

1989

« Nucléons dans le noyau, mais encore... »
Maubuisson, 8^{ème} session – 11-15 septembre 1989

Table des matières détaillée

Avant-propos P. Quentin	p. i
I - Fonctions de Green et quasi particules P. Grange	p. 3
II - Concepts de quasi-particules : aspects relativistes J.-F. Mathiot	p. 55
III - La taille du nucléon dans le noyau et l'effet EMC M. Ericson	p. 75
IV - Quarks and gluons in nuclei H.-J. Pirner	p. 101
V - Le delta dans les noyaux – expériences M. Roy-Stephan	p. 133
VI - Physique nucléaire avec étrangeté R. Frascaria	p. 165
VII - Quasi-particules loin de la mer de Fermi S. Galès	p. 213
VIII - La diffusion d'électrons montre-t-elle un gonflement du nucléon Dans le noyau ? A. Magnon	p. 243
IX - Evolution stellaire et nucléosynthèse M. Arnould	p. 247
X - Delta dans les noyaux : aspects théoriques J. Delorme	p. 251

ECOLE JOLIOT-CURIE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE

Maubuisson, Gironde

8^{me} session, 11-15 Septembre 1989

Sous le patronage de

l'Institut de Physique Nucléaire et de Physique des Particules

IN2P3

avec la participation de

l'Institut de Recherche Fondamentale

CEA

NUCLEONS DANS LE NOYAU, MAIS ENCORE...

**P. GRANGE
J.F. MATHIOT
M. ERICSON
H.J. PIRNER
M. ROY-STEPHAN
J. DELORME
R. FRASCARIA**

**S. GALES
A. MAGNON
M. ARNOULD**

Cours enseignés aux précédentes sessions de l'École 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. Arvioux,
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

Ces cours peuvent être consultés dans les bibliothèques des laboratoires concernés de l'IN2P3, du CEA et au CERN. Quelques exemplaires des cours 1983, 1985, 1987, encore disponibles, peuvent être obtenus sur demande auprès de :

Josette GARRABOS

CEN Bordeaux

Le Haut-Vigneau

33170 Bordeaux, France

Angela DELAUNAY

IN2P3

20 rue Berbier du Mets

75013 Paris, France

Les cours de la session 1988 pour a) sont en vente aux Editions de Physique, Paris - b) peuvent être obtenus sur demande auprès de Véronique VIAL à l'IN2P3.

**CONSEIL SCIENTIFIQUE DE
L'ECOLE JOLIOT-CURIE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE 1989**

Bordeaux CEN	J. QUEBERT
Bordeaux LPT	Y. ABGRALL, P. QUENTIN
Caen GANIL	H. DOUBRE, C. GREGOIRE
Caen LPC	B. TAMAIN
Grenoble ISN	M. BUENERD, M. DURAND
Lyon IPN	R. BERAUD, J. DELORME
Montreal	J. BARRETTE (McGill Univ.)
Orsay CSNSM	P. AGUER
Orsay IPN	P. CHOMAZ, B. DESPLANQUES, M. ROY-STEPHAN
Saclay CEN	R. BABINET, P. BONCHE, J. GOSSET, D. GOUTTE
Strasbourg CRN	C. BECK, B. HAAS
Bruxelles UL	P.H. HEENEN

**COMITE D'ORGANISATION DE
L'ECOLE JOLIOT-CURIE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE 1989**

**J. DELORME, B. DESPLANQUES, D. GOUTTE, P.H. HEENEN, P. QUENTIN,
M. ROY-STEPHAN**

TABLE DES MATIERES

AVANT-PROFOS

Ph. QUENTIN

FONCTIONS DE GREEN ET QUASI PARTICULES	3
<i>P. GRANGE</i>	
I - FONCTIONS DE GREEN : INTRODUCTION, UTILITE	4
a) Le cas électrostatique	4
b) Solution des équations de Maxwell pour A et ϕ	5
c) Réponse linéaire d'un système quantique	6
d) L'oscillateur harmonique amorti	9
II - DEFINITIONS ET PROPRIETES DES FONCTIONS DE GREEN	11
a) Fonctions de Green à 2 temps	11
b) Propriétés	12
c) Forme spectrale	14
d) Règles de somme	15
e) Fonction de Green à température finie	16
III - FONCTIONS DE GREEN A UNE PARTICULE	18
a) Généralités	18
b) Particules indépendantes	20
c) Quasi-particules	21
d) Considérations préliminaires sur l'énergie propre	23
e) Equation du mouvement pour la fonction de Green à une particule	26
f) Potentiel thermodynamique et fonction de Green	27
IV - APPROXIMATIONS GENERALES	29
a) Développement perturbatif avec un potentiel à un corps	
b) Développement perturbatif pour des particules en interaction	32
c) Self-énergie	34
d) Validité de l'approximation au 1er ordre en V	39

V - APPROXIMATIONS SPECIFIQUES POUR L'ENERGIE PROPRE	41
a) Pourquoi sommer les diagrammes en anneaux?	41
b) Comment traiter une interaction fortement répulsive?	43
c) Sommation généralisée des anneaux de B.D. Day	50
Références	52
CONCEPT DE QUASI-PARTICULES : ASPECTS RELATIVISTES	55
<i>J. F. MATHIOT</i>	
I - Introduction	56
II - La matière nucléaire dans l'approximation de Brueckner-Hartree-Fock relativiste	60
III - La composante relativiste du nucléon	66
IV - Au-delà de l'approximation de champ moyen	68
V - Conclusions	72
Références	
LA TAILLE DU NUCLEON DANS LE NOYAU ET L'EFFET EMC	75
<i>M. ERICSON</i>	
QUARKS AND GLUONS IN NUCLEI	101
<i>H. J. PIRNER</i>	
I - Deep inelastic lepton-nucleus scattering	101
References	117
II - New topics in deep inelastic lepton nucleon scattering	120
1) where is the proton spin	
2) shadowing and antishadowing new aspects of EMC-effect	
References	125

LE DELTA DANS LES NOYAUX. EXPERIENCES	133
<i>M. ROY-STEPHAN</i>	
Introduction	133
I - Production élémentaire	134
A) Diffusion π -nucléon	134
B) Photoproduction de π sur le nucléon	136
C) Diffusion inélastique d'électrons sur le nucléon	139
II - Excitation du Δ dans les noyaux	140
A) Introduction	140
B) Excitations du Δ dans les noyaux par les sondes électromagnétiques	140
C) Excitations du Δ dans les noyaux par les sondes hadroniques	145
Conclusion	155
Bibliographie	158
PHYSIQUE NUCLEAIRE AVEC ETRANGETE	165
<i>R. FRASCARIA</i>	
I - Introduction	166
II - Amplitudes élémentaires - Propriétés statistiques des hypérons - Constantes de couplage	170
III - Interaction hypéron-nucléon	174
1) Diffusion hypéron-nucléon à basse énergie	174
2) Résonances dibaryoniques multiquarks	184
IV - La physique des hypernoyaux	187
1) Des réactions d'échange d'étrangeté ...	187
2) ... aux réactions de production d'étrangeté	188
3) Bilan	190
V - Perspectives	204
Références	206

QUASI-PARTICULES LOIN DE LA MER DE FERMI	213
S. GALES	
I - Introduction	213
II - Fondements empiriques et limites du Modèle à Particules Indépendantes	214
III - Fonction de réponse à une particule. Les approches expérimentales	218
1) La réaction (e,e'p) : Le modèle de la réaction	218
2) La réaction (e,ep') : La méthode expérimentale	220
3) Les réactions de transfert d'un nucléon : le modèle de réaction	224
4) Les couches internes dans les noyaux lourds - Sélectivité en moment transféré, résolution en énergie, mesure du spin	228
5) Etats des particules et couches externes dans les noyaux	232
IV - Distribution expérimentale des forces à une particule et prédictions des modèles microscopiques	236
1) Nombre d'occupation	236
2) Étalement en énergie des distributions expérimentales et théoriques	237
3) Dépendance en énergie de la largeur d'étalement	239
Conclusion	241
Références	242
LA DIFFUSION D'ELECTRONS MONTRE-T-ELLE UN GONFLEMENT DU NUCLEON DANS LE NOYAU ?	243
A. MAGNON	
EVOLUTION STELLAIRE ET NUCLEOSYNTHESE	247
M. ARNOULD	
DELTA DANS LES NOYAUX : ASPECTS THEORIQUES	251
J. DELORME	

Avant-propos

L'Ecole Joliot-Curie a retrouvé en 1989 le cadre normal de ses activités après les deux écoles de caractère particulier tenues en 1988. Le nombre des participants a retrouvé en gros son niveau de 1987. Il est clair que nous pourrions accueillir un plus grand nombre de physiciens sans dommage pour le fonctionnement de l'Ecole.

On a particulièrement noté, cette année, la participation accrue de physiciens venant de laboratoires étrangers ainsi que celle d'un fort contingent de jeunes. Sur ce dernier point, la décision prise par le Conseil Scientifique de l'Ecole d'accroître le nombre de bourses a joué un rôle non négligeable.

Le thème de l'Ecole était présenté sous forme un peu ramassée dans son titre : "Nucléons dans le noyau, mais encore ...". Le sujet retenu s'organisait autour de deux questions sensiblement distinctes : d'une part la description simplifiée dans le cadre du problème à N corps du mouvement des particules en termes de quasi-particules; d'autre part l'étude de la dynamique des constituants du milieu nucléaire ne se réduisant pas à des nucléons dans leur état fondamental.

Le contenu théorique de l'Ecole 1989 était fort substantiel. Il a donné lieu à des cours dont la présente version écrite servira de textes de référence dans les années à venir. Il en sera de même pour les cours à contenu plus expérimental qui ont fait le point de façon suggestive sur les développements récents des sujets abordés. Il faut souligner l'excellente articulation de ces cours avec les cours théoriques, dont chacun sait que cela est difficile et requiert une attention spécifique. Que tous les orateurs soient ici remerciés pour leur contribution à la fois pertinente et généreuse au succès de l'Ecole.

Angela Delaunay a remplacé Eliane Perret pour la gestion de l'Ecole. Avec Josette Garrabos, elles ont fait fonctionner avec efficacité, compétence et bonne humeur, la "machinerie" inhérente à ce genre d'organisation. Qu'elles trouvent ici l'expression de la reconnaissance de tous pour leur travail qui n'est pas pour peu dans le succès de l'édition 1989 de l'Ecole Joliot-Curie.

Enfin nous tenons à remercier le Directeur et les services compétents de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon qui ont accepté d'assurer le tirage et la reliure de ces notes de cours.

Pour le Comité d'Organisation
P. QUENTIN

FONCTIONS DE GREEN ET QUASIPARTICULES

P. Grangé

Institut Laue-Langevin Grenoble

FONCTIONS DE GREEN ET QUASIPARTICULES

P. Grangé

Institut Laue-Langevin Grenoble

Résumé :

Les propriétés des fonctions de Green à une particule sont exposées pour un système de particules indépendantes et en interaction. Les équations du mouvement pour cette fonction conduisent au développement perturbatif de l'énergie propre (self-énergie) et à l'introduction du concept de quasi-particules. Diverses approximations usuelles pour calculer cette énergie propre sont présentées et discutées en relation avec la nature de l'interaction entre les constituants du système. Les propriétés spécifiques des quasi-particules obtenues dans ces approximations sont précisées.

