'angle de déviation: 22° (à gauche) et 0° (à droite).

[†] Les aimants en "tranche d'orange" possèdent la même distribution de champ, sans toutefois être de forme rectiligne en général.

Distance cible →point focal	32.5m
Angle du plan focal	83.5°
Acceptance en impulsion	20% (±10%)
Angle solide (elliptique)	7 msr
Acceptance en vertical/dispersif	±91 mr
Acceptance en horizontal/transverse	±24 mr
Grossissement en dispersif G=	-1.56
Dispersion D=	2.55 cm/%
D/G	-1.63
Résolution en impulsion au 1 ^{er} ordre	0.64 10 ⁻⁴ FWHM
Résolution en impulsion finale	5 10 ⁻⁴ FWHM (estimation)
Résolution en angle horizontal/transverse	1 mrad FWHM (0.5 mrad en réglage parallèle-point)
Résolution en angle vertical/dispersif	1 mrad FWHM
Résolution en position horizontale cible	1 mm FWHM
Q:	
distance cible →entrée Q	4 m
longueur	2.5 m
rayon utile	500 mm
champ maxi au rayon utile	Qpole: 2 T
CF1:	
distance sortie Q →entrée CF1	2 m
longueur	8 m
rayon utile	500 mm
champ maxi au rayon utile	dipole: 0.8T Qpole: 0.5T
CF2:	
distance sortie CF1 →entrée CF2	2 m
longueur	8 m
rayon utile	500 mm
champ maxi au rayon utile	dipole: 0.8T Qpole: 0.4T
distance sortie CF2 →point focal	6 m

Table 3 : caractéristiques des spectromètres et performances attendues à 10 GeV/c et pour un angle de déviation de 22°

La Table 3 présente les dimensions et les caractéristiques optiques obtenues. On notera au premier ordre la résolution en impulsion de $0.64 \cdot 10^{-4}$ FWHM obtenue avec $D=2.55$ cm/% et $D/M=1.63$, à comparer avec les valeurs de CEBAF HRS ($D=12.4$ cm/% et $D/M=5$ pour 4 GeV/c et une résolution au premier ordre $0.25 \cdot 10^{-4}$ FWHM)

Au second ordre, une seule aberration géométrique demande à être corrigée pour l'angle solide proposé. Il suffit pour cela d'introduire une faible composante sextupolaire dans CF1. Par ailleurs le plan focal est très éloigné de la normale aux trajectoires ($\psi = 83.5^\circ$, c.à.d. que le plan focal forme un angle de 6.5° avec la trajectoire de référence) ce qui interdit de placer la fenêtre de sortie du spectromètre et une chambre à fil à proximité immédiate du plan focal (à moins d'utiliser des détecteurs fonctionnant sous vide, tel que des *silicon strip detectors*). Cette caractéristique, difficile à corriger, serait gênante à basse énergie du fait de la DCM dans la fenêtre, mais elle est acceptable à 10 GeV/c au prix d'un détecteur adapté.

Pour ce qui concerne les effets du rayonnement synchrotron, on se reportera à l'exemple numérique de la section (2.3) qui s'applique également ici, avec les remarques suivantes:

- seul le spectromètre électron est concerné, l'effet sur les plus légers des hadrons (π^\pm) étant négligeable;
- nous ne nous intéressons pas ici à l'énergie réelle des électrons à la sortie du spectromètre, mais à leur énergie apparente, c.à.d. leur position de passage dans le détecteur: l'effet de ΔE et δE est donc la moitié de leur valeurs, car ces pertes sont réparties continuellement le long des parties courbées de la trajectoire où a lieu l'analyse;
- la perte moyenne ΔE produit au premier ordre un déplacement prédictible du foyer, sans conséquence directe sur la résolution. Au second ordre, la simulation n'a pas montré d'effets importants sur les aberrations géométriques;
- la partie imprédictible δE , par contre produit une dégradation *effective* de la résolution en impulsion
 $\frac{1}{2} \frac{\delta E}{E} = 0.5 \cdot 10^{-4}$ FWHM à 15 GeV, ce qui est acceptable

Le calcul précis de la résolution finale, c.à.d. incluant les aberrations, les défauts de réalisation et de stabilisation des différents éléments et enfin les défauts d'alignement de ces éléments entre eux est un travail compliqué, qui n'est pas terminé à ce jour. Ce calcul implique en particulier une définition détaillée des chambres à fils, de la cible et des éléments magnétiques de façon à intégrer leur champ de fuite. Nous ne disposons que d'estimations, basées pour partie sur des calculs propres à ce spectromètre et pour partie sur des résolutions obtenues avec des spectromètres existants. Cette estimation est $\Delta E/E = 5 \cdot 10^{-4}$ FWHM (CEBAF HRS: $0.5 \cdot 10^{-4}$), mais il est prudent, dans l'état actuel de l'étude de prendre $\Delta E/E = \leq 10^{-3}$ FWHM. Il s'agit ici de la capacité à séparer deux impulsions voisines, et non pas de mesurer la valeur absolue de l'énergie, ce qui est un problème plus délicat.

La montée à 30 GeV/c implique le doublement de la composante quadrupolaire de chacun des trois éléments (de manière à conserver la focalisation), mais la composante dipolaire sera conservée du fait de l'utilisation d'un angle de déviation variable. Le champ dans les CF est suffisamment faible à 15 GeV/c pour accepter cette évolution sans changement notable. Le premier quadrupole, par contre, supporte déjà 2 T au rayon utile maxi et devra être renforcé ou allongé lors du passage à 30 GeV/c

La Figure 3 présente deux vues schématiques du spectromètre, l'une dans la position où l'angle de déviation vaut 22° , l'autre dans celle où cet angle est nul (cas limite d'une impulsion infinie),

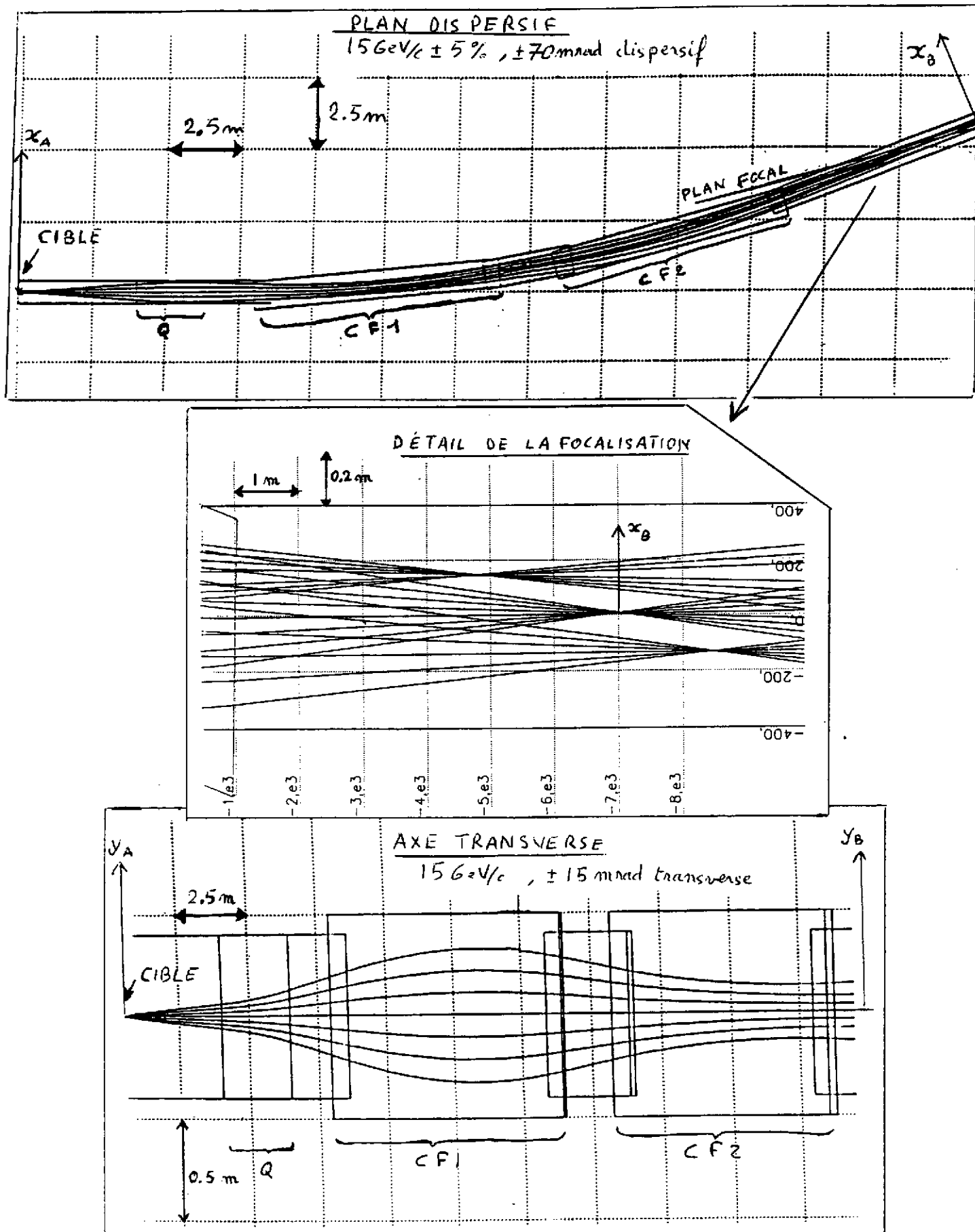


Figure 4: trajectoires acceptées par le spectromètre.

ainsi qu'une ébauche de solution mécanique pour la variation de l'angle de déviation. La Figure 4 présente le faisceau des trajectoires acceptées projeté sur les plans vertical et horizontal. On notera le confinement satisfaisant des enveloppes dans la zone utile des aimants.

En conclusion de la partie consacrée aux détecteurs à haute luminosité, il est clair que le programme de physique de EEF nécessite une paire de spectromètres. Sous réserve d'une étude plus complète, des spectromètres ayant les performances requises sont réalisables pour un coût et une complexité raisonnables, pourvu que l'on s'oriente vers des solutions techniques bien adaptées au problème, et pour certaines assez novatrices.

Références bibliographiques

- 1) Clermont-Ferrand Working Session, Experiment Proposals edited by SPhN-Saclay
- 2) E. Klein, communication privée.
- 3) J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, Second Edition, p 645, edited by J. WILEY & SONS, New York.
- 4) J.M. De Conto, The European Electron Machine, first draft, to be published.
- 5) A. Veyssière, J.P. Charrier, J. Gratadour, Formules et méthodes de mesures relatives aux cavités résonnantes supraconductrices, Rapport interne DPhN/STAS-90-R-13
- 6) K.-H. Meß, CERN Accelerators school, Supraconductivity in Particules Accelerators, Hambourg 1988, p. 87, Proceedings edited by CERN Geneva, 1989.
- 7) J. Doornbos, Conceptual Design of 15 GeV Spectrometer for Future European Electron Accelerator, Rapport interne LNS/GT/ME/92-10.
- 8) Conceptual Design Report, Basic Experimental Equipment, revised version, April 13,1990, edited by SURA, CEBAF, Newport News, Virginia

CANALISATION DE PARTICULES CHARGÉES DANS UN CRISTAL

J. Remillieux

Institut de Physique Nucléaire, IN2P3-CNRS/Université Claude Bernard Lyon I
43 bd du 11 Novembre 1918, F-69622 Villeurbanne Cedex - France

RESUME

Une brève introduction aux phénomènes de canalisation est donnée dans le cadre de la théorie classique de Lindhard. Quelques applications des phénomènes de canalisation sont décrits dans les domaines de la physique des matériaux et de la physique nucléaire. L'intérêt, plus récemment reconnu, de ces phénomènes pour l'étude des collisions atomiques à haute énergie est décrit plus en détail. En particulier la canalisation d'ions lourds permet d'étudier les modes rares de capture et d'excitation atomiques qui sont offerts à un ion multichargé traversant une cible dense d'électrons semi-libres.

ABSTRACT

A short introduction to channeling is given in the framework of the classical Lindhard theory. A few applications are given in the field of material sciences and nuclear physics. More recently channeling was recognized as a unique tool to investigate high energy atomic collisions, and particularly to study exotic modes of electron capture and atomic excitation which are offered to fast heavy ions during their interaction with a dense target of semi-free electrons.