Abstract :

Properties of single particle Green's functions are displayed for systems of independent or interacting particles. The equations of motion for these Green's functions lead to the perturbative expansion of the self-energy and to the introduction of the quasi-particle concept. Usual approximations to calculate this self-energy are presented and discussed in relation to the specificities of the interaction among the constituents of the system. Quasi-particles properties obtained in these approximations are pointed out.

I - FONCTIONS DE GREEN : INTRODUCTION, UTILITE

L'utilité des fonctions de Green dans la solution des équations aux dérivées partielles est bien établie depuis leur introduction par Green en 1828 en électromagnétisme. Elles se sont avérées depuis être un outil extrêmement puissant en mécanique quantique pour le traitement des systèmes en interaction et de leur réponse à des perturbations externes. A ce jour encore, elles sont extrêmement utiles dans l'étude des liens entre dynamique classique et quantique¹).

a) Pour une brève introduction à la méthode des fonctions de Green appliquée à la solution d'une équation aux dérivées partielles non homogène, il est utile de considérer le cas électrostatique.

En présence de charges, le potentiel électrostatique $\phi(\underline{r})$ obéit à l'équation de Poisson non homogène :

$$\nabla^2 \phi(\underline{r}) = - \frac{\rho(\underline{r})}{\epsilon_0}, \quad (1-1)$$

ou $\rho(\underline{r})$ est la densité de charge en \underline{r} . Si les charges sont ponctuelles de valeur q_i en \underline{r}_i , on sait que la solution s'écrit

$$\phi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_i \frac{q_i}{r_i}, \quad (1-2)$$

C'est-à-dire la superposition des solutions pour chaque charge individuelle obtenues de la loi de Coulomb pour la force entre 2 charges ponctuelles q_1 et q_2 distante de r .

En remplaçant les charges ponctuelles discrètes par des charges distribuées avec une densité $\rho(\underline{r})$ le potentiel en \underline{r}_1 par rapport à l'origine est :

$$\phi(\underline{r}_1) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(\underline{r}_2)}{|\underline{r}_1 - \underline{r}_2|} d^3r_2. \quad (1-3)$$

Dans cette expression

$$G(|\underline{r}_1 - \underline{r}_2|) = [4\pi\epsilon_0 |\underline{r}_1 - \underline{r}_2|]^{-1} \quad (1-4)$$

est la fonction de Green de l'équation (1-1). Utilisant la propriété

$$\nabla^2 \left(\frac{1}{4\pi r} \right) = -\delta(\underline{r}), \quad (1-5)$$

on voit que

$$\nabla_r^2 G(|\underline{r} - \underline{r}'|) = -\frac{\delta(\underline{r} - \underline{r}')}{\epsilon_0}. \quad (1-6)$$

Donc $G(|\underline{r} - \underline{r}'|)$ est le potentiel en \underline{r} correspondant à une charge ponctuelle unitaire en \underline{r}' . En appliquant l'opérateur $\nabla_{r_1}^2$ sur $\phi(\underline{r}_1)$ on vérifie que (1-3) est solution de (1-1).

b) Le cas des équations de Maxwell

$$\left\{ \begin{array}{l} \square \underline{A} \equiv \left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \underline{A}(\underline{r}, t) = -\mu_1 \underline{j}(\underline{r}, t) \\ \square \phi = -\frac{\rho(\underline{r}, t)}{\epsilon_0} \end{array} \right. \quad (1-7)$$

$$\square \phi = -\frac{\rho(\underline{r}, t)}{\epsilon_0} \quad (1-8)$$

permet d'introduire la notion de fonction de Green "retardée". En effet posons $\underline{R} = \underline{r} - \underline{r}'$, $s = t - t'$. La fonction de Green commune à (1-7) et (1-8) doit obéir à l'équation

$$G(\underline{R}, s) = -\delta^3(\underline{R}) \delta(s) \quad (1-9)$$

dont la solution, compte tenu des conditions aux limites du problème, s'obtient par transformation de Fourier spatiale. Pour $s > 0$, $G(\underline{R}, 0) = 0$ et

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} \frac{\partial G(\underline{R}, s)}{\partial s} \Big|_{s=\epsilon} = c^2, \text{ on trouve}$$

$$G(\underline{R}, s) = \Theta(s) \cdot \frac{c}{4\pi R} \delta(R - cs). \quad (1-10)$$

La fonction $\delta(R-cs)$ exprime le temps de retard R/c avec lequel l'interaction a lieu à la distance R du point initial, d'où la dénomination de fonction de Green retardée appliquée à (1-10). Cet aspect apparaît encore mieux dans l'expression du potentiel scalaire électrique (ou vecteur magnétique \underline{A}). En effet à l'aide de (1-10) la solution de (1-8) s'écrit

$$\begin{aligned}\phi(\underline{r}, t) &= \frac{1}{\epsilon_0} \int d^3r' dt' G(|\underline{r}-\underline{r}'|, t-t') \rho(\underline{r}', t') \\ &= \frac{c}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{d^3r'}{|\underline{r}-\underline{r}'|} \rho(\underline{r}', t - \frac{R}{c}).\end{aligned}\tag{1-11}$$

En appliquant le d'Alembertien sur (1-11) et à l'aide de (1-5) on vérifie que $\phi(\underline{r}, t)$ est bien solution de (1.8).

Ces deux exemples nous montrent deux faits importants :

- i) La réponse d'un système à un terme de source, c'est-à-dire une perturbation, est exprimée à l'aide d'une fonction de Green indépendante de la perturbation.
- ii) La fonction de Green elle-même n'est complètement déterminée qu'une fois donnée les conditions aux limites du problème : elle les incorpore alors dans son expression formelle et il n'est plus nécessaire d'y faire référence explicitement par la suite.
- c) La réponse linéaire des systèmes quantiques est décrite par une équation différentielle du premier ordre en temps dont la solution peut naturellement s'exprimer à l'aide d'une fonction de Green. Bien qu'élémentaire ce résultat de mécanique quantique est à la base de l'interprétation de nombreux phénomènes expérimentaux traités dans cette école (cf. Cours de J. Delorme et M. Ericsson). Il est donc utile de le redériver fixant ainsi les notations utilisées ultérieurement. Une application immédiate en est donnée au paragraphe suivant.

Soit H le Hamiltonien du système tel que

$$H = H_0 + H'$$

H_0 est l'hamiltonien du système non perturbé (indépendant du temps) et H' la perturbation (qui peut dépendre du temps). On considère en général que le système est en équilibre avant l'action de H' à $t=t_0$ et que cette situation est caractérisée par un opérateur densité ρ_0 . Aux instants ultérieurs l'opérateur densité obéit à l'équation d'évolution²⁾

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [H_0 + H', \rho]. \quad (1-12)$$

La situation d'équilibre à $t \leq t_0$ entraîne $\partial \rho_0 / \partial t = 0$ et donc $[H_0, \rho_0] = 0$: ρ_0 est une fonction de $H_0, f(H_0)$, qui pour l'ensemble grand canonique s'écrit

$$\rho_0 = \exp[-\beta(H_0 - \mu N)] / Z, \quad (1-13)$$

avec

$$Z = \text{Tr} \exp[-\beta(H_0 - \mu N)], \quad (1-14)$$

où la trace (Tr) est prise sur les états propres du système à t_0 . Ici $\beta = T^{-1}$, T est la température absolue, μ le potentiel chimique (multiplicateur de Lagrange pour imposer la conservation du nombre de particules), N l'opérateur nombre de particules.

La solution de (1-12) s'obtient en passant dans la représentation de Heisenberg où

$$\hat{H}(t) = U(t) H U^\dagger(t) \quad (1-15)$$

avec $U(t) = e^{iH_0 t / \hbar}$. En définissant $\hat{\rho}(t)$ de façon similaire à $\hat{H}(t)$, on obtient à partir de (1-12) une équation pour $\hat{\rho}(t)$

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}(t)}{\partial t} = [\hat{H}'(t), \hat{\rho}], \quad (1-16)$$

dont la solution au 1er ordre en \hat{H}' ($\hat{\rho}(t_0) = \rho_0$) s'écrit

$$\hat{\rho}(t) = \rho_0 - \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t [\hat{H}'(t'), \rho_0] dt'. \quad (1-17)$$

donc

$$\rho(t) = \rho_0 - \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t U^\dagger(t) [\hat{H}'(t'), \rho_0] U(t) dt'. \quad (1-18)$$

Si M est un opérateur correspondant à une observable, alors sa valeur moyenne est telle que :

$$\begin{aligned} \langle M \rangle &= \text{Tr} \{ \rho(t) M \} \\ &= \text{Tr} \{ \rho_0 M \} - \frac{i}{\hbar} \text{Tr} \{ M U^\dagger(t) \int_{t_0}^t [\hat{H}'(t'), \rho_0] dt' U(t) \}. \end{aligned} \quad (1-19)$$

Ici le premier terme correspond à la valeur moyenne d'équilibre de M et le deuxième terme donne le changement $\langle \delta M \rangle$ par rapport à cette valeur et induit par la perturbation.

En définissant $\hat{M}(t)$ comme en (1-15) pour \hat{H} et en utilisant la propriété cyclique de la trace, $\langle \delta M \rangle$ s'écrit

$$\langle \delta M \rangle = \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t dt' \text{Tr} \{ \rho_0 [\hat{H}'(t'), \hat{M}(t)] \}. \quad (1-20)$$

Pour $\hat{H}'(t) = A(t).B$, où $A(t)$ est une fonction scalaire $\langle \delta M \rangle$ devient

$$\begin{aligned} \langle \delta M \rangle &= \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t dt' A(t') \text{Tr} \{ \rho_0 [\hat{B}(t'), \hat{M}(t)] \} \\ &= \int_0^\infty dt' G(t, t') A(t'), \end{aligned} \quad (1-21)$$

avec

$$G(t, t') = -\frac{i}{\hbar} \text{Tr} \{ \rho_0 [\hat{M}(t), \hat{B}(t')] \} \Theta(t-t'). \quad (1-22)$$

Le résultat (1-21) est sous une forme analogue à celle obtenue pour le champ électrique $\phi(\underline{r}, t)$. La présence de la fonction $\Theta(t-t')$ montre que la valeur $\langle \delta M \rangle$ ne dépend que de l'histoire du système pour des temps t' antérieur à t : comme pour $\phi(\underline{r}, t)$, $G(t, t')$ est aussi assimilée à une fonction de Green retardée.

D'une façon générale les fonctions de Green permettent de décrire l'émission électromagnétique, les expériences d'absorption et de transmission, l'atténuation acoustique, les expériences de résonance de spins électroniques ou nucléaires, etc...

d) Comme dernier exemple simple d'application des fonctions de Green et qui montre cependant la structure analytique générale des développements ultérieurs, considérons le cas de l'oscillateur harmonique à une dimension de masse unitaire et entraîné par une force dépendante du temps $f(t)$.

Ici la perturbation $H'(t)$ s'écrit

$$H'(t) = - Xf(t) \tag{1-23}$$

Le formalisme précédent s'applique directement et la fonction de Green d'après (1-22) s'écrit

$$G(t, t') = - \frac{i}{\hbar} \text{Tr} \{ \rho_0 [\hat{X}(t), \hat{X}(t')] \} \theta(t-t'). \tag{1-24}$$

La solution des équations Heisenberg pour $\hat{X}(t)$ donne le même résultat que pour l'oscillateur classique soit

$$\hat{X}(t) = X \cos \omega t + \frac{P}{\omega} \sin \omega t \tag{1-25}$$

et on obtient

$$\begin{aligned} [\hat{X}(t), \hat{X}(t')] &= [X \cos \omega t, \frac{P}{\omega} \sin \omega t'] + [\frac{P}{\omega} \sin \omega t, X \cos \omega t'] \\ &= - \frac{i}{\hbar \omega} \sin \omega (t-t'). \end{aligned} \tag{1-26}$$

Ce commutateur étant un scalaire et tenant compte de la normalisation $\text{Tr} \rho_0 = 1$,

$$G(t, t') = - \frac{1}{\omega} \sin \omega (t-t') \theta(t-t') \tag{1-27}$$

La fonction de Green ne dépend que de $t-t'$, un résultat général que nous démontrerons au chapitre suivant, et oscille avec la fréquence ω de l'oscillateur.

Supposons que nous reconsidérons le même problème avec un terme d'amortissement des oscillations pouvant trouver son origine dans les interactions de l'oscillateur avec son environnement. Quel sera le comportement de $G(t)$ quant $t \rightarrow \infty$? Un tel système est non conservatif et il n'est pas possible d'écrire un hamiltonien et d'utiliser le formalisme précédent pour obtenir la fonction de Green quantique. Cependant l'expression de la fonction de Green classique est instructive en soi par comparaison avec (1-27).

L'équation du mouvement est

$$\frac{d^2 X}{dt^2} + \frac{1}{\tau} \frac{dX}{dt} + \omega^2 X = f(t), \quad (1-28)$$

dont la fonction de Green doit satisfaire

$$\left[\frac{d^2}{dt^2} + \frac{1}{\tau} \frac{d}{dt} + \omega^2 \right] G(t) = - \delta(t). \quad (1-29)$$

Pour les conditions initiales $X(0) = \dot{X}(0) = 0$, la solution de (1-28) est bien connue (par transformation de Laplace par ex.) et s'écrit

$$x(t) = \frac{1}{\omega_1} \int_0^t dt' e^{-\frac{(t-t')}{2\tau}} \sin \omega_1(t-t') f(t') \quad (1-30)$$

avec $\omega_1^2 = \omega^2 - \frac{1}{4\tau^2}$. On voit que

$$G(t, t') = \theta(t-t') e^{-\frac{(t-t')}{2\tau}} \frac{\sin \omega_1(t-t')}{\omega_1}, \quad (1-31)$$

et

$$\lim_{t \rightarrow \infty} G(t) = 0.$$

La fonction de Green décrit donc le retour vers la position d'équilibre de l'oscillateur sur un temps caractéristique τ .

Par la suite nous serons amenés à considérer les transformées de Fourier par rapport à t des fonctions de Green et il est utile de mettre en évidence les propriétés dans le plan complexe de la transformée d'une expression telle que (1-31).

Soit donc

$$\begin{aligned}
 G(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} G(t) \\
 &= \int_0^{\infty} \frac{dt}{\omega_1} e^{i\omega t} e^{-\frac{t}{\tau}} \sin \omega_1 t
 \end{aligned}
 \tag{1-32}$$

L'intégrale est élémentaire et nous donne

$$G(\omega) = - \frac{1}{\omega + \omega_1 + i/\tau} \cdot \frac{1}{\omega - \omega_1 + i/\tau}
 \tag{1-33}$$

$G(\omega)$ présente des poles simples à $\omega = \pm \omega_1 - i/\tau$ et si $\omega\tau \gg 1$ $\omega_1 \approx \omega$: ces poles sont près de l'axe réel et aux fréquences naturelles du système. Le déplacement par rapport à l'axe réel dépend de la valeur de τ , temps de décroissance exponentielle de $G(t)$.

Nous verrons dans les paragraphes suivants que l'écriture (1-33) de $G(\omega)$ et les propriétés analytiques qui en découlent sont tout à fait génériques des approximations de quasi-particules faites sur les fonctions de Green de systèmes en interaction.

II - DEFINITIONS ET PROPRIETES DES FONCTIONS DE GREEN

Dans ce paragraphe nous allons dériver les propriétés principales des fonctions de Green, nécessaires à l'introduction et à la discussion du concept de quasiparticules. Il ne s'agit pas ici d'être novateur ni même exhaustif (pour cela on pourra consulter les ouvrages de la Réf. 3), mais d'obtenir le plus simplement possible les résultats et formules utilisées dans les différents exposés de cette école et pour lesquels il est souvent utile de ne pas perdre de vue les conditions d'obtention et les limites de validité.

a) fonction de Green à deux temps

Soient $\psi(t)$ et $\psi^+(t')$ deux opérateurs respectivement d'annihilation et de création pris à deux temps différents t et t' (la dépendance spatiale n'est pas indiquée pour alléger la notation). Conformément au paragraphe précédent sur la réponse linéaire, la fonction de Green retardée $G_R(t, t')$ est définie comme

$$G_R(t, t') = -\frac{i}{\hbar} \text{Tr} \{ \rho_0 [\psi(t), \psi^\dagger(t')]_\varepsilon \} \theta(t-t') \quad (2-1)$$

$$\equiv -\frac{i}{\hbar} \langle [\psi(t), \psi^\dagger(t')]_\varepsilon \rangle.$$

Ici

$$[\psi(t), \psi^\dagger(t')]_\varepsilon = \psi(t)\psi^\dagger(t') + \varepsilon\psi^\dagger(t')\psi(t) \quad (2-2)$$

avec

$$\begin{cases} \varepsilon = 1 & \text{pour des bosons} \\ \varepsilon = -1 & \text{pour des fermions} \end{cases}$$

L'opérateur Tr (trace) est celui déjà rencontré et son utilisation sera clarifiée par la suite

La fonction de Green avancée $G_A(t, t')$ est introduite par généralisation de (2-1) et joue un rôle important dans la discussion des propriétés de particules simples. Elle s'écrit

$$G_A = \frac{i}{\hbar} \text{Tr} \{ \rho_0 [\psi(t), \psi^\dagger(t')]_\varepsilon \} \theta(t'-t) \quad (2-3)$$

$$\equiv \frac{i}{\hbar} \langle [\psi(t), \psi^\dagger(t')]_\varepsilon \rangle \theta(t'-t).$$

Dans le traitement des systèmes à température finie les fonctions de Green peuvent être obtenues sur la base des définitions suivantes en variant t et t' de façon continue et appropriée dans le plan complexe. La température T , ou plus précisément $\beta = T^{-1}$ ($k_B = 1$), est traitée comme un temps imaginaire ($\hbar = 1$). Dans ce cas, on utilise la fonction de Green en température suivante

$$G(\tau, \tau') = -\langle \psi(-i\tau)\psi^\dagger(-i\tau') \rangle \theta(\tau-\tau')$$

$$+ \varepsilon \langle \psi^\dagger(-i\tau')\psi(-i\tau) \rangle \theta(\tau'-\tau) \quad (2-4)$$

avec le même ε qu'auparavant.

b) Considérons un système dont le Hamiltonien H est indépendant du temps et soit la fonction de corrélation $\sigma(t, t')$ des deux opérateurs $\psi(t)$ et $\psi^\dagger(t')$ aux temps différents t et t' :

$$\sigma(t, t') = \langle \psi(t) \psi^+(t') \rangle.$$

La définition contenue en (2-1) de $\langle A \rangle$ donne

$$\sigma(t, t') = Z^{-1} \text{Tr}[e^{-\beta H} e^{iHt} \psi e^{-iHt} e^{iHt'} \psi^+ e^{-iHt'}];$$

Comme $[e^{-\beta H}, e^{iHt}] = 0$ et $\text{Tr}(ABC) = \text{Tr}(CAB) = \text{Tr}(BCA)$ alors

$$\begin{aligned} \sigma(t, t') &= Z^{-1} \text{Tr}[e^{-\beta H} \psi e^{iH(t'-t)} \psi^+ e^{-iH(t'-t)}] \\ &= \langle \psi(0) \psi^+(t'-t) \rangle \\ &= \langle \psi(t-t') \psi^+(0) \rangle. \end{aligned} \tag{2-5}$$

La corrélation σ ne dépend que de la différence $t-t'$ comme annoncé.

Soit maintenant la transformée de Fourier $G(\omega)$ de $G_R(t-t')$ par rapport à la différence $t-t' = \tau$:

$$\begin{aligned} G(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{i\omega\tau} G_R(\tau) \\ &= -i \int_0^{\infty} d\tau e^{i\omega\tau} \langle [\psi(\tau), \psi^+(0)]_{\epsilon} \rangle. \end{aligned} \tag{2-6}$$

On voit que l'intégrale (2-6) doit en fait être envisagée au sens d'une transformée de Laplace car sa convergence dépend du comportement de

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} e^{-\eta\tau} |\langle [\psi(\tau), \psi^+(0)]_{\epsilon} \rangle| \tag{2-7}$$

pour tout $\eta > 0$ petit. Si donc cette limite est bornée alors $G(\omega)$ pour $\omega = \text{Re}\omega + i\eta$ converge partout dans le demi plan supérieur de ω . C'est le cas en général pour un système en équilibre thermodynamique où les corrélations entre opérateurs du type (2-5) ne croissent pas exponentiellement avec le temps mais pour les systèmes hors d'équilibre la limite $\tau \rightarrow \infty$ est un problème mathématique délicat⁴). Nous considérons ici que la limite (2-7) existe de telle sorte que l'intégrale (2-6) soit définie (au sens des distributions comme nous verrons plus loin).

c) Il est maintenant possible, partant de la définition des fonctions de Green, de donner une représentation générique de $G(\omega)$, dite forme spectrale.

Soit $|m\rangle$ les états propres de H tels que :

$$H|m\rangle = E_m|m\rangle \quad (2-8)$$

et notons

$$\langle m|\psi(o)|n\rangle \equiv \psi_{mn}$$

$$\langle m|\psi^+(o)|n\rangle \equiv \psi_{mn}^+$$

Alors d'après la définition (2-3) de $\langle[A, B]_{\epsilon}\rangle$, $G(\omega)$ s'écrit

$$\begin{aligned} G(\omega) &= -i \int_0^{\infty} dt e^{i\omega t} Z^{-1} \sum_m \langle m|e^{-\beta H}[\psi(t), \psi^+(o)]_{\epsilon}|m\rangle \\ &= -i \int_0^{\infty} dt e^{i\omega t} Z^{-1} \sum_m e^{-\beta E_m} \langle m|\{\psi(t)\psi^+(o) + \epsilon\psi^+(o)\psi(t)\}|m\rangle \\ &= -i \int_0^{\infty} dt e^{i\omega t} Z^{-1} \sum_{m,n} e^{-\beta E_m} [\psi_{mn}\psi_{nm}^+ e^{i(E_m - E_n)t} \\ &\quad + \epsilon\psi_{mn}^+\psi_{nm} e^{i(E_n - E_m)t}] \\ &= -i \int_0^{\infty} dt e^{i\omega t} Z^{-1} \sum_{m,n} (e^{-\beta E_m} + \epsilon e^{-\beta E_n}) \psi_{mn}\psi_{nm}^+ e^{i(E_m - E_n)t} \\ &= -Z^{-1} \sum_{m,n} \frac{e^{-\beta E_m} + \epsilon e^{-\beta E_n}}{E_n - E_m - \omega} \cdot \psi_{mn}\psi_{nm}^+ \\ &= Z^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} dx \sum_{m,n} \frac{e^{-\beta E_m} + \epsilon e^{-\beta E_n}}{\omega - x} \psi_{mn}\psi_{nm}^+ \delta(x - E_n + E_m) \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{A(x)}{\omega - x} \end{aligned} \quad (2-9)$$