I - HISTORIQUE

Il paraît actuellement étonnant que la découverte de la canalisation des particules chargées ait échappé aux physiciens du début du siècle qui avaient pourtant découvert toute la richesse des phénomènes de diffraction dans les cristaux. Seul Stark prédit en 1912 "that charged particles will be able to penetrate much greater distances along certain particular axis" ; prédiction exacte, malheureusement perdue, certes par manque de moyens expérimentaux (accélérateurs de particules), mais surtout par l'arrivée des deux guerres mondiales. Il fallut attendre les années 60 pour que Robinson et Oen¹⁾ redécouvrent cette prédiction lors de simulations de la pénétration d'ions lents dans des solides ordonnés. Ce fut en fait le temps de calcul anormalement long associé au parcours des ions pénétrant dans la cible le long d'un axe cristallin qui fut à l'origine des nombreuses expériences qui autour des années 1965 signèrent expérimentalement l'existence des effets de canalisation pour des ions légers aux énergies du MeV. Simultanément J. Lindhard publiait le "modèle continu" de la canalisation²⁾ qui sert encore de base à l'estimation des grandeurs fondamentales de la canalisation : angles critiques, taux d'extinction des interactions avec les atomes cibles, réduction du pouvoir d'arrêt du cristal, distribution des flux des particules canalisées, etc... . Okorokov³⁾ prédit aussi en 1965 que la distribution discontinue mais cohérente

des charges le long d'un axe cristallin pourrait exciter de façon cohérente un projectile canalisé. Puis ce fut la prédiction de Kumakhov en 1976 [ref. 1 de l'article suivant] du rayonnement quantique d'un électron canalisé et la découverte en 1984 des "effets de champs forts" aux énergies incidentes très élevées. Ces deux aspects relativistes de la canalisation sont décrits dans l'article suivant par X. Artru.

II - LE MODELE CONTINU DE LA CANALISATION

Lorsqu'une particule chargée aborde en collision rasante une rangée d'atomes (figure 1a) l'aspect discret d'une somme d'un grand nombre de collisions successives avec chaque atome cible tend à disparaître au profit d'une diffusion cohérente sur un fil uniformément chargé.

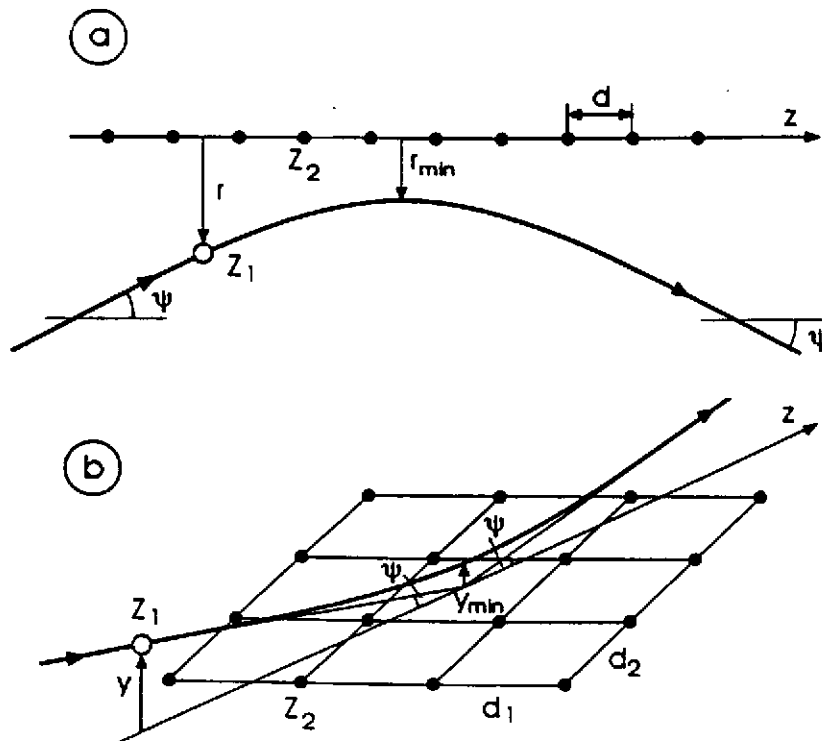


Figure 1 : Géométrie de la collision rasante entre une particule de charge positive et :
 (a) une rangée d'atome,
 (b) un plan atomique.

Cette vue "continue" de la rangée d'atomes revient à décomposer le potentiel cristallin instantané $V(x, y, z, t)$ ressenti par le projectile en deux termes : $V(x, y, z, t) = \bar{V}(x, y) + \delta V(x, y, z, t)$; un terme \bar{V} qui est le *potentiel continu* de Lindhard, moyenne sur le temps et sur la direction z de propagation, et un terme δV qui est un *potentiel résiduel*, habituellement négligé mais dont la dépendance avec le temps t peut se manifester de façon résonnante dans les phénomènes "d'excitation cohérente" prévus par Okorokov³). Le potentiel continu axial est à deux dimensions, dépendant seulement de la distance r de la particule à la rangée d'atomes, la singularité coulombienne à $r = 0$ étant levée grâce à l'agitation thermique des atomes (notre fil chargé est devenu un cylindre chargé), ce potentiel dépend donc à courte distance des rangées de la température du cristal (figure 2a). Sur l'axe ($r = 0$) ce potentiel est typiquement de l'ordre de 100 eV à la température ambiante.

De même, lors d'une collision rasante sur un plan d'atomes (figure 1b), le potentiel continu $\bar{V}(y)$, moyenné sur le temps et les variables d'espace z et x , est unidimensionnel et typiquement de quelques dizaines d'eV seulement dans le plan (figure 2b).

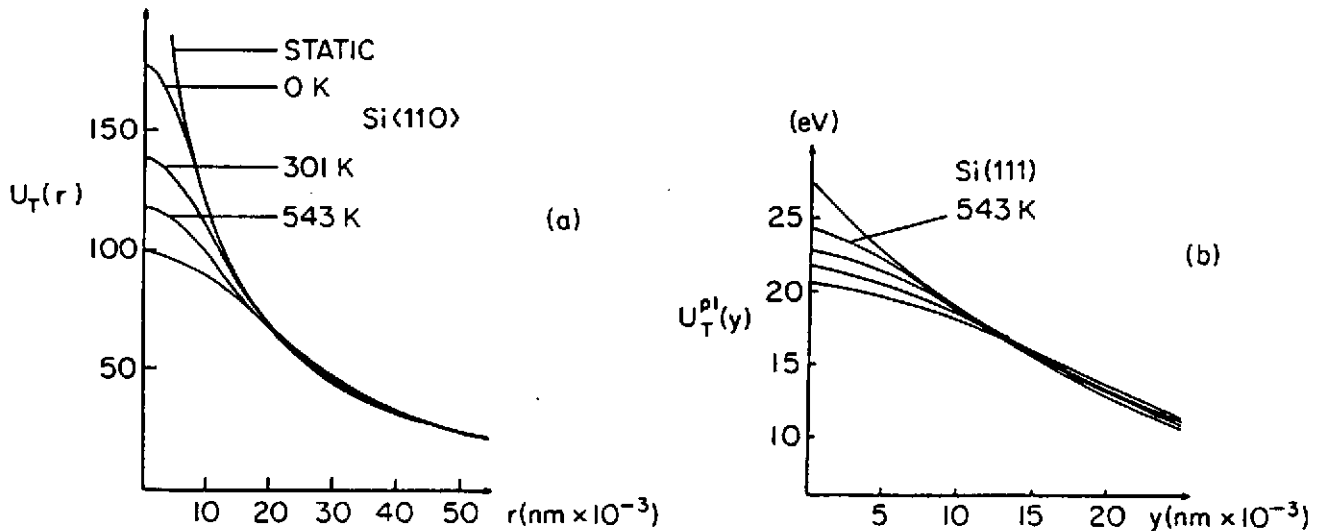


Figure 2 : Potentiels continus (en eV) vus par une particule canalisée de charge $q = +1$, dans un cristal de Si à différentes températures (en degrés K) :

- (a) le long de l'axe [110],
- (b) le long du plan (111).

Le modèle continu revient donc à négliger le potentiel résiduel δV au cours de la collision rasante, c'est-à-dire à conserver la quantité de mouvement longitudinale p_z de la particule. Si on considère que le mouvement transverse n'est pas relativiste, ce qui est toujours justifié pour des ions canalisés, on aura aussi dans le cadre de ce modèle conservation de l'énergie transverse :

$$E_T = \frac{1}{2} M\gamma v_T^2 + U(r)$$

Le premier terme est l'énergie cinétique transverse d'une particule de masse $M\gamma$, γ étant son facteur de Lorentz, et de vitesse v_T , projection de la vitesse v sur le plan transverse. Le second terme est, pour une particule de charge q à l'intérieur du cristal, une énergie potentielle $U(r) = q \bar{V}(r)$ à la distance r du plan d'atomes, ou de la rangée d'atomes. Ce terme est répulsif pour les ions et les positons, et attractif pour les électrons.

Les collisions considérées étant rasantes, pour une inclinaison ψ , par rapport à la direction de canalisation, on a $v_T \sim v \psi$, et donc une énergie transverse :

$$E_T \sim \frac{1}{2} M\gamma v^2 \psi^2 + U(r) = \frac{1}{2} p_z v \psi^2 + U(r)$$

La particule est "canalisée" tant que $E_{\perp} \leq 0$, c'est-à-dire tant que l'énergie cinétique transverse, uniquement due aux conditions géométriques d'incidence sur le cristal, est inférieure à la barrière de potentiel $|U(o)|$ de la direction cristalline. Ceci permet de définir un "angle critique" de canalisation tel que :

$$\frac{1}{2} p_z v \psi_c^2 \sim |U(o)|$$

soit :

$$\psi_c \sim \sqrt{\frac{2|U(o)|}{p_z v}}$$

Le long d'un axe cristallin principal cet angle est de l'ordre du degré pour des protons de 1 MeV, de l'ordre du milliradian pour des ions xénon de 4 GeV, et d'environ 50 microradians pour des positons de 100 GeV. L'extrême minceur de la fenêtre angulaire dans laquelle se manifeste le phénomène de canalisation (diffusion cohérente sur les rangées, ou les plans d'atomes) explique a posteriori pourquoi ses effets restèrent si longtemps cachés aux expérimentateurs, qui avaient pourtant déjà si souvent placé des cibles cristallines dans des faisceaux de particules (Rutherford utilisait du mica !).

Le calcul du potentiel continu $U(r)$ dépend évidemment de la forme des potentiels binaires ion-atome utilisés, c'est-à-dire de la forme analytique de l'écrantage électronique de la charge nucléaire, et de la façon dont est introduite la vibration du réseau. Historiquement Lindhard proposa un potentiel de la forme :

$$\bar{V}(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{d} \ln \left[1 + \left(\frac{Ca}{r} \right)^2 \right] \quad \text{pour un axe}$$

et :

$$\bar{V}(y) = 2\pi Z_1 Z_2 (d_1 d_2)^{-1} \left[(y^2 + C^2 a^2)^{1/2} - y \right] \quad \text{pour un plan}$$

où Z_1 et Z_2 sont les numéros atomiques du projectile et des atomes cibles respectivement, d , d_1 et d_2 les caractéristiques de la maille du réseau (figure 1), C une constante de l'ordre de $\sqrt{3}$, et a est la distance écran de Thomas-Fermi. Pour plus de détails sur les différentes formes des potentiels continus et pour une estimation rapide de leurs valeurs dans différents types de réseaux cristallins, le lecteur pourra consulter l'excellente revue de Gemmell⁴⁾.

En fait la particule canalisée ne fait pas une collision rasante unique sur un axe ou un plan mais se trouve plongée dans un potentiel transverse qui reçoit une contribution de tous les axes, ou plans, proches voisins. On peut ainsi construire dans le plan transverse une carte des équipotentielle (figure 3) et calculer l'énergie transverse de la particule à partir de ses coordonnées initiales : angle d'incidence ψ_0 (énergie cinétique) et coordonnées transverses r_0 (énergie potentielle).

Dans le cadre du modèle continu, la résolution de l'équation de Schrödinger pour la particule dans le puits de potentiel transverse conduit à un nombre de niveaux transverses qui est d'autant plus élevé que le projectile est plus lourd et plus rapide. En fait pour tous les ions (du proton à l'uranium) même pour les énergies incidentes les plus faibles (quelques dizaines de keV) le nombre d'états transverses liés est tel que la notion de *trajectoire classique* sera toujours justifiée. En revanche, pour les particules légères (e^+ , e^-) il faudra atteindre des énergies incidentes élevées (> 100 MeV) pour que la notion de trajectoire soit applicable ; aux énergies inférieures, le système (électron canalisé-cristal) se comportera comme un système quantique (voir le "rayonnement de canalisation" dans l'article suivant).