$A(x)$ est appelée fonction spectrale et peut s'écrire

$$A(\underline{r}, \underline{r}'; x) = Z^{-1} (1 + \epsilon e^{-\beta x}) \sum_m e^{-\beta E_m} \psi_{mn}(\underline{r}) \psi_{nm}^+(\underline{r}') \delta(x - E_n + E_m), \quad (2-10)$$

où nous avons réintroduit explicitement la dépendance spatiale des opérateurs de création et d'annihilation.

d) A partir de cette expression on obtient immédiatement deux règles de somme souvent invoquées :

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{A(\underline{r}, \underline{r}'; x)}{(1 + \epsilon e^{-\beta x})} &= Z^{-1} \sum_{mn} e^{-\beta E_m} \psi_{mn}(\underline{r}) \psi_{nm}^+(\underline{r}') \\ &= \langle \psi(\underline{r}) \psi^+(\underline{r}') \rangle \end{aligned} \quad (2-11)$$

et

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} dx A(\underline{r}, \underline{r}'; x) &= Z^{-1} \sum_{mn} [1 + \epsilon e^{-\beta(E_n - E_m)}] e^{-\beta E_m} \psi_{mn} \psi_{nm}^+ \\ &= \langle [\psi(\underline{r}), \psi^+(\underline{r}')] |_{\epsilon} \rangle \\ &= \delta^{(3)}(\underline{r} - \underline{r}'). \end{aligned} \quad (2-11)$$

Soit $G'(\omega)$ la transformée de Fourier de la fonction de Green avancée $G_A(\tau)$. Un raisonnement analogue à celui développé pour $G(\omega)$ montre que $G'(\omega)$ est analytique dans le demi plan inférieur de ω (à cause de $\Theta(t'-t)$) et s'écrit comme $G(\omega)$ avec la même fonction spectrale $A(x)$. Ceci est encore vrai pour la fonction de Green en température $G(\tau, \tau')$ de l'expression (2-4).

On a donc

$$G_R(\omega) = \lim_{\eta \rightarrow 0} G(\omega + i\eta) = \lim_{\eta \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{A(x)}{\omega - x + i\eta} \quad (2-12)$$

$$G_A(\omega) = \lim_{\eta \rightarrow 0} G(\omega - i\eta) = \lim_{\eta \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{A(x)}{\omega - x - i\eta} \quad (2-13)$$

C'est en ce sens que $G(\omega)$ est dite fonction générique, puisqu'elle conduit aux deux fonctions de Green retardée et avancée. Ces deux relations établissent bien la nature de distribution des fonctions de Green. De plus, au sens des distributions on établit la relation suivante⁵⁾

$$\lim_{\eta \rightarrow 0} \frac{1}{\omega - x \pm i\eta} = \frac{PP}{\omega - x} \mp i\pi \delta(\omega - x) \quad (2-14)$$

ou PP désigne la partie principale au sens de Cauchy.

On obtient donc :

$$\begin{aligned} G_R(\omega) - G_A(\omega) &= -2\pi i \int_{-\infty}^{\infty} dx A(x) \delta(\omega-x) \\ &= 2\pi i A(\omega); \end{aligned} \quad (2-15)$$

Il y a discontinuité de $G(\omega)$ à travers l'axe réel (qui est une coupure) et tenant compte de (2-11), (2-9) nous montre que $G(\omega)$ décroît au moins comme ω^{-1} si $|\omega| \rightarrow \infty$.

e) Revenons à la fonction de Green en température et montrons qu'en effet c'est à nouveau la même fonction spectrale $A(x)$ qui intervient.

Comme en temps réel, en temps imaginaire et pour un hamiltonien indépendant du temps $G(\tau_1, \tau_2)$ ne dépend que de la différence $\tau = \tau_1 - \tau_2$. Considérons τ tel que $0 < \tau \leq \beta$ (β est l'inverse de la température T du système) et donc $-\beta < \tau - \beta \leq 0$. D'après la définition (2-4) et en utilisant l'invariance cyclique de la trace,

$$\begin{aligned} G(\tau - \beta) &= \varepsilon \langle \psi^+(0) \psi(-i\tau + i\beta) \rangle \\ &= \varepsilon Z^{-1} \text{Tr} \{ e^{-\beta H} \psi^+ e^{H(\tau - \beta)} \psi e^{-H(\tau - \beta)} \} \\ &= \varepsilon Z^{-1} \langle e^{-\beta H} \psi e^{-H\tau} \psi^+ e^{H\tau} \rangle \\ &= \varepsilon \langle \psi(0) \psi^+(i\tau) \rangle \\ &= -\varepsilon G(\tau). \end{aligned} \quad (2-16)$$

Nous avons donc à distinguer deux cas

i) $\varepsilon = 1$: $G(\tau)$ est antipériodique pour les fermions, de périodes 2β :

$$G(\tau - \beta) = -G(\tau) \quad (2-17)$$

Posons

$$\zeta_1 = (2l + 1)\pi/\beta, \quad (2-18)$$

$$e^{-i\zeta_1(\tau - \beta)} = e^{i(2l+1)\pi} e^{-i\zeta_1\tau} = -e^{-i\zeta_1\tau}. \quad (2-19)$$

On peut donc décomposer $G(\tau)$ en série de Fourier

$$G(\tau) = \frac{1}{\beta} \sum_l \bar{G}(\zeta_1) e^{-i\zeta_1\tau}. \quad (2-20)$$

ii) $\varepsilon = -1$: $G(\tau)$ est périodique pour les bosons de période β

$$G(\tau - \beta) = G(\tau). \quad (2-21)$$

Dans ce cas on pose

$$\zeta_1 = 2\pi/\beta, \quad (2-22)$$

et $G(\tau)$ prend la même forme qu'en (2-20).

Dans les deux cas $\bar{G}(\zeta_1)$ est donné par :

$$\bar{G}(\zeta_1) = \int_0^\beta d\tau e^{i\zeta_1 \tau} G(\tau). \quad (2-23)$$

La forme spectrale de $\bar{G}(\zeta_1)$ s'obtient à partir de la définition de $G(\tau)$, reportée dans (2-23), c'est-à-dire :

$$\begin{aligned} \bar{G}(\zeta_1) &= - \int_0^\beta d\tau e^{i\zeta_1 \tau} Z^{-1} \text{Tr} \{ e^{-\beta H} \psi e^{-H\tau} \psi^+ e^{H\tau} \} \\ &= - \int_0^\beta d\tau e^{i\zeta_1 \tau} Z^{-1} \text{Tr} \{ e^{-\beta H} e^{H\tau} \psi e^{-H\tau} \psi^+ \} \\ &= - \int_0^\beta d\tau e^{i\zeta_1 \tau} Z^{-1} \sum_{mn} e^{-\beta E_m} \psi_{mn} \psi_{nm}^+ e^{(E_m - E_n)\tau} \\ &= - Z^{-1} \sum_{m,n} e^{-\beta E_m} \psi_{mn} \psi_{nm}^+ \frac{[e^{(E_m - E_n + i\zeta_1)\beta} - 1]}{E_m - E_n + i\zeta_1}. \end{aligned}$$

On utilise la définition de ζ_1 pour écrire

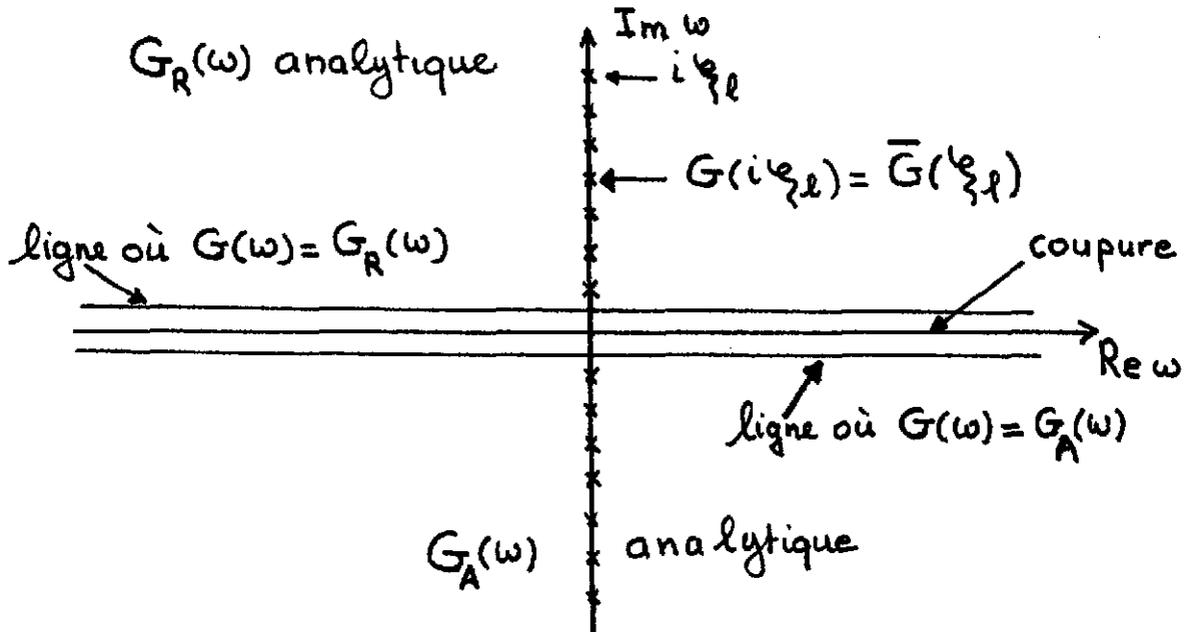
$$\begin{aligned} e^{i\zeta_1 \beta} &= \begin{cases} 1 & \text{si } \varepsilon = -1 \\ -1 & \text{si } \varepsilon = 1 \end{cases} \\ &= -\varepsilon. \end{aligned}$$

Ceci conduit à

$$\begin{aligned} \bar{G}(\zeta_1) &= Z^{-1} \sum_{m,n} \psi_{mn} \psi_{nm}^+ \frac{[\varepsilon e^{-\beta E_n} + e^{-\beta E_m}]}{E_m - E_n + i\zeta_1} \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{A(x)}{i\zeta_1 - x} \quad (2-24) \end{aligned}$$

Dans le cas des fonctions de Green à température finie nous avons donc mis en évidence leurs caractères périodiques que nous utiliserons par la suite et établi que la même fonction spectrale $A(x)$ détermine leurs coefficients du développement de Fourier. On montre de plus⁶⁾ que la connaissance des $\bar{G}(\zeta_1)$ aux valeurs discrètes de ζ_1 détermine $G(\omega)$ de façon unique pourvu que l'on impose un comportement en ω^{-1} pour cette fonction si $|\omega| \rightarrow \infty$.