Dans la suite de cet article nous ne parlerons plus que d'ions canalisés et donc de *trajectoires* qui resteront *confinées* à l'intérieur d'une équipotentielle transverse ; la fraction de l'espace transverse interdit aux particules canalisées étant d'autant plus importante que l'énergie transverse initiale est plus faible.

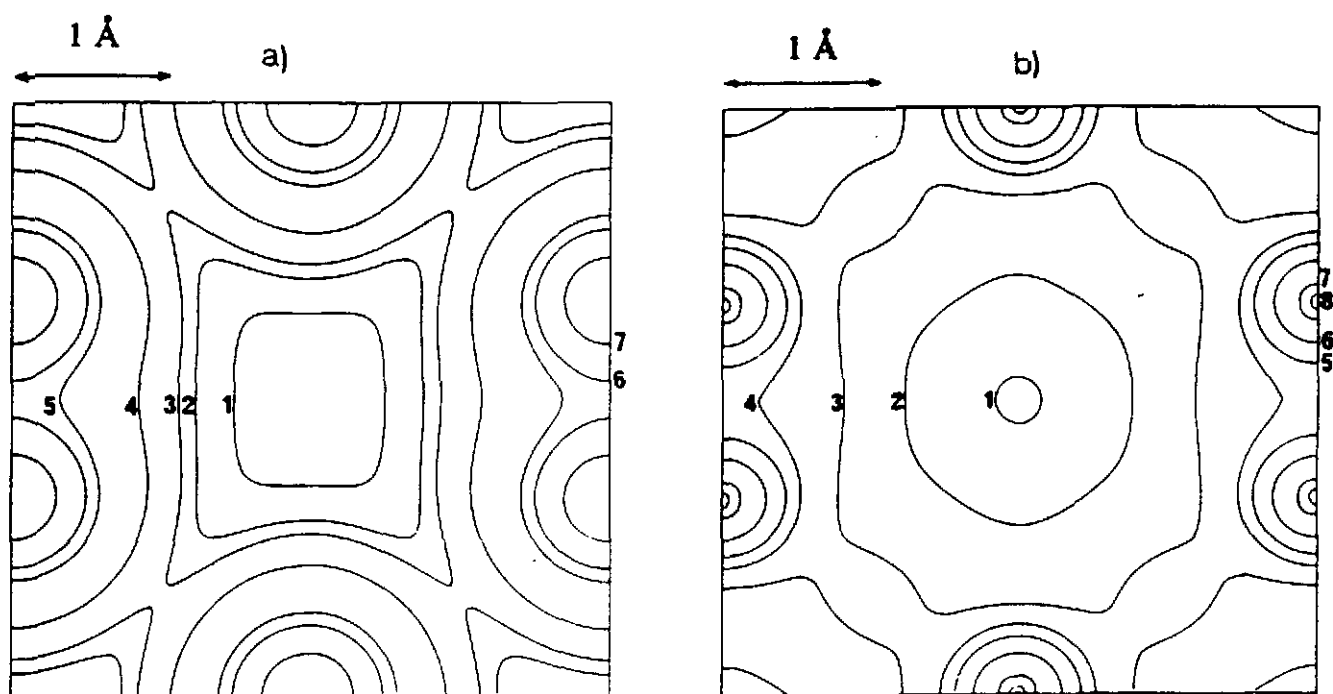


Figure 3 : Canal [110] d'un cristal de Si à la température ambiante :

- (a) équipotentiels vues par une particule canalisée de charge $q = +1$: contour (1) = 0,5 eV ; (2) = 1,5 eV ; ... (7) = 50 eV ; sur les rangées = 140 eV,
- (b) densités électroniques moyennes (en électrons/Å³) à l'intérieur des contours : contour (1) = 0,03 ; (2) = 0,1 ; ... (8) = 30 ; densité moyenne du gaz de valence = 0,2 ; densité électronique moyenne du cristal = 0,7.

En canalisation planaire le modèle continu prévoit donc que les ions canalisés se comportent comme un oscillateur à une dimension dans le puits de potentiel transverse, ce qui correspond à une trajectoire parfaitement périodique dans le système du cristal où les ions restent confinés entre deux plans cristallins (alors que les électrons canalisés restent piégés par un seul plan cristallin). Les particules non canalisés sont libres dans l'espace transverse, cependant celles dont l'énergie transverse n'est que faiblement positive franchissent les plans mais restent très fortement perturbées par la régularité du potentiel. En revanche, en canalisation axiale les ions canalisés restent généralement libres dans le plan transverse, se voyant seulement interdites les zones à énergie transverse élevée qui entourent les rangées d'atomes. Leur trajectoire est alors cahotique dans le cristal. Ce n'est que lorsque l'énergie transverse de l'ion est très faible que la frontière équipotentielle devient un contour fermé (voir figure 3) qui piège la trajectoire entre des rangées d'atomes voisines. Dans ce cas, où l'énergie transverse est inférieure à l'énergie du col, on dit que l'ion est *hypercanalisé* ; notons que les angles critiques de l'hypercanalisation sont au moins d'un ordre de grandeur inférieurs à ceux de la canalisation normale. (Dans le cas des électrons canalisés les faibles énergies transverses permettent de les piéger autour des rangées d'atomes en un "mouvement de rosette" périodique autour de la rangée).

Dans le cas du potentiel de Lindhard donné plus haut, les angles critiques de canalisation correspondant à une distance minimum d'approche des axes ou des plans égale à la distance écran de Thomas-Fermi sont :

$$\psi_c^{axe} \sim \left(\frac{4Z_1 Z_2 e^2}{p_z v d} \right)^{1/2}$$

pour la canalisation axiale et :

$$\psi_c^{plan} \sim \left(\frac{4Z_1 Z_2 e^2 N d_p C a}{p_z v} \right)^{1/2}$$

pour la canalisation entre des plans d'espacement d_p , N étant la densité atomique du cristal.

III - LES TAUX D'EXTINCTION DE CANALISATION ET DE BLOCAGE

L'existence de zones cristallines interdites aux particules canalisées permet d'orienter un cristal dans un faisceau de particules en mesurant le taux d'extinction des interactions ion-cristal qui mettent en jeu des paramètres d'impact inférieurs au rayon des zones interdites (réactions nucléaires, diffusion de Rutherford, excitation de couches électroniques profondes...). Une telle courbe d'extinction, étudiée avec un détecteur fixe, en faisant tourner le cristal pas à pas, (figure 4b) permet de mesurer les angles critiques de canalisation ψ_c et aussi les taux d'extinction χ_{min} de l'interaction mesurée lorsque l'alignement faisceau-cristal est atteint. Dans le cadre du modèle continu la valeur de χ_{min} représente alors simplement la fraction du faisceau dont l'espace transverse accessible envahit la zone d'interaction, soit $(\pi r_{min}^2 N d)$ pour une direction d'axes, et $(2 r_{min}/d_p)$ pour une direction de plans. Dans le cas où l'on peut négliger le paramètre d'impact de l'interaction devant l'amplitude de vibration thermique u_1 des atomes cibles dans la direction transverse, et devant la valeur a de la distance écran du potentiel ion-atome, on prend simplement :

$$r_{min}^2 \sim u_1^2 + a^2$$

Une autre façon de trouver les directions cristallines d'une cible dans un faisceau consiste à étudier la distribution spatiale des particules chargées émises à partir des sites cristallins. En effet, les rangées d'atomes et les plans cristallins se repèrent par leur effet d'ombre, ou de "blocage", sur la distribution angulaire. Dans le cadre du modèle continu, les effets de canalisation et de blocage étant identiques par renversement du temps doivent conduire aux mêmes courbes d'extinction, et donc aux mêmes valeurs de ψ_c et χ_{min} . On pourra donc orienter un cristal, bombardé par un faisceau de particules dans une orientation quelconque, en repérant les zones d'ombre de la distribution angulaire de la diffusion Rutherford sous grand angle ; en effet les particules diffusées sont alors issues sensiblement des sites des atomes cibles et donc sujettes au blocage cristallin.

Lorsque l'on étudie l'interaction des ions canalisés avec les électrons atomiques, ou avec des atomes d'impuretés, il est nécessaire de connaître la distribution spatiale $f(E_T)$ du flux des particules canalisées dans l'espace transverse qui leur est accessible. En effet, le calcul du taux d'extinction en canalisation nécessite la connaissance de cette distribution de flux et bien entendu aussi de la variation de la section efficace de l'interaction considérée avec le paramètre d'impact. Si l'on suppose que l'espace des phases est uniformément peuplé (ce qui exclu l'usage de cristaux trop minces) la forme de $f(E_T)$ dépend de la dimensionalité de cet espace. Dans le cas 2D de la canalisation axiale $f(E_T)$ est constant, c'est-à-dire indépendant de r ; en revanche, dans le cas unidimensionnel de la canalisation planaire, la distribution des flux à l'équilibre n'est

plus uniforme :

$$f(E_{\perp}, y) = \sqrt{\frac{E_T}{E_T - U(y)}}$$

Dans le cas de cristaux très minces, l'équilibre des flux n'a pas le temps de se réaliser et le taux d'extinction χ_{min} peut alors varier fortement avec l'épaisseur du cristal.

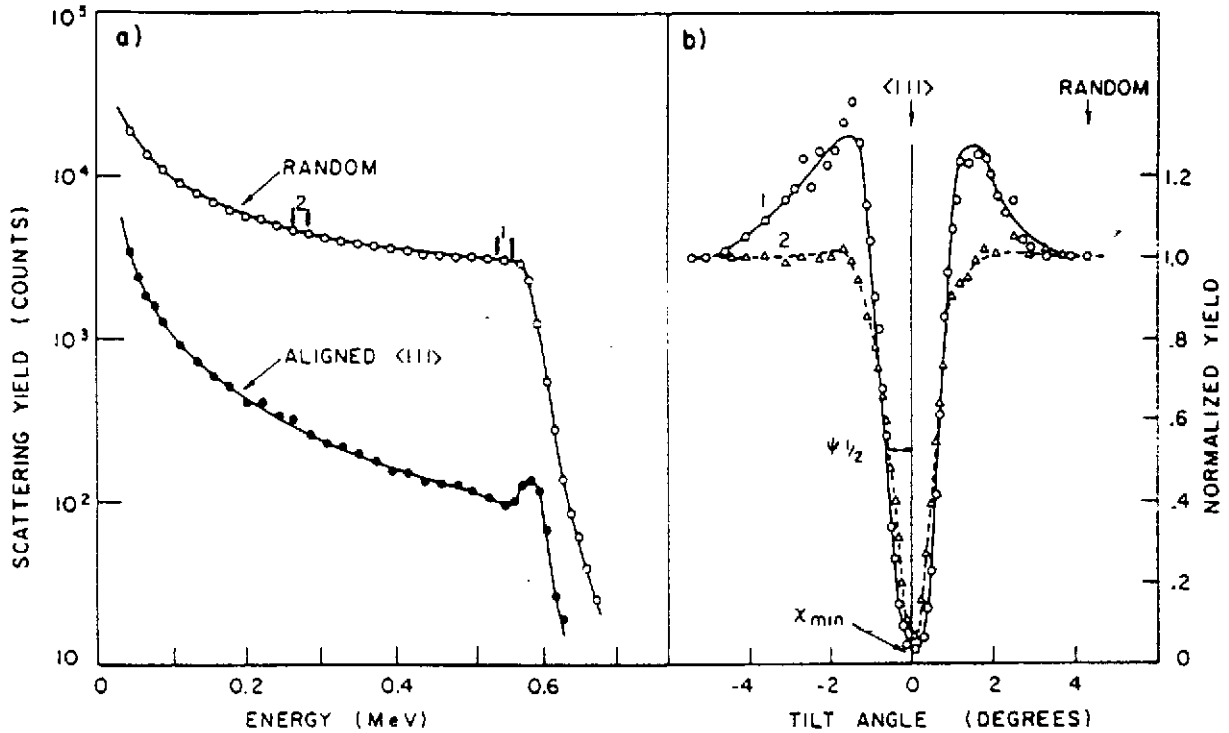


Figure 4 : Rétrodiffusion de particules α de 1 MeV par un cristal de Si épais à partir d'un faisceau non-aligné (random) et aligné le long de l'axe [111] :

(a) spectres de rétrodiffusion,

(b) taux d'extinction de la rétrodiffusion extraits des spectres (a) dans les zones d'énergie marquées respectivement (1), c'est-à-dire des événements de diffusion situés près de la surface et (2), c'est-à-dire dans la profondeur du cristal où les effets de décanalisation sont importants. Ces courbes d'extinction permettent de mesurer χ_{min} et la largeur à mi-profondeur $\psi_{1/2}$ proche de l'angle critique ψ_c .