Nous pouvons clore ce paragraphe en résumant les propriétés obtenues dans la figure suivante du plan complexe en ω :



III - FONCTIONS DE GREEN A UNE PARTICULE

Dans ce paragraphe nous allons étudier plus en détail la forme caractéristique de la fonction de Green à une particule pour des systèmes de particules indépendantes et en interaction. Partant des définitions en temps imaginaire nous montrerons comment les propriétés macroscopiques d'un système sont reliées au comportement microscopique décrit par la fonction de Green à une particule.

a) La fonction de Green à une particule et à température finie a été définie en (2-4). On la note sous forme compacte

$$G(\underline{r}\tau; \underline{r}'\tau') = - \langle T_0 \{ \psi(\underline{r}, -i\tau) \psi^\dagger(\underline{r}', -i\tau') \} \rangle \quad (3-1)$$

où T_0 symbolise l'opération de positionnement des opérateurs dans l'expression de la valeur moyenne définie en (2-3), $\psi(\underline{r}, -i\tau)$ venant le premier si $\tau > \tau'$ et vice-versa.

On a vu que

$$\left. \begin{aligned} \psi(\underline{r}, -i\tau) &= e^{H\tau} \psi(\underline{r}) e^{-H\tau} \\ \psi^\dagger(\underline{r}, -i\tau) &= e^{H\tau} \psi^\dagger(\underline{r}) e^{-H\tau} \end{aligned} \right\} \quad (3-2)$$

et donc $[\psi(\underline{r}, -i\tau)]^\dagger = \psi^\dagger(\underline{r}, i\tau) \neq \psi^\dagger(\underline{r}, -i\tau)$.

Pour un système invariant par translation $G(\underline{r}, \tau ; \underline{r}', \tau)$ ne dépend en fait que de $\underline{r} - \underline{r}'$. En effet pour un tel système l'opérateur de moment \underline{P} , générateur des translations, est donné par

$$\underline{P} = \int d^3r \psi(\underline{r})(-i\nabla)\psi^+(\underline{r}). \quad (3-3)$$

Il commute avec H et son commutateur avec le champ $\psi(\underline{r})$ s'évalue facilement, quelque soit $\varepsilon = \pm 1$, comme,

$$-i\nabla\psi(\underline{r}) = [\psi(\underline{r}), \underline{P}], \quad (3-4)$$

qui peut être réécrit sous la forme intégrale

$$\psi(\underline{r}) = e^{-i\underline{P} \cdot \underline{r}} \psi(0) e^{i\underline{P} \cdot \underline{r}}. \quad (3-5)$$

Reportant dans (3-1), en utilisant $[\underline{P}, H] = 0$ et la propriété cyclique de la trace, on obtient une expression qui ne dépend effectivement que de $\underline{r} - \underline{r}'$.

L'onde plane étant état propre de \underline{P} peut être prise comme base pour l'écriture des opérateurs de champ en terme des opérateurs de création $a_{\underline{k}}^+$ et d'annihilation $a_{\underline{k}}$ pour une particule de moment \underline{k}

$$\psi(\underline{r}) = \Omega^{-1/2} \sum_{\underline{k}} e^{i\underline{k} \cdot \underline{r}} a_{\underline{k}}, \quad (3-6)$$

où Ω est le volume de normalisation. Définissons

$$G(\underline{r}, \tau) = \Omega^{-1} \sum_{\underline{k}} e^{i\underline{k} \cdot \underline{r}} G(\underline{k}, \tau). \quad (3-7)$$

Tenant compte du fait que $\langle a_{\underline{k}} a_{\underline{k}'}^+ \rangle = \delta_{\underline{k}, \underline{k}'}$ pour un système invariant par translation (le moment est conservé) et reportant (3-6) dans (3-1) et en utilisant (3-7) on trouve

$$G(\underline{k}, \tau) = - \langle T0 \{ a_{\underline{k}}(-i\tau) a_{\underline{k}}^+(0) \} \rangle. \quad (3-8)$$

De façon identique, à partir de la définition (2-10) de $A(\underline{r}, \underline{r}', \omega) = A(\underline{r} - \underline{r}'; \omega)$, on obtient l'expression réelle

$$A(\underline{k}, \omega) = Z^{-1} (1 + \varepsilon e^{-\beta\omega}) \sum_{m,n} e^{-\beta E_m} |(a_{\underline{k}})_{mn}|^2 \delta(\omega - E_n + E_m). \quad (3-9)$$

et donc

$$G_R(\underline{k}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{A(\underline{k}; x)}{\omega - x + i\eta}, \quad (3-10)$$

soit en utilisant (2-14)

$$\text{Im}G(\underline{k}, \omega) = -\pi A(\underline{k}, \omega). \quad (3-11)$$

A température nulle l'interprétation physique de $A(\underline{k}, \omega)$ est claire : en effet lorsque $\beta \rightarrow \infty$ dans (3-9) seul le terme $m = 0$ correspondant à l'énergie $E_0 = 0$ c'est à dire le fondamental (pris ici comme origine de l'échelle d'énergie) intervient et

$$A(\underline{k}, \omega) = \sum_n |\langle n | a_{\underline{k}}^+ | 0 \rangle|^2 \delta(\omega - E_n + E_0) \quad (3-12)$$

La somme sur n compte donc le nombre des états ayant une énergie d'excitation ω et reliés à l'état fondamental par addition d'une particule supplémentaire : c'est la densité d'états $N_{\underline{k}}(\omega)$.

La densité totale est donc

$$\begin{aligned} N(\omega) &= \Omega^{-1} \sum_{\underline{k}} A(\underline{k}, \omega) \\ &= -\frac{1}{\pi} \text{Im}G_R(\underline{r}; \omega) \Big|_{\underline{r}=0}. \end{aligned} \quad (3-13)$$

Finalement en terme de $A(\underline{k}, \omega)$, la règle de somme (2-11) prend la forme simple suivante

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\omega A(\underline{k}, \omega) = \langle [a_{\underline{k}}, a_{\underline{k}}^+]_{\varepsilon} \rangle = 1 \quad (3-14)$$

b) pour un système de particules indépendantes le Hamiltonien s'écrit

$$H = \sum_{\underline{k}} e_0(\underline{k}) a_{\underline{k}}^+ a_{\underline{k}} \quad (3-15)$$

où $e_0(\underline{k})$ est l'énergie de particule simple. Soit $\phi_{\underline{k}}(\underline{r})$ l'état normalisé (i.e $\langle \underline{r} | a_{\underline{k}}^+ | 0 \rangle$) de cette particule. L'expression équivalente à (3-6) est

$$\psi(\underline{r}) = \sum_{\underline{k}} \phi_{\underline{k}}(\underline{r}) a_{\underline{k}}. \quad (3-16)$$

Les particules étant indépendantes, $\langle a_{\underline{k}} a_{\underline{l}}^+ \rangle = \langle a_{\underline{k}} a_{\underline{k}}^+ \rangle \delta_{\underline{k}, \underline{l}}$, et la fonction de Green retardée (ou avancée) s'écrit

$$G_R(\underline{r}t; \underline{r}'t') = -i \sum_{\underline{k}} \phi_{\underline{k}}(\underline{r}) \phi_{\underline{k}}^*(\underline{r}') \langle [a_{\underline{k}}(t), a_{\underline{k}}^+(t')]_{\epsilon} \rangle \Theta(t-t')$$

$$\equiv \sum_{\underline{k}} \phi_{\underline{k}}(\underline{r}) \phi_{\underline{k}}^*(\underline{r}') G_R(\underline{k}; t-t'). \quad (3-17)$$

Cependant l'équation d'évolution des $a_{\underline{k}}$ donne à partir de (3-15);

$$a_{\underline{k}}(t) = e^{-ie_0(k)t} a_{\underline{k}}(0), \quad (3-18)$$

soit

$$G_R(\underline{k}; t) = -ie^{-ie_0(k)t} \langle [a_{\underline{k}}, a_{\underline{k}}^+]_{\epsilon} \rangle \Theta(t)$$

$$= -ie^{-ie_0(k)t} \Theta(t). \quad (3-19)$$

Par transformée de Fourier, on obtient la fonction de Green générique

$$G(\underline{k}; \omega) = \frac{1}{\omega - e_0(k)} \quad (3-20)$$

et donc

$$G(\underline{r}, \underline{r}'; \omega) = \sum_{\underline{k}} \frac{\phi_{\underline{k}}(\underline{r}) \phi_{\underline{k}}^*(\underline{r}')}{\omega - e_0(k)}. \quad (3-21)$$

c) Les systèmes macroscopiques réels (gaz, liquides, électrons dans les métaux, noyaux...) sont en fait constitués de particules en interaction. Or on observe que beaucoup de leurs propriétés peuvent être décrites comme s'ils étaient constitués de particules presque indépendantes. Dans le cas des noyaux quelques unes de ces propriétés particulières font l'objet, à cette école, du cours de S. GALES. L'exposé exhaustif, tant du point d'une théorie que des résultats expérimentaux, est donné dans la Réf. 6).

Puisque en réalité les constituants du système ne se déplacent pas de façon totalement indépendante les uns par rapport aux autres, comment ceci peut-il se manifester dans les fonctions de Green ? Les constituants peuvent induire des excitations collectives du système. Ceci implique que les états propres exacts sont des combinaisons linéaires des états de particules simples originaux avec des énergies étalées par rapport aux originales à cause de l'interaction.

L'existence d'une largeur d'étalement Γ , d'autant plus grande que l'interaction est forte, entraîne qu'en moyenne les constituants ne restent qu'un temps fini τ , donné par le principe d'incertitude $\Gamma\tau \sim \hbar$, dans un état

précis. Dans le cas des particules indépendantes $\Gamma \rightarrow 0$ et τ devient infini (car $\Gamma\tau$ doit rester fini de l'ordre de \hbar) : l'expression (3-19) montre bien que la fonction de Green oscille indéfiniment, en complète analogie avec l'exemple de l'oscillateur harmonique du premier paragraphe. Pour le système en interaction nous pouvons donc attendre un comportement en fonction du temps du type

$$G_R(k, t) \sim -iZ_k e^{-ie(k)t - \frac{t}{2\tau(k)}} \theta(t), \quad (3-22)$$

où $\tau(k)$ est la durée de vie de l'état k (cf. l'oscillateur harmonique amorti). Posons

$$W(k) = [2\tau(k)]^{-1}. \quad (3-23)$$

Alors la transformée de Fourier $G(k, \omega)$ prend la forme

$$G_R(k, \omega) \sim \frac{Z_k}{\omega - e(k) + iW(k)}, \quad (3-24)$$

et présente un pôle à $\omega = e(k) - iW(k)$: $W(k)$ étant positif $G_R(k, \omega)$ est analytique dans le demi plan supérieur en ω (comme pour le cas libre ou le dénominateur de G_R est $\omega - e_0(k) + i\eta$).

Supposons qu'il n'existe aucune autre contribution à G_R que celles du type pôle simple. Alors d'après (3-11)

$$A(k, \omega) = \frac{1}{\pi} \frac{W(k)Z_k}{(e(k) - \omega)^2 + W^2(k)}. \quad (3-25)$$

$A(k, \omega)$ étant réel et positif (densité d'état), Z_k est aussi positif. De plus intégrant (3-25) sur ω , on obtient

$$\int_{-\infty}^{\infty} A(k, \omega) d\omega = Z_k, \quad (3-26)$$

Cependant on a montré le résultat exact (3-14) et donc on devrait avoir $Z_k = 1$. Cependant il est clair que l'argumentation est incorrecte car l'intégrale de $A(k, \omega)$ reçoit aussi des contributions provenant du comportement de $G(k, \omega)$ non réductible en pôles simples et on peut s'attendre à trouver $Z_k \neq 1$. Un système pour lequel les formes (3-22) et (3-25) sont des bonnes approximations est dit posséder des **quasi-particules** d'énergie $e(k)$ et durée de vie $\tau(k)$. L'approximation est d'autant meilleure que $W(k)$ est "petit" (devant $e(k)$).