IV - LA DECANALISATION

Le modèle continu ignore les événements de diffusions binaires que peut subir la particule canalisée soit avec les électrons-cible présents dans l'espace accessible, soit avec les atomes-cible thermiquement déplacés de leur site moyen. Ces collisions dévient la trajectoire ($\Delta\psi$) et contribuent au ralentissement $\Delta(p_z v)$ des ions canalisés, induisant une variation moyenne de leur énergie cinétique transverse :

$$\left\langle \frac{dE_T}{dz} \right\rangle = \frac{1}{2} p v \left\langle \frac{d\psi^2}{dz} \right\rangle + \left\langle \psi^2 \frac{d(1/2 p_z v)}{dz} \right\rangle$$

le second terme (ralentissement) de cette expression est le plus souvent négligé. Dans tous les cas ces diffusions induisent une élévation de la valeur moyenne de l'énergie transverse qui se

traduit par une lente augmentation de l'espace accessible avec la profondeur de pénétration. En conséquence, après l'atteinte de l'équilibre des flux, le taux d'extinction χ_{min} des interactions avec les noyaux atomiques tend à augmenter avec la profondeur, ce qui peut être observé sur la forme des spectres de rétrodiffusion avec des cristaux épais (figure 4a), les faibles énergies de rétrodiffusion correspondant aux fortes profondeurs.

V - QUELQUES APPLICATIONS DE LA CANALISATION

Dès les années 70 la canalisation d'ions de basse énergie (de l'ordre du MeV) se révéla un puissant moyen d'analyse et de contrôle de la qualité cristalline. En effet, une simple mesure du taux d'extinction χ_{min} par rétrodiffusion sur les atomes de la matrice d'un cristal, et sur ses impuretés, permet d'analyser la qualité de la surface du cristal -ses défauts ponctuels et étendus- le taux d'impureté et leur localisation spatiale dans la maille de la matrice. Le lecteur intéressé par les performances de ces méthodes pour l'analyse des matériaux pourra consulter les ouvrages de la réf. 5.

Une conséquence primaire de la canalisation est de réduire considérablement le ralentissement d'une particule canalisée, puisqu'elle n'interagit ni avec les noyaux atomiques (annulation du pouvoir d'arrêt "nucléaire") ni avec les électrons de cœur des atomes cibles (réduction d'un facteur deux environ du pouvoir d'arrêt "électronique"). Cette réduction induit une augmentation considérable du parcours de l'ion canalisé dans le cristal. Cette dernière propriété a été aussi utilisée en physique des matériaux pour réaliser des implantations ioniques profondes induisant le minimum de dommages cristallins à la cible.

Les physiciens nucléaires trouvèrent une application élégante des effets de blocage en mesurant l'effet de la durée de vie d'un noyau composé sur la profondeur χ_{min} du creux de blocage correspondant aux particules chargées émises par ce noyau. En effet, les particules incidentes, qui induisent la réaction nucléaire étudiée, communiquent aux noyaux-cible de la matrice cristalline des vitesses transverses v_T , par rapport à la rangée d'atomes observée, qui seront facilement de l'ordre de 10^8 cm/s, et donc des distances de recul ($r = v_T \tau$) qui seront de l'ordre de 0,1 Å pour des durées de vie τ du noyau composé de l'ordre de 10^{-17} s. Ces distances de recul sont suffisantes pour réduire fortement l'effet d'ombre de la rangée pour cette émission⁶⁾.

En physique des particules enfin, on utilise le guidage du potentiel en forme de gouttière des directions planaires d'un cristal courbe pour dévier des particules de haute énergie. Par exemple, 10% des particules d'un faisceau de protons de 450 GeV peuvent être déviés d'un angle de 0,4 degré dans un cristal courbe de Si de 5 cm de long⁷⁾. Si l'on considère que les cristaux courbes correspondent à l'effet de champs magnétiques de quelques milliers de Teslas on comprend leur intérêt potentiel pour des situations expérimentales où l'encombrement de dipôles magnétiques classiques est prohibé (zones de croisement de faisceaux par exemple). Il ne semble pas que la détérioration du cristal courbe dans le faisceau soit trop sévère, en effet le silicium par exemple ne présente pas de dommages sérieux pour des doses de protons inférieures à 10^{21} p/cm².

Nous allons maintenant exposer quelques applications de la canalisation à la physique des collisions avec des ions lourds de haute énergie⁸⁾.

VI - INTERACTION ION-ELECTRON A HAUTE ENERGIE

Nous avons vu qu'un ion lourd canalisé est confiné dans des zones de l'espace transverse excluant les noyaux-cible et les électrons-cible des couches internes. Cette exclusion d'une partie des constituants de la matière solide va permettre d'étudier d'une façon pure l'interaction ion-électron, puisqu'un cristal aligné se comporte pour l'ion canalisé comme une cible dense d'électrons froids. En effet, plus faible est l'énergie transverse de l'ion, plus rétrécie est la zone accessible, et dans cette zone ne sont présents que des électrons collectifs (de valence ou de conduction) au "profil Compton" étroit (très faible quantité de mouvement).

En faisant varier les conditions de canalisation, c'est-à-dire l'énergie transverse des ions, on peut donc faire varier, non seulement la densité de la cible électronique (voir figure 3b), mais aussi sa température.

1 - Distributions de charge

La distribution de charge d'un faisceau d'ions émergent d'une feuille résulte de l'équilibre entre les phénomènes de perte et de capture électroniques au cours des collisions multiples que subit le projectile avec les noyaux et les électrons du solide. En géométrie de canalisation il ne reste plus que les collisions avec les électrons semi-libres du cristal. En conséquence, la distribution de charge est totalement différente en -et hors- canalisation, que l'ion incident soit très habillé (figure 5a) ou très épluché (figure 5b). Dans le cas d'un ion canalisé très épluché les sections efficaces de perte et de capture peuvent être si faibles que la majorité des projectiles traversent toute la cible sans changement de charge : on dit alors que l'état de charge initial est "gelé". Cependant, une faible fraction des ions canalisés parvient à capturer les électrons semi-libres par un processus qui ne peut plus être le processus "mécanique" nécessitant le recul de l'atome cible auquel appartient l'électron capturé. Il faut alors que l'ion canalisé capture par divers modes "exotiques" qui seront décrits dans le paragraphe 3.

Dans le cas d'un ion incident très habillé ce seront les probabilités de pertes qui seront extraites des formes des distributions de charge en canalisation, ici le "gel" est très improbable et strictement réservé aux ions hypercanalisés (figure 5a).

2 - L'ionisation par impact électronique

Les ions canalisés incidents qui sont très habillés se trouvent soumis, dans leur référentiel, à un "vent d'électrons" très dense et très monocinétique. (Par exemple des ions xénon d'environ 30 MeV/u ressentent un vent d'électrons d'environ 16 keV dont la densité de courant est de l'ordre de 10^{14} A/cm². La pureté cinématique de cette configuration permet d'extraire les sections efficaces d'ionisation par impact électronique pour des ions lourds de différents états de charge⁹).

3 - La capture d'un électron libre par un ion canalisé

Les modes de capture "rares" entre un ion canalisé et les électrons semi-libres rencontrés doivent bien entendu respecter la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement et cela sans faire appel aux troisièmes corps "habituels" que sont les atomes cibles pour les ions non canalisés. Deux types de "troisième corps" ont été identifiés : les photons, dans le cas de la Capture Radiative, REC en anglais, qui est l'effet inverse de l'effet photoélectrique, et les propres électrons du projectile dans le cas d'une Capture Résonnante Diélectronique, RTE

en anglais, qui est l'inverse de l'effet Auger. Notons que, contrairement à la capture REC, la capture RTE n'apparaît qu'à des énergies bien précises du faisceau incident et n'est évidemment pas possible pour un ion incident nu. En revanche, ces modes de capture sont tous deux radiatifs, REC par nature, et RTE par décroissance du double état excité formé (voir figure 6b). Ainsi ces deux modes sont-ils simplement observables par une coïncidence entre la détection d'un ion ayant changé de charge ($q \rightarrow q - 1$) et la détection d'un photon monochromatique : par exemple $h\nu = 1/2 (m_e v_{ion}^2) + E_K$ dans le cas REC-K, et $h\nu = E_K - E_L$ dans le cas RTE-KLL (notation calquée sur celle de l'effet Auger : capture de l'électron libre vers la couche L de l'ion avec excitation simultanée d'un électron K du projectile vers sa couche L). Ces deux types de capture sont difficiles à observer hors-canalisation, car très minoritaires devant la capture mécanique. De plus, l'état initial de l'électron capturé étant ici très bien défini (électrons froids) les raies de rayonnement REC sont plus étroites en canalisation que le long d'une direction quelconque, de même la largeur de la résonance RTE est plus étroite en canalisation.

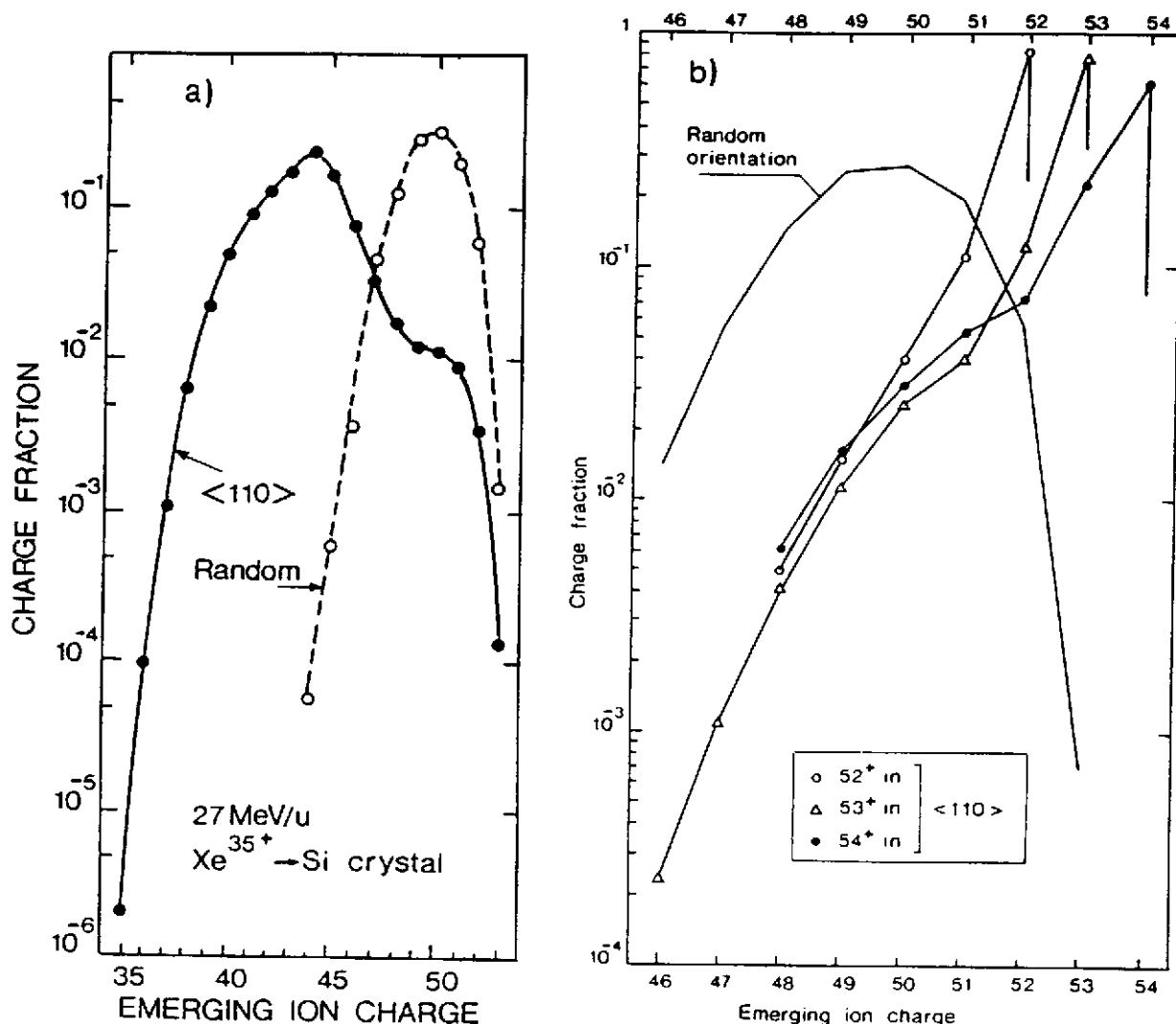


Figure 5 : Distributions de charges à la sortie d'un cristal de Si de 20 μm bombardé par un faisceau d'ions Xe de 27 MeV/u successivement non-aligné (random orientation) et aligné avec l'axe [110] :

- (a) les ions incidents sont très habillés (19 électrons liés : $q_{inc} = 35 +$),
- (b) les ions incidents sont nus ($54 +$), hydrogénoïdes ($53 +$) et héliumoïdes ($52 +$).

L'étude fine de ces captures rares présente un double intérêt : en physique atomique d'une part, cela permet de comparer les sections efficaces REC et RTE à celles des processus inverses, photoélectrique et Auger ; en physique du solide d'autre part, on peut utiliser les profils des raies REC et de la résonance RTE pour mesurer la largeur "locale" du profil Compton des électrons de valence (au cœur du canal), alors que toutes les autres méthodes de mesures donnent une valeur moyennée sur tout le gaz de valence.

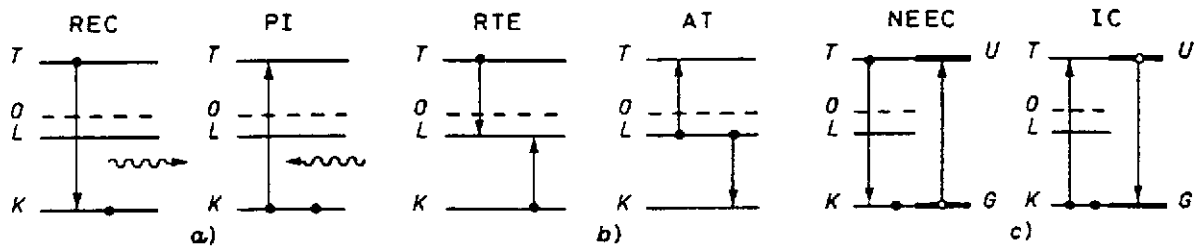


Figure 6 : Modes rares de captures entre un ion lourd de vitesse v et les électrons semi-libres du cristal (d'énergie $T = 1/2(m_e v^2)$ dans le référentiel de l'ion). Seules sont représentées les couches K et L de l'ion. L'état noté O représente le continuum de l'ion :

- (a) capture radiative (REC-K) et son inverse : la photoionisation (PI),
- (b) capture résonnante diélectronique (RTE-KLL) et son inverse : la transition Auger (AT),
- (c) capture résonnante nucléaire (NEEC-K) et son inverse la conversion interne (IC), ici G représente l'état fondamental du noyau et U l'état excité.

Un troisième mode de capture "exotique" a récemment été proposé¹⁰⁾ mais n'a toujours pas été observé : il s'agit d'une capture électronique résonnante, du type RTE, mais dans laquelle l'excitation atomique est remplacée par une excitation nucléaire, NEEC en anglais, dont l'inverse est la conversion interne nucléaire (figure 6c).

VII - EXCITATION COHERENTE D'UN ION CANALISE

V.V. Okorokov fut le premier à prédire que dans certaines conditions de résonance le potentiel résiduel $\delta V(x, y, z, t)$, qui a été négligé dans l'approximation continue de la canalisation, pourrait se manifester par l'excitation cohérente du projectile³⁾. Du point de vue purement cinématique, on peut prévoir (dans le système du cristal) que la résonance est atteinte, au cours d'une collision rasante avec une rangée d'atomes, lorsque le projectile possède une fréquence interne d'excitation (atomique ou nucléaire) qui est un multiple (k) de sa fréquence de collision ($\gamma v/d$) associée aux chocs successifs avec les atomes cibles, séparés d'une distance d , au cours de sa collision à la vitesse v avec la rangée d'atomes. La relation entre l'énergie ΔE de la transition à exciter dans le projectile et l'énergie E_r du faisceau canalisé à la résonance est alors :

$$E_r (MeV/u) = 931,5 \left[\left\{ 1 + \left(\Delta E (MeV) \frac{d}{k\hbar c} \right)^2 \right\}^{1/2} - 1 \right]$$

Dans l'espace des phases, c'est-à-dire dans le réseau réciproque du cristal, la cinématique de l'excitation cohérente correspond (comme beaucoup d'autres effets de cohérence) au transfert d'une quantité de mouvement $\Delta p = k \left(\frac{2\pi}{d} \right) \hbar$, c'est-à-dire à l'échange d'un vecteur G_k du réseau réciproque entre le projectile et le cristal.

Cette prédiction fut observée avec succès à Oak Ridge (USA)¹¹⁾ avec des ions semi-lourds à état de charge gelé. A des énergies incidentes de quelques dizaines de MeV, l'excitation résonnante d'un électron K vers un état L se révélait, au cours du balayage de l'énergie incidente du faisceau, par la perte de l'électron excité (le dégel de l'état de charge) à chaque passage d'une harmonique de la vitesse de résonance. En effet, le gel peut-être mainenu par un ion canalisé tant qu'il reste dans son état fondamental, mais être rapidement détruit lorsque l'ion "gonfle" vers une orbitale atomique moins liée et plus étendue (pénétrant donc dans des zones transverses où la densité et la température électroniques sont plus élevées). Dans les cas où l'ion est assez lourd pour que l'état excité reste stable vis-à-vis de la perte électronique, la résonance a pu être observée par la détection de la fluorescence de l'ion excité. Il s'est avéré que cette spectroscopie Okorokov des ions canalisés était un puissant moyen d'étude des champs électriques statiques (cristallin) et dynamiques (de sillage) ressentis par le projectile dans le cristal. En effet, ces champs sont suffisamment intenses pour perturber la structure atomique du projectile : par rapport aux énergies de résonances attendues dans le vide on observe des déplacements Stark et des levées de dégénérescences des niveaux excités.

Du point de vue cinématique l'excitation cohérente peut en principe s'étendre au domaine des énergies nucléaires. Cependant, les énergies incidentes nécessaires pour exciter des niveaux nucléaires de l'ordre de 100 keV seulement se mesurent déjà en dizaines de GeV par nucléon ! Les difficultés associées à la canalisation de faisceaux de telles énergies (dans la mesure où ils sont disponibles) expliquent que l'excitation cohérente nucléaire n'ait pas encore été observée. On peut cependant calculer la section efficace de cette excitation nucléaire par la méthode de Weizäcker-William, c'est-à-dire en calculant la probabilité d'excitation Coulombienne du projectile par les photons équivalents issus des interactions successives avec les atomes de la rangée. Le spectre de ces photons peut être décomposé en un fond continu dû à la vibration des atomes cibles, c'est la partie incohérente de l'interaction, et en des pics étroits qui induisent la partie cohérente recherchée de l'interaction. Contrairement au cas de l'excitation atomique, ce sont ici des transitions ΔE très énergétiques qui sont à priori mises en jeu et ce sont donc des photons durs qui sont nécessaires à l'excitation, c'est-à-dire des collisions rasantes avec les rangées d'atomes à des paramètres d'impact les plus petits possibles. Sachant qu'il faut préserver le régime de canalisation pour que le rapport (cohérent/incohérent) atteigne sa valeur maximum, on recherchera l'excitation cohérente autour de l'angle critique de canalisation, pour lequel r_{min} est de l'ordre de grandeur de u_1 l'amplitude de vibration thermique des atomes.

Une expérience est actuellement en cours au GANIL¹²⁾ pour explorer la possibilité d'excitation cohérente d'un noyau, non pas à partir de son niveau fondamental, mais d'un état métastable de durée de vie assez longue pour que l'on puisse préparer un faisceau parallèle et exciter dans un cristal mince aligné un niveau voisin très proche (ΔE seulement de quelques keV) donc à des énergies facilement accessibles ($E \sim$ quelques dizaines de MeV/u) puisque le ΔE est de l'ordre des énergies atomiques.

VIII - CONCLUSION

La première partie de ce cours avait pour but d'introduire les bases classiques de la canalisation, et d'en suggérer quelques applications pluridisciplinaires. Dans le cas de la canalisation d'ions lourds on a pu voir quelques facettes du microlaboratoire que constitue le canal :

- c'est un espace ne comprenant en principe aucun noyau de la matrice cristalline : l'apparition d'un noyau "incogru" sera détectable avec une extraordinaire sensibilité, qu'il s'agisse d'une impureté, d'un défaut cristallin, d'un atome thermiquement déplacé, ou même d'un noyau-composé de recul "sortant de l'ombre".

- c'est une cible d'électrons très dense, permettant d'étudier les phénomènes les plus rares de l'interaction ion-électron.
- c'est une cible d'électrons très froide, permettant d'approcher ce que serait l'interaction d'un ion lourd avec un gaz d'électrons libres.
- c'est enfin un bain de vecteurs réciproques, permettant d'échanger de façon collective de la quantité de mouvement entre le projectile et la cible et en particulier de réaliser l'excitation cohérente de l'ion canalisé.

Les aspects relativistes de la canalisation d'électrons sont revus dans l'article suivant par X. Artru.

IX - Références

- 1) M.T. Robinson and O.S. Oen, Phys. Rev., 132 (1963) 2385.
- 2) J. Lindhard, K. Dan Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd., 34 (1965) N°14.
- 3) V.V Okorokov, JETP Lett., 2 (1965) 111.
- 4) D.S. Gemmell, Rev. of Mod. Phys., 46 (1974) 129.
- 5) D.V. Morgan, "Channeling", J. Wiley and Sons 1973.
J.F. Ziegler, "New Uses of Ion Accelerators", Plenum Press 1975.
- 6) W.M. Gibson et al., Phys. Rev. Lett., 29 (1972) 74.
- 7) S.P. Moller et al., Phys. Lett. B, 256 (1971) 91.
- 8) Une revue simple des travaux effectués dans ce domaine au GANIL (collaboration CEN-Bordeaux, IPN Lyon, GPS Paris VII, CIRIL-Caen, LSI Palaiseau) est faite par Y. Quéré dans "Images de la Physique" (Courrier du CNRS), supplément au N° 77 (1991) 23.
- 9) S. Andriamonje et al., Phys. Rev. Lett., 63 (1989) 1930.
- 10) N. Cue, J.C. Poizat and J. Remillieux, Europhys. Lett., 8 (1989) 19.
- 11) C.D. Moak et al., Phys. Rev., A19 (1979) 977.
- 12) "Excitation cohérente d'un noyau isomérique dans un cristal aligné", Proposition d'Expérience GANIL-1991, par S. Andriamonje et al. (collaboration Bordeaux-Lyon-Paris-Caen-Palaiseau-Hong Kong).

RAYONNEMENT DE CANALISATION ET PHENOMENES DE CHAMP FORT

X. Artru

Institut de Physique Nucléaire de Lyon,
IN2P3-CNRS et Université Claude Bernard,
43 boulevard du 11 Novembre 1918, F-69622 Villeurbanne cedex, France

RESUME. Nous donnons ici une brève introduction théorique au rayonnement de canalisation, en comparant les approches classique et quantique et insistant sur les effets relativistes. Nous mentionnons les applications possibles. Puis nous donnons un aperçu des phénomènes de champ fort en Electrodynamique Quantique qui peuvent être testés avec des faisceaux d'électrons ou de photons de haute énergie interagissant avec un cristal en condition de canalisation.

ABSTRACT. We give a short theoretical introduction to channeling radiation, comparing the classical and quantum mechanical approaches and emphasizing on the relativistic effects. We mention the possible applications. Then we survey the phenomena of Quantum Electrodynamics in strong fields which can be tested with high energy electron or photon beams interacting with a crystal under channeling conditions.

1. INTRODUCTION

Les phénomènes de canalisation sont de mieux en mieux connus de la communauté des physiciens et J. Remillieux nous a montré de nombreux exemples d'application industrielles. Ceux-ci concernent jusqu'à présent des projectiles ioniques à basse énergie. Par contre, le *rayonnement de canalisation*, appelé aussi *rayonnement Kumakhov*¹⁾, semble encore dans l'enfance de la recherche fondamentale. Le but de cet article est de familiariser le lecteur avec les principaux phénomènes qui président au rayonnement de canalisation : effets relativistes, Doppler et quantiques. La théorie de la canalisation (sans rayonnement) sera supposée connue. Pour une documentation plus complète, le lecteur pourra consulter la revue de V. V. Beloshitsky et F. F. Komarov²⁾ sur le rayonnement Kumakhov et celle de J. C. Kimball et N. Cue³⁾ sur les phénomènes de champ fort en condition de canalisation. L'article expérimental de J. F. Bak *et al*⁴⁾ et la thèse de A. Belkacem⁵⁾ contiennent également des introductions théoriques concises.