Réécrivons $e(k)$ comme

$$e(k) = \frac{k^2}{2m} + V(k), \quad (3-27)$$

$G(k, \omega)$ a donc des poles de quasiparticules pour

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{k^2}{2m} + V(k) - iW(k) \\ &= \frac{k^2}{2m} + \Sigma(k). \end{aligned} \quad (3-28)$$

$\Sigma(k)$ est appelé "opérateur de masse" ou self-énergie (ici indépendante de ω). Le calcul microscopique de cette quantité est donc à la base de l'analyse ultérieure de la fonction de Green selon les approximations (3-22) ou (3-24), que nous aborderons au paragraphe IV.

d) l'opérateur de masse, de façon générale, dépend des deux variables k et ω . Tenant compte de cette dépendance et sans avoir à considérer le calcul explicite de Σ , il est possible de définir des quantités physiques caractéristiques des propriétés du milieu. $\Sigma(k, \omega)$ est introduit généralement en écrivant $G(k, \omega)$ comme :

$$G(k, \omega) = \frac{1}{\omega - \frac{k^2}{2m} - \Sigma(k, \omega)}. \quad (3-29)$$

Les pôles de $G(k, \omega)$ sont donc solution de l'équation

$$\omega = \frac{k^2}{2m} + \Sigma(k, \omega) \quad (3-30)$$

Il est utile de développer toutes les quantités dans le dénominateur de $G(k, \omega)$ autour de la valeur réelle $e(k)$, solution de l'équation

$$e(k) = \frac{k^2}{2m} + \text{Re } \Sigma(k, e(k)). \quad (3-31)$$

Supposons de plus que la dépendance en ω de $\text{Im } \Sigma(k, \omega)$ est faible de telle sorte que

$$\begin{aligned} \text{Im } \Sigma(k, \omega) &\sim \text{Im } \Sigma(k, e(k)) \\ &\sim -W(k) \end{aligned} \quad (3-32)$$

alors

$$\begin{aligned} \omega - \frac{k^2}{2m} - \Sigma(k, \omega) &= \omega - \frac{k^2}{2m} - \text{Re}\Sigma(k, e(k)) - (\omega - e(k)) \left. \frac{\partial \text{Re}\Sigma}{\partial \omega} \right|_{\omega=e(k)} \\ &\quad + i.W(k) + O((\omega - e(k))^2) \\ &= Z_k^{-1} \{ \omega - e(k) + i Z_k W(k) \} \\ &\quad + O((\omega - e(k))^2) \end{aligned} \quad (3-33)$$

où nous avons défini

$$Z_k = \left[1 - \left. \frac{\partial \text{Re}\Sigma(k, \omega)}{\partial \omega} \right|_{\omega=e(k)} \right]^{-1} \quad (3-34)$$

On peut donc écrire la forme approchée suivante de la fonction de Green

$$G(k, \omega) \sim \frac{Z_k}{\omega - e(k) + i Z_k W(k)} + G^B(k, \omega). \quad (3-35)$$

Dans $G^B(k, \omega)$ est cachée la partie incohérente de la fonction de Green, c'est à dire celle ne présentant pas de comportement du type oscillatoire amorti en fonction du temps : l'approximation de quasi-particule revient à négliger G^B et à ne prendre en compte que la contribution de pole simple avec son résidu Z_k .

Revenons à l'équation (3-31) donnant $e(k)$. Considérons ω fixé et cherchons la valeur $k_0(\omega)$ telle que

$$\omega = \frac{k_0^2}{2m} + \text{Re} \Sigma(k_0, \omega). \quad (3-36)$$

Faisons l'hypothèse, bien vérifié expérimentalement ⁶⁾, que

$$\text{Re}\Sigma(k_0(\omega), \omega) = V(\omega) = V^0 + a\omega, \quad (3-37)$$

et définissons

$$a = 1 - \frac{m^*}{m}, \quad (3-38)$$

alors (3-36) s'écrit

$$\omega = \frac{k_0^2}{2m^*} + \frac{m}{m^*} V^0. \quad (3-39)$$

Pour une dépendance non linéaire de $V(\omega)$ en ω , on définit en général

$$\frac{m^*}{m} = 1 - \frac{dV(\omega)}{d\omega}, \quad (3-40)$$

Ce qui conduit à la vitesse de groupe v_g de la quasiparticule

$$v_g = \frac{k_0}{m^*} = \frac{d\omega}{dk_0}. \quad (3-41)$$

Le libre parcours moyen λ est la distance parcourue par la quasiparticule pendant sa durée de vie τ , soit

$$\begin{aligned} \lambda &= v_g \cdot \tau \\ &= \frac{k_0}{m^*} \cdot 2 \cdot Z_k \cdot \text{Im} \Sigma(k_0(\omega), \omega) \\ &= \frac{k_0}{m_{k_0}} 2 \text{Im} \Sigma(k_0(\omega), \omega). \end{aligned} \quad (3-42)$$

Ici m_{k_0} est tel que

$$\begin{aligned} \frac{m^*}{m} &= \frac{m_{k_0}}{m} \cdot [Z_{k_0}]^{-1} \\ &= \frac{m_{k_0}}{m} \cdot \frac{m_\omega}{m}. \end{aligned} \quad (3-42')$$

On obtient alors les expressions suivantes :

$$\begin{cases} \frac{m_\omega}{m} = \left[1 - \frac{\partial \text{Re} \Sigma(k, \omega)}{\partial \omega} \right]_{\omega = e(k)} \\ \frac{m_k}{m} = \left[1 + \frac{m}{k} \frac{\partial \text{Re} \Sigma(k, \omega)}{\partial k} \right]_{\omega = e(k)}^{-1} \end{cases} \quad (3-43)$$

On voit donc que pour connaître les propriétés de quasiparticules dans le milieu, caractérisées par la masse effective et le libre parcours moyen, il est nécessaire d'étudier la dépendance en moment k et en énergie ω de l'opérateur de masse. Pour toute approximation de Σ indépendante de ω , $m_{\omega}/m = 1$, et la masse effective de la quasiparticule s'identifie seulement à la masse m_k . Nous reviendrons sur cette particularité aux paragraphes IV et V.

e) Nous allons maintenant dériver en quelques lignes l'équation du mouvement pour la fonction de Green à une particule, qui va nous servir de point de départ pour le calcul microscopique de l'opérateur de masse $\Sigma(k, \omega)$.

Nous considérons un système de particules (fermions ou bosons) interagissant via un potentiel à deux corps $V(r)$. Pour alléger la notation on omet les indices de spin (isospin) affectant les opérateurs de champ $\psi(\underline{r})$ et $\psi^+(\underline{r})$ et sans perdre en généralité le potentiel peut être pris comme un scalaire.

Nous avons donc

$$[\psi(\underline{r}), \psi^+(\underline{r}')]_e = \delta^{(3)}(\underline{r}-\underline{r}'), \quad (3-44)$$

et le Hamiltonien du système s'écrit

$$H = \int d^3r \psi^+(\underline{r}) h_0(\underline{r}) \psi(\underline{r}) + \frac{1}{2} \int d^3r d^3r' \psi^+(\underline{r}) \psi^+(\underline{r}') V(\underline{r}-\underline{r}') \psi(\underline{r}') \psi(\underline{r}). \quad (3-45)$$

Ici $h_0(\underline{r})$ est une densité hamiltonienne à un corps pour les particules pouvant se déplacer dans un potentiel externe scalaire $U(\underline{r})$ et/ou vecteur $\underline{A}(\underline{r})$.

En évaluant les commutateurs $[\psi, H]$ et $[\psi^+, H]$ avec la relation (3-44) on obtient les équations du mouvement pour $\psi(\underline{r}, -i\tau)$ et $\psi^+(\underline{r}, -i\tau)$

$$\begin{cases} -\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = e^{H\tau} [\psi(\underline{r}), H] e^{-H\tau} = h_0(\underline{r}) \psi(\underline{r}, -i\tau) + \int d^3r' \psi^+(\underline{r}', -i\tau) V(\underline{r}-\underline{r}') \psi(\underline{r}', -i\tau) \psi(\underline{r}, -i\tau) \\ \frac{\partial \psi^+}{\partial \tau} = h_0(\underline{r}) \psi^+(\underline{r}, -i\tau) + \int d^3r' \psi^+(\underline{r}, -i\tau) \psi^+(\underline{r}', -i\tau) V(\underline{r}-\underline{r}') \psi(\underline{r}', -i\tau). \end{cases} \quad (3-46)$$

Considérons la fonction de Green thermique définie précédemment, soit

$$G(\underline{r}\tau; \underline{r}'\tau') = - \langle \psi(\underline{r}, -i\tau) \psi(\underline{r}', -i\tau') \rangle \Theta(\tau - \tau') \\ + \epsilon \langle \psi(\underline{r}', -i\tau') \psi(\underline{r}, -i\tau) \rangle \Theta(\tau' - \tau),$$

et en la dérivant par rapport à τ en tenant compte de (3-46) on obtient (la différentiation des fonctions Θ conduit aux δ de Dirac)

$$\frac{\partial}{\partial \tau} G(\underline{r}\tau; \underline{r}'\tau') = - \langle [\psi(\underline{r}, -i\tau), \psi^+(\underline{r}', -i\tau')] \rangle_{\epsilon} \delta(\tau - \tau') \\ + h_0(\underline{r}) \langle T_0 \{ \psi(\underline{r}, -i\tau) \psi^+(\underline{r}', -i\tau') \} \rangle \quad (3-47) \\ + \int d^3 r'' V(\underline{r} - \underline{r}'') \langle T_0 \{ \psi(\underline{r}, -i\tau) \psi(\underline{r}'', -i\tau) \psi^+(\underline{r}', -i\tau) \psi^+(\underline{r}'', -i\tau_+) \} \rangle$$

Dans cette expression, lors du positionnement des opérateurs indiqués symboliquement par T_0 , celui avec τ_+ doit être positionné avant ceux avec τ (l'ordre pour les deux opérateurs au temps τ est sans importance puisque ceux-ci commutent ou anti-commutent). Nous pouvons réécrire (3-47) en introduisant la fonction de Green à deux particules G_2

$$\left[\frac{\partial}{\partial \tau} + h_0(\underline{r}) \right] G(\underline{r}\tau; \underline{r}'\tau') = - \delta(\underline{r} - \underline{r}') \delta(\tau - \tau') \quad (3-48) \\ + \int d^3 r'' V(\underline{r} - \underline{r}'') G_2(\underline{r}\tau, \underline{r}''\tau; \underline{r}'\tau', \underline{r}''\tau_+).$$

A première vue cette équation ne semble pas très utile puisque G_2 n'est pas connu. On peut continuer et dériver une équation pour G_2 qui va faire intervenir des fonctions de Green d'ordre plus élevé. La suite d'équation est finie ou infinie suivant que le nombre de particules du système est fini ou infini. En pratique, on cherche à résoudre (3-48) par des approximations successives que nous allons développer au paragraphe IV.