Nous utiliserons les unités naturelles rationalisées : $\hbar = c = 1$ ($1 \text{ \AA}^{-1} = 1973 \text{ eV}$; $m^{-1} = 386 \text{ \AA}$) ; $e^2/(4\pi) = \alpha = 1/137$.

2. THEORIE QUANTIQUE

En complète analogie avec la physique atomique, nous avons des transitions radiatives

$$e^\pm \rightarrow e'^\pm + \gamma \quad (1)$$

entre états propres de E_T . Celles ci peuvent être de trois types (Fig. 1) : état lié \rightarrow état lié, état libre \rightarrow état lié, état libre \rightarrow état libre. Le *bremsstrahlung cohérent* fait partie de ce dernier cas. La règle d'or de Fermi nous donne la probabilité de transition par unité de temps :

$$\frac{d(\text{probabilité } i \rightarrow f)}{dt} = \sum_{\vec{\epsilon}} \int \frac{d^3\mathbf{k}}{2\omega} 2\pi \delta(E' + \omega - E) \times \left| e \int d^3\mathbf{X} \Psi_f^\dagger(\mathbf{X}) \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{X}) \vec{\epsilon}^* \cdot \vec{\alpha} \Psi_i(\mathbf{X}) \right|^2, \quad (2)$$

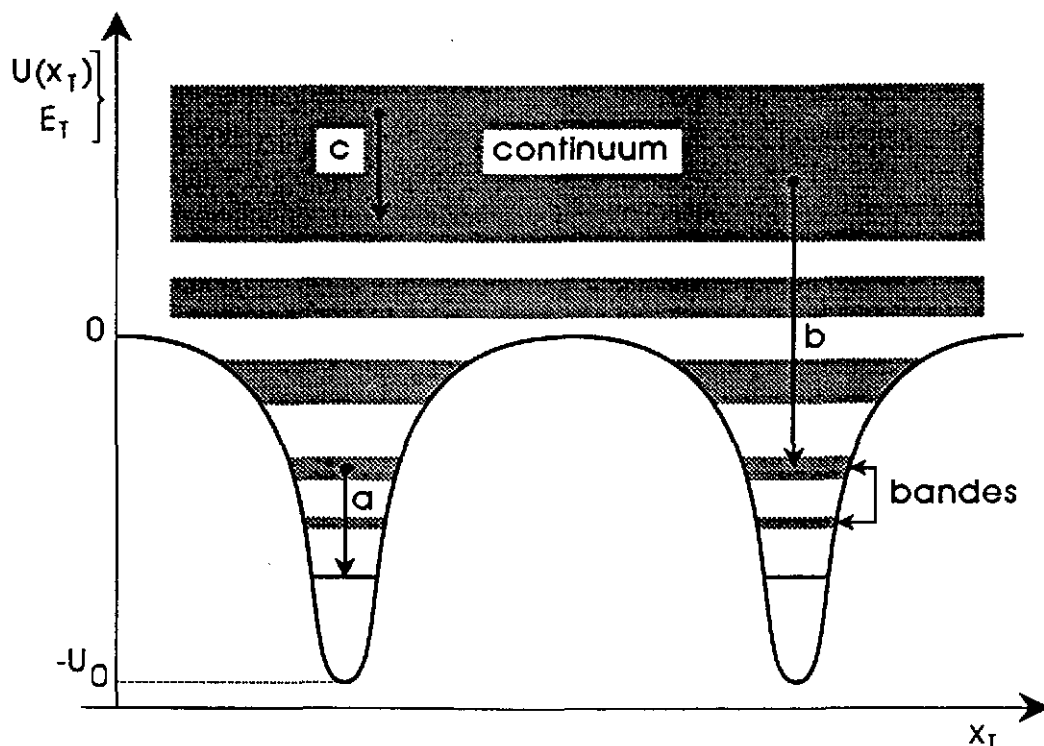


Fig. 1. Transitions radiatives entre niveaux d'énergie transverse : a) état lié \rightarrow état lié, b) état libre \rightarrow état lié, c) état libre \rightarrow état libre.

L'énergie et l'impulsion longitudinale sont conservées au cours de ce processus :

$$E = E' + \omega, \quad p_z = p'_z + k_z.$$

par différence, on obtient

$$E_T + m^2/(2E) = E'_T + m^2/(2E') + k_T^2/(2\omega), \quad (3)$$

ce qui peut s'écrire aussi

$$E_T - E_T' = \frac{\omega}{2}(\gamma^{-2} + \theta^2). \quad (4)$$

($\gamma = E/m \gg 1 \gg \theta =$ angle entre le photon et l'axe des z). Cette équation montre qu'on peut obtenir des photons quasi-monochromatiques à θ fixé par transition entre états canalisés profonds. Noter la grande différence d'ordre de grandeur entre le saut en énergie transverse ($\Delta E_T \sim 5$ eV) et l'énergie d'un photon émis vers l'avant ($\omega = 2\gamma^2 \Delta E_T \sim 100$ keV pour $E = 50$ MeV). On peut le comprendre avec l'argument relativiste (mais non rigoureux) suivant : Dans le référentiel accompagnateur RA (animé de la vitesse $\langle \vec{v} \rangle$), le potentiel est multiplié par un facteur voisin de γ à cause de la contraction de la chaîne d'atome (ou parce que U est la composante temps d'un quadrivecteur). Ainsi, dans ce référentiel, $\omega_{RA} =$ saut d'énergie transverse $= \gamma \Delta E_T(\text{lab.})$. Retournant dans le référentiel du laboratoire, l'effet Doppler entraîne $\omega = 2\gamma \omega_{RA}$. En outre, la transformation de Lorentz fait passer d'une distribution angulaire symétrique dans RA à une distribution piquée vers l'avant ($\theta \sim \gamma^{-1}$) dans le laboratoire.

Sachant que $\Delta E_T \sim \gamma^{-1/2}$, les raies de canalisation croissent comme $\gamma^{3/2}$. Nous avons donc une source *directionnelle* et accordable de rayons gamma.

L'approximation dipolaire est valable si $p_T \ll m$, c.à.d. si l'électron est non relativiste dans le repère accompagnateur. Elle conduit à des règles de sélection analogues à celles de la spectroscopie atomique ; en particulier on n'a de transition (forte) qu'entre états transverses de parité opposées. Dans le cas de positons canalisés planairement, le potentiel est approximativement parabolique, les niveaux $E_T(n)$ sont équidistants et on a la règle $n' = n - 1$, d'où une raie unique.

Enfin, dernière propriété intéressante dans le cas planaire, le rayonnement est *polarisé linéairement* perpendiculairement au plan de canalisation.

3. THEORIE CLASSIQUE ($\omega \ll E$).

Le nombre d'états liés augmentant rapidement avec l'énergie, la théorie quantique devient impraticable à des énergies de l'ordre du GeV et un traitement classique devient réaliste. Une charge classique en mouvement rayonne une énergie W avec le spectre différentiel

$$I(\omega, \hat{n}) \equiv \frac{dW}{d\omega d^2 \hat{n}} = \frac{\alpha}{4\pi^2} \omega^2 |\tilde{\mathbf{w}}_{\perp}(\omega)|^2 = \frac{\alpha}{4\pi^2} |\tilde{\mathbf{a}}_{\perp}(\omega)|^2, \quad (5)$$

$$\tilde{\mathbf{a}}_{\perp}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{i\omega\tau} \mathbf{a}_{\perp}(\tau) \quad (\text{idem pour } \tilde{\mathbf{w}}_{\perp} \text{ and } \mathbf{w}_{\perp}). \quad (6)$$

Ci-dessus, \hat{n} désigne la direction de l'observateur, $\tau = t - \hat{n} \cdot \mathbf{X}(t)$ le "temps retardé", $\mathbf{w}_{\perp} = d\mathbf{X}/d\tau$ la vitesse transverse apparente (qui peut être plus grande que la vitesse de la lumière !) et \mathbf{a}_{\perp} l'accélération transverse apparente. Ici, "transverse", symbolisé par \perp se rapporte à \hat{n} (ne pas confondre avec τ). Nous pourrions utiliser

$$d\tau \simeq \frac{1}{2}(\gamma^{-2} + v_{\perp}^2), \quad v_{\perp} \simeq v_T - \hat{n}_T.$$

Noter la non-linéarité de τ en fonction de t , sauf dans le cas de l'approximation dipolaire. Si le mouvement est *périodique* (à un mouvement rectiligne uniforme près ; c'est le cas de

la canalisation planaire ou du bremsstrahlung cohérent), le spectre est composé de raies données par

$$\frac{2N\pi}{T} = \frac{\omega}{2} (\gamma^{-2} + \langle v_{\perp}^2 \rangle) \quad (N \text{ entier}). \quad (7)$$

Cette équation, qui ressemble à (4), s'applique aussi bien aux onduleurs. Pour un mouvement de rosette, remplacer N/T par $N_r/T_r + N_a/T_a$ où T_r et T_a sont les périodes radiales et angulaires (en général non commensurables). Un mouvement chaotique ($E_T > 0$ en canalisation axiale⁶) devrait donner un spectre à allure fractale. Dans tous les cas, on a une *fréquence de coupure*

$$\omega_c = \gamma^2 \max \left\{ \frac{F}{m}, \frac{1}{\Delta t} \right\}, \quad (8)$$

où Δt est l'échelle de temps des variations d'accélération.

Règles de somme classiques. En utilisant la formule de Parseval-Plancherel, on obtient la suite infinie de règles de somme :

$$\int_0^{\infty} d\omega \omega^{2n-4} I(\omega, \hat{n}) = \frac{\alpha}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \left(\frac{d^n \mathbf{X}_{\perp}}{d\tau^n} \right)^2. \quad (9)$$

Le cas $n = 2$, intégré sur la direction du photon, donne la formule de Liénard⁷ qui, pour $\gamma \gg 1$, peut s'écrire

$$W = \frac{2}{3} \alpha \int_{-\infty}^{\infty} dt \left(\frac{\gamma F_{\perp}}{m} \right)^2 \quad (10)$$

(ici F_{\perp} est la composante de la force perpendiculaire à la vitesse). L'énergie rayonnée par unité de longueur est donc la même que dans une machine synchrotron (fictive) ayant un champ équivalent (en canalisation planaire, on a par exemple des champs de 30 volt/Å $\sim 10^3$ tesla). Cependant le spectre est beaucoup plus dur. Cette correspondance a été vérifiée avec une bonne précision dans une expérience faite à l'Accélérateur Linéaire de Saclay⁸).

D'après la règle de somme de Liénard, un électron rayonnerait à peu près la même énergie dans la matière amorphe et dans un cristal aligné, si on met pour F_T le champ microscopique au lieu du champ de Lindhard. Mais un tel champ donnerait des fréquences classiques telles que $\hbar\omega > E$, ce qui est impossible quantiquement. Il faut donc appliquer la formule de Liénard avec le champ "lissé" sur une longueur de l'ordre de γm^{-1} (pour avoir $\omega_c \leq E$). Ce lissage nous ramène pratiquement au champ de Lindhard. C'est pourquoi les électrons et les positons de haute énergie rayonnent beaucoup plus dans un cristal aligné que dans la matière amorphe (à numéro atomique égal).

Voici une autre manière (heuristique) de voir comprendre cette différence : Dans un matériau désordonné, le rayonnement est essentiellement du bremsstrahlung sur noyaux pris isolément, avec une section efficace proportionnelle à Z^2 . Dans un cristal, un groupe de N noyaux alignés parallèlement à la trajectoire de l'électron est "vu" par celui-ci comme un "supernoyau" de charge NZe (see Fig. 2) ; le bremsstrahlung est alors proportionnel à $(NZ)^2$, divisé par N puisqu'il y a N fois moins de "supernoyaux" que de noyaux. Le gain net est donc d'un facteur N (N est limité par la *longueur de cohérence* $\sim \gamma^2/\omega$).

Comme exemple d'application, le rayonnement de canalisation pourrait être utilisé pour produire des positons avec un rendement d'environ un e^+ par électron incident⁹⁾.

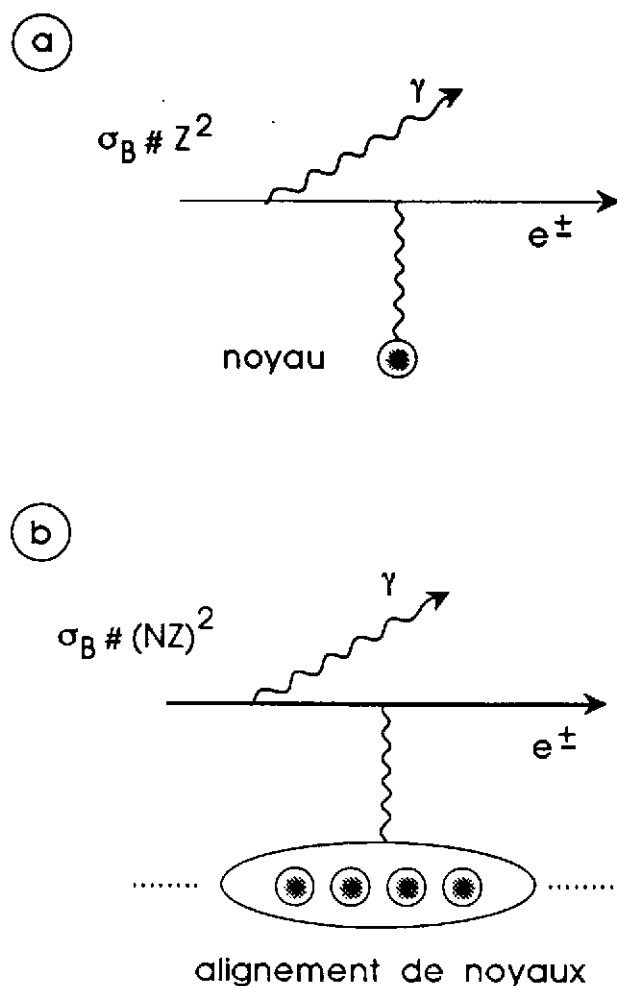


Fig. 2. Diagramme de Feynman pour le bremsstrahlung : a) processus incohérent ; b) processus cohérent sur plusieurs noyaux alignés.

4. PHENOMENES D'ELECTRODYNAMIQUE QUANTIQUE EN CHAMP FORT

En électrodynamique quantique (EDQ), on introduit un *champ critique*

$$\mathcal{E}_{cr} = \frac{m^2}{e} = 1.32 \times 10^8 \text{ volt}/\text{\AA} = 4.41 \times 10^9 \text{ tesla} \quad (11)$$

dans lequel un électron est soumis à la "force critique" = m^2 = une masse d'électron par longueur Compton. Un champ statique uniforme crée spontanément (par effet tunnel) des paires $e^+ e^-$ avec un fréquence proportionnelle à $\exp(-\pi\mathcal{E}/\mathcal{E}_{cr})$ (le même mécanisme est à l'oeuvre pour la création de paires quark-antiquark le long d'une corde). Dans un cristal de germanium, par exemple, le champ de Linhard est "seulement" de l'ordre de $10^3 \text{ V}/\text{\AA}$, mais on peut le renforcer artificiellement par transformation de Lorentz : un électron de 50 GeV canalisé le long de l'axe $\langle 110 \rangle$ du germanium "voit" un champ $\gamma\mathcal{E} \sim \mathcal{E}_{cr}$. La même situation arrive aussi en astrophysique où l'on a d'une part des électrons de très haute énergie, d'autre part des champs magnétiques intenses. Dans un cas comme dans l'autre, on s'attend à des effets inhabituels.

Faillite de la Théorie Classique du Rayonnement

En introduisant le *paramètre de criticité*

$$\chi = \gamma \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_{cr}}, \quad (12)$$

on peut récrire la fréquence de coupure en champ uniforme sous la forme $\omega_c = \chi E$; ainsi, pour $\chi > 1$ la théorie classique du rayonnement synchrotron prédit l'émission de photons d'énergie plus grande que celle de l'électron. En fait, elle ignore les effets de recul. Fort heureusement, il existe une formule *semi-classique*, dite de Baier-Katkov¹⁰⁾, qui tient compte de tels effets. Tout d'abord, il faut remplacer ω dans les formules (6) et (7) par

$$\omega' = (E/E')\omega = E\omega/(E - \omega) \quad (13)$$

Aussi faut-il remplacer le membre de gauche de (8) par $\omega'_c = E\omega_c/(E - \omega_c)$, ω'_c pouvant dépasser E . Ensuite il faut modifier (5) ainsi

$$\frac{d(\text{nb. de photons})}{d\omega d^2\hat{n}} = \frac{\alpha}{8\pi^2} \omega \left[\left(\frac{1}{\gamma'} - \frac{1}{\gamma} \right)^2 |\tilde{w}_0(\omega')|^2 + \left(1 + \frac{\gamma^2}{\gamma'^2} \right) \tilde{w}_\perp(\omega') \cdot \tilde{w}_\perp^*(\omega') \right], \quad (14)$$

où, par analogie avec (6), on a posé

$$\tilde{w}_0(\omega') = \int d\tau \exp(i\omega'\tau) \frac{dt}{d\tau}. \quad (15)$$

Cette formule s'applique aussi au bremsstrahlung incohérent, si on prend comme trajectoire classique une ligne brisée correspondant aux diffusions multiples. Malheureusement, on ne peut en extraire des règles de somme simples ; celle de Liénard surestime l'énergie rayonnée.

La théorie du rayonnement en champ fort a été testée pour la première fois dans l'expérience NA33 du CERN¹¹⁾. Des électrons ou des positons de 150 GeV étaient envoyés sur un cristal de germanium d'épaisseur 180 μm parallèlement à l'axe $\langle 110 \rangle$. Le cristal était refroidi à 100° K afin de renforcer le champ (en effet, les vibration thermiques des atomes "émoussent" le potentiel de Lindhard). Tout était conforme aux prévisions, sauf un pic en $x = W/E_0$, à $x = 0,85$ dans le cas des électrons ($E_0 =$ énergie initiale = 150 GeV). Ce pic a été expliqué par la suite comme résultant d'une "cascade radiative auto-accélérée"¹²⁾ ; en effet, un photons émis emporte non seulement de l'énergie tout court mais aussi de l'énergie transverse ; le mouvement de rosette après émission est donc plus près de l'axe (Fig. 3), donc dans un champ plus fort. Ceci appelle une nouvelle émission et ainsi de suite.

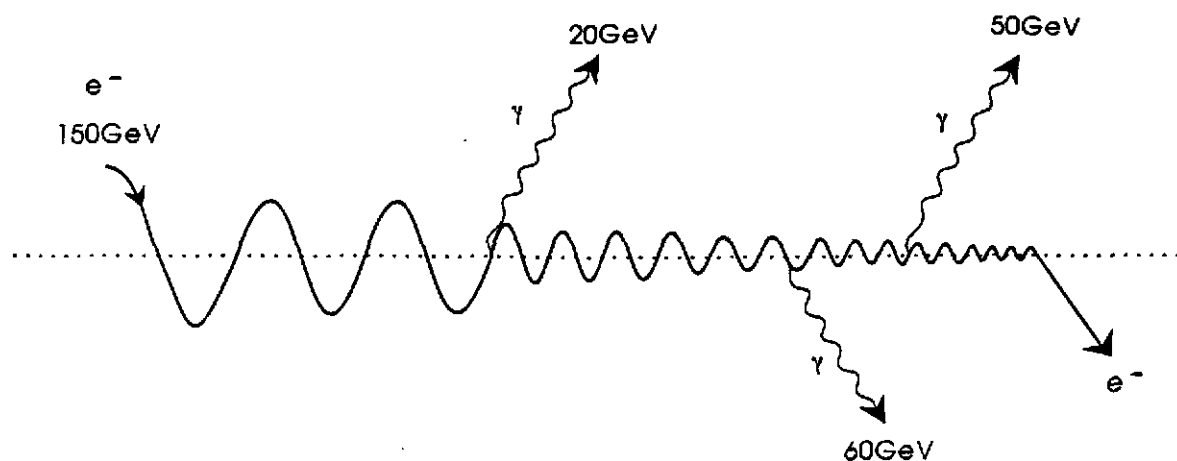


Fig. 3. Emissions successives de photons de haute énergie par un électron spiralant autour d'une chaîne d'atomes. Le rayon de la spirale décroît à chaque émission. A la fin, l'électron est décanalisé par une collision rapprochée avec un noyau.

Création de Paires en Champ Fort

La substitution $E' \rightarrow -E'$ dans (14) permet, par croisement, de prédire la réaction

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad (16)$$

aussi bien en champ inhomogène qu'en champ uniforme. La conservation de $E - p_z$ s'écrit

$$k_T^2/(2\omega) = E_T + m^2/(2E) + E'_T + m^2/(2E'), \quad (17)$$

qui peut se déduire de (3) par croisement. Pour $k_T^2/(2\omega) \gg U_0$ nous avons la *production cohérente de paires*, qui est le processus croisé du bremsstrahlung cohérent. Ce qui est

vraiment nouveau est la *création en champ uniforme* qui a lieu pour $k_T \simeq 0$, avec une intensité

$$\frac{d(\text{probabilité})}{dt} = \frac{\alpha m}{3^{3/2} \pi \gamma} \int_0^1 dy \frac{9 - y^2}{1 - y^2} K_{2/3} \left(\frac{8}{3\chi(1 - y^2)} \right), \quad (18)$$

où χ est obtenu de (12) en prenant $\gamma = \omega/m$ et $K_{2/3}$ est la fonction de Bessel modifiée d'ordre 2/3. Cette réaction est interdite classiquement mais permise quantiquement par effet tunnel. Elle a un seuil "cinématique" à $\omega = 2m^2/U_0$ ($\sim 1,5$ GeV pour le germanium $< 110 >$; $U_0 \sim 300$ eV est la profondeur du puit de potentiel); en fait, $K_{2/3}$ décroît exponentiellement aux grandes valeurs de l'argument, de sorte que le seuil "dynamique" est donné par $\chi \sim 1$ ($\omega \sim 50$ GeV pour le germanium).

Cet effet a également été testé pour la première fois dans l'expérience NA33¹³⁾.

A cause des productions de paires tant cohérentes qu'en champ fort, les cristaux orientés sont de meilleurs convertisseurs de gammas que la matière amorphe (à numéro atomique équivalent). Comme ils sont aussi de meilleurs radiateurs, ils pourraient être utilisés pour fabriquer des calorimètres électromagnétiques très compacts et directionnels pour la physique des particules et l'observation des sources gamma en astrophysique¹⁴⁾.

la Partition du Photon

En champ fort, un photon peut se convertir en *deux* photons par création puis annihilation d'une paire virtuelle (Fig.4) avec une probabilité d'ordre α^2/π^2 fois celle de la création de paire $e^+ e^-$ ¹⁵⁾. Encore une fois, le champ fort artificiellement créé dans un cristal orienté à haute énergie pourrait être le laboratoire de cet *effet non-linéaire* de l'EDQ. La principale difficulté réside dans l'obtention d'une source de photons isolés; les photons créés par bremsstrahlung sont contaminés par des paires de photons provenant du double bremsstrahlung au niveau de $\sim 1\%$. De telles paires peuvent simuler des événements de partition. Une solution serait d'utiliser des photons provenant de la désintégration de π^0 . Ceux-ci sont en paires, mais l'autre photon est suffisamment loin angulairement pour ne pas gêner.

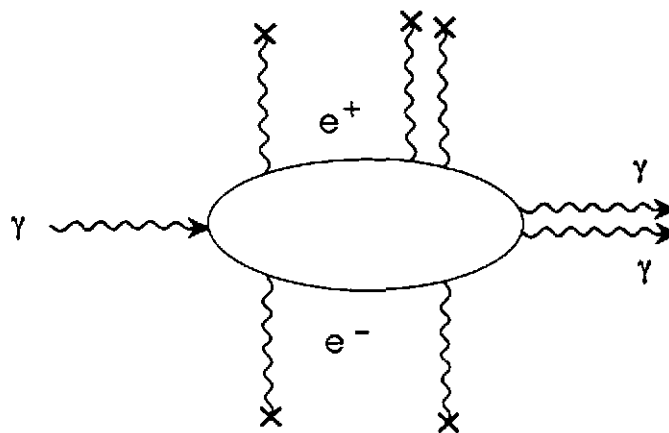


Fig. 4. Diagramme de Feynman de la partition du photon dans un champ électromagnétique intense. Celui-ci est représenté par les traits sinusoïdaux verticaux.