⑥ il est utile de voir que la fonction de Green $G(\underline{r}\tau; \underline{r}'\tau')$ permet d'avoir accès aussi aux propriétés macroscopiques du système. Pour cela considérons le potentiel thermodynamique Ω défini comme

$$\Omega = kT \ln Z \quad (3-49)$$

Pour l'ensemble grand canonique la fonction de partition Z a été définie en (1-14). Des quantités macroscopiques telles que l'entropie S et la chaleur spécifique C_V s'obtiennent à partir de Ω

$$S = - (\partial\Omega/\partial T)_{V, \mu} \quad (3-50)$$

$$C_V = T(\partial\Omega/\partial T)_{V, \mu}$$

Nous voulons relier Ω à la fonction de Green $G(\underline{r}\tau; \underline{r}'\tau')$. Pour cela nous allons considérer le Hamiltonien $H(\lambda)$ tel que

$$H(\lambda) = H_0 + \lambda V, \quad (3-51)$$

avec $0 < \lambda \leq 1$. Le problème de départ correspond à $\lambda=1$.

Nous avons

$$\Omega(\lambda) = - kT \ln [\text{Tr} e^{-\beta H(\lambda)}] \quad (3-52)$$

et donc

$$\frac{\partial\Omega}{\partial\lambda} = Z^{-1} \text{Tr} \{ e^{-\beta H(\lambda)} \beta V \} \quad (3-53)$$

$$= \beta \langle V \rangle.$$

Dans $\langle V \rangle$ quatre opérateurs de champ interviennent et donc la fonction de Green G_2 . Pour relier $\langle V \rangle$ à G , nous pouvons utiliser (3-47) : le terme impliquant quatre opérateurs de champ n'est autre que $2\lambda\langle V \rangle$ si nous faisons $\underline{r}=\underline{r}'$ et $\tau' \rightarrow \tau$ par valeur positive. Donc

$$\lambda\langle V \rangle = - \lim_{\tau' \rightarrow \tau+} \frac{1}{2} \int d^3r \lim_{\underline{r}' \rightarrow \underline{r}} \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial\tau} + h_0(\underline{r}) \right] G^{(\lambda)}(\underline{r}\tau; \underline{r}'\tau') \right\} \quad (3-54)$$

En intégrant (3-53) sur λ de 0 à 1 on obtient

$$\Omega(1) - \Omega(0) = - \frac{\beta}{2} \int_0^1 \frac{d\lambda}{\lambda} \int d^3r \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial\tau} + h_0(\underline{r}) \right] G^{(\lambda)}(\underline{r}\tau; \underline{r}'\tau') \right\} \quad (3.55)$$

$$\begin{matrix} \underline{r}' = \underline{r} \\ \tau' = \tau+ \end{matrix}$$

Ici $\Omega(o)$ est le potentiel thermodynamique pour le système sans interaction, en général calculable sans difficultés.

L'intérêt de l'étude de $G(\underline{r}\tau; \underline{r}'\tau')$ est donc multiple en raison des aspects microscopiques et macroscopiques du système qu'elle permet d'aborder.

IV - APPROXIMATIONS GENERALES

Dans ce paragraphe nous allons dériver et discuter les approximations d'ordre général pour lesquelles il est possible en principe de résoudre l'équation (3-48). On obtiendra ainsi une approche systématique du calcul microscopique de l'opérateur de masse qui permettra d'explorer quantitativement le bien fondé des arguments qualitatifs précédents.

a) Considérons tout d'abord un système de particules indépendantes caractérisé par la densité hamiltonienne à un corps $h_o(\underline{r})$ et plongé dans un champ extérieur à un corps $U(\underline{r}, \tau)$. Dénotons la fonction de Green correspondante $G(\underline{r}_1 \tau_1; \underline{r}_2 \tau_2; U)$ Elle obéit à l'équation

$$\left[\frac{\partial}{\partial \tau_1} + h_o(\underline{r}_1) + U(\underline{r}_1, \tau_1) \right] G(\underline{r}_1 \tau_1; \underline{r}_2 \tau_2; U) = -\delta(\tau_1 - \tau_2) \delta(\underline{r}_1 - \underline{r}_2) \quad (4-1)$$

avec $h_o(\underline{r}) = \left[-\frac{1}{2m} \nabla^2 - \mu + U_o(\underline{r}) \right]$. Supposons connue la fonction de Green G_o du système avec $U = o$. Nous allons alléger les notations en écrivant dorénavant

$$\begin{aligned} G(1,2;U) &\equiv G(\underline{r}_1 \tau_1; \underline{r}_2 \tau_2; U) \\ \delta(1,2) &\equiv \delta(\tau_1 - \tau_2) \delta(\underline{r}_1 - \underline{r}_2) \\ &\dots\dots \end{aligned}$$

Donc le système d'équations

$$\begin{cases} \left[\frac{\partial}{\partial \tau_1} + h_o(1) + U(1) \right] G(1,2;U) = -\delta(1,2) \\ \left[\frac{\partial}{\partial \tau_1} + h_o(1) \right] G_o(1,2) = -\delta(1,2) \end{cases} \quad (4-2)$$

doit être résolu pour $G(1,2;U)$, connaissant $G_o(1,2)$, et pour $\tau_1 \geq 0$, $\tau_2 \leq \beta$ avec la condition aux bornes déduite de (2-16)

$$G(o,2;U) = -\varepsilon G(\beta,2;U). \quad (4-3)$$

La solution pour $G(1,2;U)$ s'écrit grâce à $G_0(1,2)$ sous la forme intégrale

$$G(1,2;U) = G_0(1,2) + \int_0^\beta d3 G_0(1,3)U(3)G(3,2;U) \quad (4-4)$$

avec $\int_0^\beta d3 \equiv \int_0^\beta d\tau_3 \int d^3r_3$. On voit que, grâce à la propriété (2-16) satisfaite par G_0 et aux limites d'intégration sur τ_3 , (4-3) est automatiquement satisfait.

Nous allons chercher une solution de (4-4) sous la forme

$$G(1,2;U) = \sum_{n=0}^{\infty} G^{(n)}(1,2;U) \quad (4-5)$$

où l'indice n compte le nombre d'interaction U présent dans $G^{(n)}$. Bien sûr $G^{(0)} \equiv G_0(1,2)$. En reportant dans (4-4) et en identifiant les termes contenant le même nombre d'interaction U on obtient

$$\begin{aligned} G^{(n+1)}(1,2;U) &= \int_0^\beta d3 G_0(1,3) U(3) G^{(n)}(3,2;U) \\ &= \int_0^\beta d3 \int_0^\beta d4 \dots \int_0^\beta d(n+2) G_0(1,3)U(3)G_0(3,4)U(4) \\ &\quad \dots U(n+2)G_0(n+2,2). \end{aligned} \quad (4-6)$$

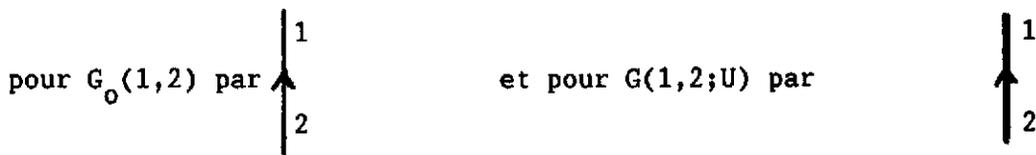
Soit

$$\begin{aligned} G(1,2;U) &= G_0(1,2) + \int_0^\beta d1' G_0(1,1')U(1')G_0(1',2) \\ &\quad + \int_0^\beta d1' \int_0^\beta d2' G_0(1,1')U(1')G_0(1',2')U(2')G_0(2',2) \\ &\quad + \dots \end{aligned} \quad (4-7)$$

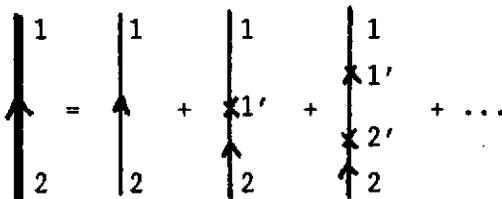
Revenons à la définition de $G_0(1,2)$.

$$\begin{aligned} G_0(1,2) &= - \langle \psi(1)\psi^+(2) \rangle \theta(\tau_1 - \tau_2) \\ &\quad + \varepsilon \langle \psi^+(2)\psi(1) \rangle \theta(\tau_2 - \tau_1) \end{aligned}$$

Dans le premier terme $\psi^+(2)$ crée une particule en "2" et $\psi(1)$ détruit une particule en 1 : ce terme décrit la propagation d'une particule de "2" vers "1". Dans le deuxième terme nous avons destruction d'une particule en "1" ou création d'un trou en "1" et création d'une particule en "2" ou destruction d'un trou en "2" : Ce terme décrit la propagation d'un trou de "1" vers "2". Tenant compte de cet aspect de propagation nous allons représenter le résultat (4-7) sous forme de diagrammes (i.e. de dessin). Tout d'abord pour $\tau_1 > \tau_2$ nous représentons la propagation d'une particule de 2 vers 1



Nous convenons de représenter l'action du potentiel U sur une particule par une croix sur la ligne de cette particule. Ainsi la représentation "hiéroglyphique" de (4-7) sera

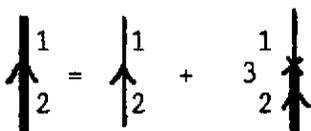


avec la convention qu'à chaque croix l'intégration sur la variable correspondante est à effectuer.

On peut maintenant ne faire que des dessins et obtenir les expressions algébriques correspondantes simplement de la façon suivante

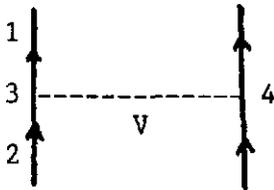
- i) pour chaque ligne orientée du vertex b vers a introduire un facteur $G_0(a,b)$.
- ii) pour chaque vertex n où il y a une croix introduire un facteur $U(n)$ et intégrer sur les variables " n ".

L'équation complète (4-4) prend une forme picturale simple



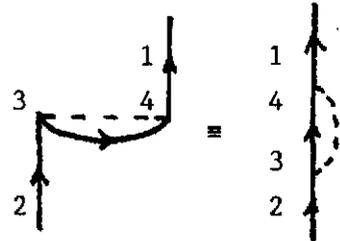
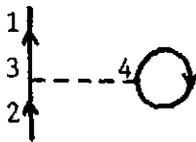
L'étape suivante consiste à étendre ces dessins au cas de particules en interaction mutuelle.

b) Revenons au hamiltonien total écrit en (3-45). Dans cette expression V décrit la diffusion de deux particules l'une en \underline{r} l'autre en \underline{r}' . Nous noterons maintenant $G_0(1,2)$ la fonction de Green en rapport avec H_0 (notée $G(1,2;U)$ dans le paragraphe précédent). V relie donc 2 particules : une particule peut voyager de "2" vers "3" et là être diffusée par son interaction avec une autre particule du milieu se trouvant en "4" par exemple. Nous convenons de représenter cette interaction entre les particules en "3" et en "4" par une ligne pointillée, ce qui donne

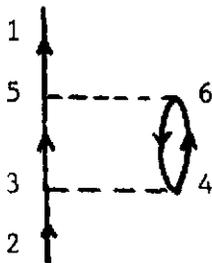


Pendant la fonction de Green décrit la propagation globale de la particule supplémentaire entre un état initial et un état final identique et donc la particule excitée doit retourner à son état de départ. Ceci ne peut s'obtenir que si

- i) la ligne particule en "4" se boucle sur elle-même (ou échange sa place)
- ii) ou au moins une deuxième diffusion à lieu qui ramène la particule "4" à son état initial.