5. CONCLUSION

Pour un théoricien, le rayonnement de canalisation constitue un sujet d'étude très riche et excitant. Des phénomènes ultrarelativistes ($E \sim 10$ MeV jusqu'à des centaines de GeV) sont gouvernés par les potentiels "ténus" ($U_0 \sim 10$ à 10^3 eV) de la physique du solide ; On doit traiter des processus périodiques ou chaotiques, cohérents ou incohérents, perturbatifs ou non-perturbatifs. Bien que les différentes branches de la physique impliquées soient suffisamment bien connues, de nombreuses questions théoriques se posent dès qu'on les met en contact.

Pour la physique appliquée, le rayonnement de canalisation et la production de paires "assistée par cristal" ont un avenir prometteur : sources intenses, monochromatiques, accordables et polarisées de rayons gamma ; détecteurs directionnels pour l'astronomie gamma et la physique des particules ; sources intenses de positons. Une question importante, qui conditionne les "sources intenses", reste toutefois ouverte : Quelle dose de faisceau un cristal peut-il subir sans perdre ses propriétés canalisatrices ? Une expérience avec un faisceau de protons¹⁶⁾ a montré qu'un cristal de silicium tolère une fluence d'au moins 10^{19} particules par cm^2 . A 10^{21} cm^{-2} , chaque atome de la cible est délogé en moyenne une fois de son site cristallin, mais on peut compter sur des phénomènes de "recuit" pour atténuer ces défauts.

REFERENCES

- 1) M. A. Kumakhov, *Phys. Lett.* **57**, 17 (1976).
- 2) V. V. Beloshitsky, F. F. Komarov, *Phys. Rep.* **93**, 117 (1982).
- 3) J. C. Kimball et N. Cue, *Phys. Rep.* **125**, 69 (1985).
- 4) J. F. Bak *et al*, *Nucl. Phys.* **302**, 525 (1988).
- 5) A. Belkacem, *thèse de Doctorat d'Etat*, Institut de Physique Nucléaire de Lyon, publication n° LYCEN T 8657.
- 6) A. I. Akhiezer, V. I. Truten' et N. F. Shul'ga, *Phys. Rep.* **203**, 289 (1991).
- 7) J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (Wiley, New York, 2^{ème} édition, 1965, formule (14.26)
- 8) M. Gouanère *et al*, *Phys. Rev.* **B38**, 4352 (1988). Par suite d'une erreur, tous les flux de photons exprimés en ($\text{eV}^{-1} \mu\text{m}^{-1} \text{sr}^{-1}$) dans les figures de cette référence doivent être divisés par 10^6 .
- 9) R. Chehab *et al*, *proc. of the IEEE 1989 Particle Accelerator Conference*, Chicago, II. (20-23 Mars, 1989)
X. Artru *et al*, *proc. of the IEEE 1991 Particle Accelerator Conference*, San Francisco, CA. (6-9 Mai, 1991)
- 10) V.N. Baïer et V.M. Katkov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **53**, 1478 (1967) (*Sov. Phys. JETP* **26**, 854 (1968) ;
Zh. Eksp. Teor. Fiz. **55**, 1542 (1968) (*Sov. Phys. JETP* **28**, 807 (1969)) ;
V.N. Baïer, V.M. Katkov et V. S. Fadin, *Moscow Atomizdat* (1973) et Ref. 12.
- 11) A. Belkacem *et al*, *Phys. Lett.* **B177**, 211 (1986) ; **B206**, 561 (1988).

- 12) V. V. Tikhomirov, *Phys. Lett. A* **125**, 411 (1987) ;
X. Artru, *Phys. Lett. A* **128**, 302 (1988) ;
V. N. Baïer, V. M. Katkov et V. M. Strakhovenko, *Phys. Lett. A* **132**, 211 (1988).
- 13) A. Belkacem *et al.*, *Nucl. Inst. Meth. B* **13**, 9 (1986).
- 14) V. N. Baïer, V. M. Katkov et V. M. Strakhovenko, *Nucl. Inst. Meth. A* **250**, 514 (1986).
- 15) V. N. Baïer, A. I. Milstein et R. Zh. Shaisultanov, *Phys. Lett. A* **120**, 255 (1987).

Liste des "Séminaires Jeunes"

- **AMGHAR A. (ISN Grenoble)**
Propriétés électromagnétiques du deuton.
- **AOUISSAT Z. (ISN Grenoble)**
Corrélations $\pi\pi$ dans la matière nucléaire.
- **BERNARDOS P. (Univ. Santander)**
Susceptibilité magnétique en matière nucléaire.
- **BOUKOUR A. (UL Bruxelles)**
Décomposition d'amplitudes de diffusion.
- **BROHM Th. (TH Darmstadt)**
Fragmentation de faisceaux secondaires.
- **CHOI S. (CE Saclay)**
Corrections radiatives dans la diffusion d'électrons.
- **CUSSOL D. (LPC Caen)**
"INDRA".
- **GOSSIAUX P.B. (Univ. Liège)**
Le $c\bar{c}$ dans tous ses états.
- **KERHOAS S. (CE Saclay)**
Photoréactions sur les noyaux légers.
- **KRUGLANSKI M. (UL Bruxelles)**
Bremsstrahlung $\alpha\alpha$.
- **PUSSIEUX T. (CE Saclay)**
Programme d'analyse de l'expérience SMC.
- **REAL J.S. (ISN Grenoble)**
Polarimètre à deuton.
- **RÖHL C. (CEN Bordeaux)**
Capture radiative électronique du Kr à 60 MeV/u en conditions de canalisation.
- **VAN DER SLUYS V. (Univ. Gand)**
Effects of Coulomb distortions in $(e,e'p)$ reactions.

LISTE DES PARTICIPANTS 1992

ABGRALL Y., LPT Bordeaux - rue du Solarium, 33175 Gradignan cedex
AMGHAR A., ISN Grenoble - 53 Av. des Martyrs, 38026 Grenoble cedex
ANDRIAMONJE S., CEN Bordeaux - Le Haut-Vigneau, 33175 Gradignan cedex
AOUISSAT Z., ISN Grenoble - 53 Av. des Martyrs, 38026 Grenoble cedex
ARTRU X., IPN Lyon - 43 Bd 11 Novembre 1918, 69622 Villeurbanne cedex
ARVIEUX J., Laboratoire National Saturne - 91191 Gif-sur-Yvette cedex
BERNARDOS P., Dpto Fisica Moderna - Facultad de Ciencias, Avda de los Castros s/n,
E-39005 Santander, Espagne
BITAUD L., SPTN - CE Bruyères-le-Châtel, BP 12, 91680 Bruyères-le-Châtel
BLAIZOT J.P., SPHT - CE Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex
BOUKOUR A., Phys. Nucl. Théor. - UL Bruxelles, CP229, B-1050 Bruxelles
BOURENANE M., USTHB Alger - Physique Nucléaire, BP 32, El-Alia Alger, Algérie
BRETON V., LPC Clermont II - Université Blaise Pascal, 63177 Aubière cedex
BROHM Th., Inst. Kernphysik, TH Darmstadt - Schlossgartenstr. 9, D-6100 Darmstadt, RFA
CAILLON J.Ch., LPT Bordeaux - rue du Solarium, 33175 Gradignan cedex
CARLOS P.J., DAPNIA/SPhN - CE Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex
CHOI S., DAPNIA/SPhN - CE Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex
CUGNON J., PNT - Inst. Physique B5, Sartilman, B-4000 Liège, Belgique
CUSSOL D., LPC Caen - Université de Caen, Bd Maréchal Juin, 14050 Caen cedex
DESCOUEMONT P., Phys. Nucl. Théor. - UL Bruxelles, CP229, B-1050 Bruxelles, Belgique
D'HOSE N., DAPNIA/SPhN - CE Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex
DUCRET E., DAPNIA/SPhN - CE Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex
DUFOUR M., CRN Strasbourg - BP 20CR, 67037 Strasbourg cedex
DUVAL M.-A., IPN - BP 1, 91406 Orsay cedex
ERAZMUS B., LPN - Université de Nantes, 2 rue de la Houssinière, 44072 Nantes cedex
FLEURIEL O., LPN - Université de Nantes, 2 rue de la Houssinière, 44072 Nantes cedex
FONVIEILLE H., LPC Clermont II - Université Blaise Pascal, 63177 Aubière cedex
FRASCARIA R., IPN Orsay - BP 1, 91406 Orsay cedex
FROIS B., DAPNIA/SPhN - CE Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex
FURGET C., ISN Grenoble - 53 Av. des Martyrs, 38026 Grenoble cedex
GOSSIAUX P.-B., Ins. Phys. B5, Sartilman, B-4000 Liège, Belgique
GOUTTE D., DAPNIA/SPhN - CE Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex
GREWE A., Inst. für Kernphysik - TH Darmstadt, Schlossgartenstr. 9, D-6100 Darmstadt, RFA
GROSSIORD J.Y., IPN Lyon - 43 Bd du 11 Novembre 1918, 69622 Villeurbanne cedex
HADDAD F., LPN - Université de Nantes, 2 rue de la Houssinière, 44072 Nantes cedex
KERHOAS S., DAPNIA/SPhN - CE Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette
KOX S., ISN Grenoble - 53 Av. des Martyrs, 38026 Grenoble cedex
KRUGLANSKI M., Phys. Nucl. Théor. - UL Bruxelles, CP 229, B-1050 Bruxelles, Belgique
LABARSOUCHE J., LPT Bordeaux - rue du Solarium, 33175 Gradignan cedex

LAUTESSE P., IPN Lyon - 43 Bd 11 Novembre 1918, 69622 Villeurbanne cedex
LEANDRI J., LPT Bordeaux - rue du Solarium, 33175 Gradignan cedex
LEBRUN C., LPC Caen - Université de Caen, Bd Maréchal Juin, 14050 Caen cedex
LECLERCQ-WILLAIN C., Phys. Nucl. Théor. - UL Bruxelles, CP 229, B-1050 Bruxelles, Belgique
LE GOFF J.-M., DAPNIA/SPhN - CE Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette
LEPRETRE A., DAPNIA/SPhN - CE Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex
LONTIE S., DPN - Univ. Catholique de Louvain, 2 Chemin du Cyclotron, B-1348 Louvain-la-Neuve, Belgique
LOPEZ M., U Cantabrica - Dpto Fisica Aplicada - Facultad de ciencias, Avda. Los Castros s/n, E-39005 Santander, Espagne
MALEK F., IPN Lyon - 43 Bd 11 Novembre 1918, 69622 Villeurbanne cedex
MARCOS S., U Cantabrica - Dpto Fisica Aplicada - Facultad de ciencias, Avda. Los Castros s/n, E-39005 Santander, Espagne
MATHIOT J.F., IPN Orsay - BP1, 91406 Orsay cedex
MARTIN L., LPN - Université de Nantes, 2 rue de la Houssinière, 44072 Nantes cedex 03
MARTINO J., DAPNIA/SPhN - CE Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex
MEOT V., DAPNIA/SPhN - CE Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex
MERABET H., IPN Orsay - BP 1, 91406 Orsay cedex
MORAND B., LPT Bordeaux - rue du Solarium, 33175 Gradignan cedex
NEUMEIER S., GSI - Postfach 11 0552 D-6100 Darmstadt, Allemagne
NIEMBRO R., U Cantabrica - Dpto Fisica Aplicada - Facultad de ciencias, Avda. Los Castros s/n, E-39005 Santander, Espagne
PUSSIEUX T., DAPNIA/SPhN - CE Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex
REAL J.S., ISN Grenoble - 53 Av. des Martyrs, 38026 Grenoble cedex
REIDEMEISTER G., Phys. Nucl. Théor. UL Bruxelles, CP 229, B-1050 Bruxelles, Belgique
REMILLIEUX J., IPN Lyon - 43 Bd du 11 Novembre 1918, 69622 Villeurbanne cedex
ROHL C., CEN Bordeaux - Le Haut-Vigneau, 33175 Gradignan cedex
ROUDOT F., IPN Orsay - BP 1, 91406 Orsay cedex
SEZAC L., LPN Nantes - Université de Nantes, 2 rue de la Houssinière, 44072 Nantes cedex
SIDA J.L., DAPNIA/SPhN - CE Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex
SMADJA G., IPN Lyon - 43 Bd du 11 Novembre 1918, 69622 Villeurbanne cedex
VAN DE VYVER R., Inst. Phys. Théor. - Rijksuniv.-Gent, Proeftuistraat 86, B-9000 Gent, Belgique
VAN DER SLUYS V., Inst. Phys. Théor. - Rijksuniv.-Gent, Proeftuistraat 86, B-9000 Gent, Belgique
VERNIN P., DAPNIA/SPhN - CE Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex
VOUTIER E., ISN Grenoble - 53 Av. des Martyrs, 38026 Grenoble cedex