Cas i) du premier ordre en V



Un cas ii) possible (parmi d'autres) du deuxième ordre en V .

Avec les règles d'interprétation précédentes il est facile d'écrire la contribution du cas ci-dessus :

$$\int d3 \int d4 \int d5 \int d6 \quad G_0(1,5)G_0(5,3)G_0(3,2)G_0(4,6) G_0(6,4) \\ V(3,4) V(5,6)$$

avec $V(1,2) = V(\underline{r}_1 - \underline{r}_2) \delta(\tau_1 - \tau_2)$: la fonction δ traduit l'action instantanée de V .

Revenons à l'équation différentielle de $G(1,1')$. Avec les notations abrégées elle s'écrit :

$$\left[\frac{\partial}{\partial \tau_1} + h_0(1) \right] G(1,1') = - \delta(1,1') + \int d2 V(1,2) G_2(12;1'2^+). \quad (4-8)$$

On voit qu'elle fait intervenir un facteur V et si nous voulons une équation pour $G(1,1')$ qui ne fasse intervenir que ce seul facteur qu'elle est donc la forme la plus simple de G_2 à l'ordre zéro en V ? Il nous faut donc trouver G_2 pour un système de particules indépendantes décrit par la fonction de Green à une particule. Notons qu'en général

$$G_n^{(0)}(1,2,\dots,n;1',2',\dots,n') \Big|_{\tau_1=0} = - \epsilon G_n^{(0)}(1,2,\dots,n|1',2',\dots,n') \Big|_{\tau_1=\beta} \quad (4-9)$$

A partir des équations du mouvement pour les champs on obtient sans difficultés l'équation satisfaite par $G_n^{(0)}$. Elle s'écrit

$$\left[\frac{\partial}{\partial \tau_1} + h_0(1) \right] G_n^{(0)}(1,2,\dots,n;1'2' \dots n') = - \sum_{i'=1}^n (-\epsilon)^{i'-1} \delta(1,i') \times G_{n-1}^0(2,3,\dots,n;1',2',\dots,i'-1,i'+1,\dots,n'), \quad (4-10)$$

où le membre de droite vient de la différentiation des fonctions θ contenues dans la définition de $G_n^{(0)}$.

Cette équation peut s'intégrer à l'aide de la fonction de Green à une particule G_0 , la condition aux limites (4-9) étant ainsi automatiquement satisfaite.

On obtient

$$G_n^{(0)}(1,2,\dots,n;1',2' \dots n') = \sum_{i'=1}^n (-\epsilon)^{i'-1} G_0(1,i') G_{n-1}^{(0)}(2,3,\dots,n;1',2',\dots,i'-1,i'+1,\dots,n').$$

Dans le cas particulier $n = 2$ ($G_1^{(0)} \equiv G_0$) cela s'écrit : (4-11)

$$G_2(12;1'2') = G_0(1,1')G_0(2,2') - \epsilon G_0(1,2')G_0(2,1') \quad (4-12)$$

On note que même dans le cas où il n'y a pas d'interaction à 2-corps V, G_2 n'est pas nul. Reportant (4-12) dans (4-8) on peut écrire

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial \tau_1} + h_0(1) \right] G(1,1') &= \delta(1,1') \\ &+ \int d2 V(1,2) \left[G_0(1,1')G_0(2,2) - \epsilon G_0(1,2)G_0(2,1') \right] \\ &+ \text{termes d'ordre plus élevé en V.} \end{aligned} \quad (4-13)$$

c) Récrivons cette équation en introduisant la quantité

$$\Sigma(1,2) = \delta(1,2) \int d2' V(1,2')G_0(2',2') - \epsilon V(1,2)G_0(1,2). \quad (4-14)$$

Soit

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial \tau_1} + h_0(1) \right] G(1,1') &= - \delta(1,1') + \int d2 \Sigma(1,2) G_0(2,1') \\ &+ \text{termes d'ordre plus élevé en V.} \end{aligned} \quad (4-13')$$

Comme nous allons le voir Σ est bien la "self-énergie" au premier ordre en V.

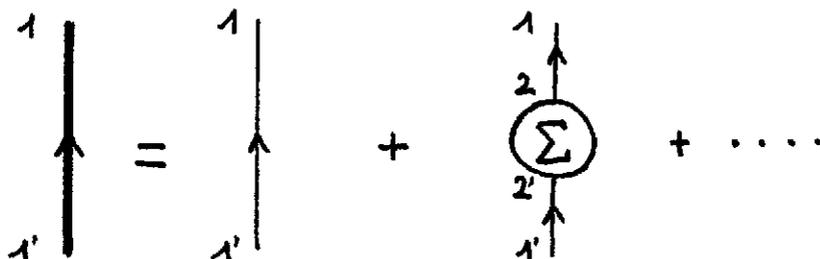
A l'aide de la fonction de Green $G_0(1,1')$, solution de

$$\left[\frac{\partial}{\partial \tau_1} + h_0(1) \right] G_0(1,1') = - \delta(1,1') \quad (4-15)$$

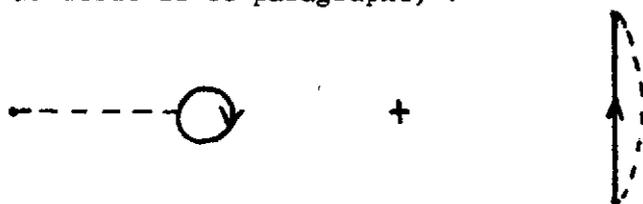
on peut écrire $G(1,1')$ sous la forme

$$\begin{aligned} G(1,1') &= G_0(1,1') + \int d2d2' G_0(1,2) \Sigma(2,2') G_0(2';1') \\ &+ \text{termes d'ordre plus élevé en V.} \end{aligned} \quad (4-16)$$

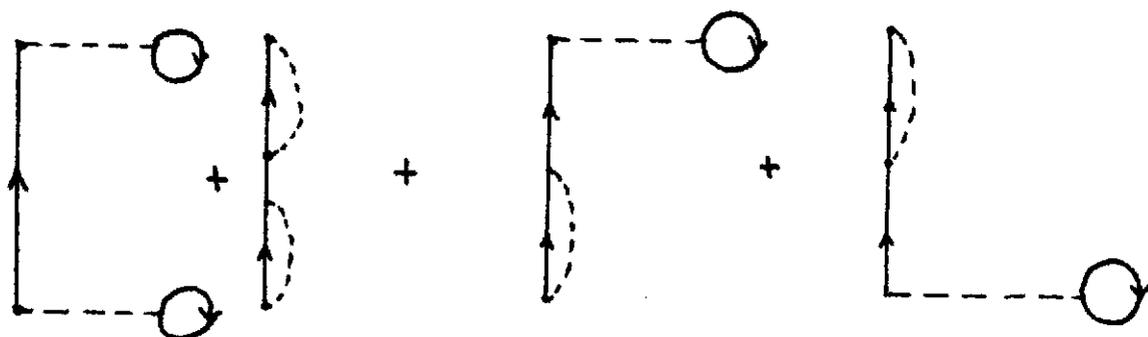
Nous pouvons à nouveau dessiner symboliquement cette relation comme suit :



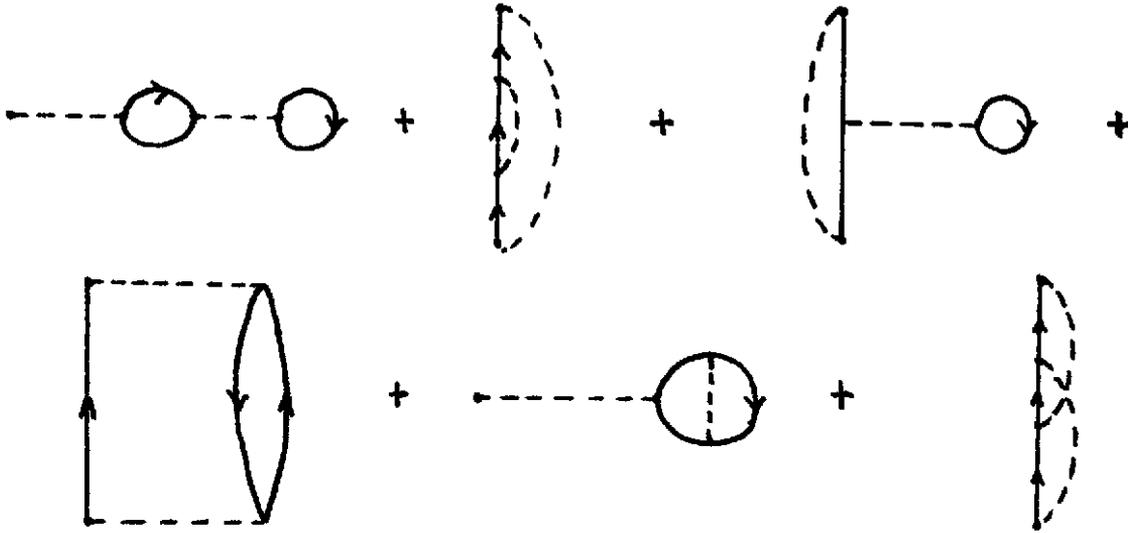
Sous cette forme on voit immédiatement qu'on peut regrouper tous les termes d'ordre plus élevé en V qui représentent juste une itération du terme de base en Σ , comme dans le cas simple précédent avec un potentiel externe à un corps. On obtient ainsi une équation intégrale pour $G(1,1')$, connue sous le nom d'équation de Dyson. Cependant avant de l'écrire, il convient de faire la distinction entre les contributions à la self-énergie qui sont générées automatiquement par la répétition indiquée ci-dessus (contributions inappropriées) et celles qui ne le sont pas (contributions appropriées). Pour illustrer cette distinction reprenons l'expression (4-14) de $\Sigma(1,2)$, du premier ordre en V , qui se représente comme la somme des deux diagrammes suivants (cf. le cas i) au début de ce paragraphe) :



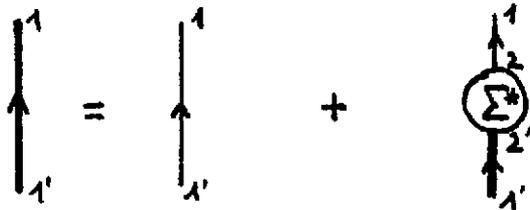
Au deuxième ordre en V , nous avons déjà indiqué une contribution à Σ en dessinant un cas ii) possible. Il y a 10 contributions au total, du deuxième ordre en V , que l'on obtient en développant explicitement l'équation pour G_2 . A cet ordre là, impliquant deux interactions V , on peut encore dessiner ces contributions par simple inspection, sur la base des deux figures ci-dessus. On obtient tout d'abord 4 contributions à Σ :



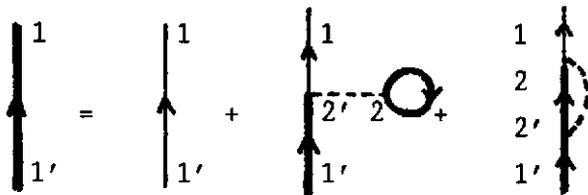
qui apparaissent bien comme une répétition du terme de base de la contribution du premier ordre en V à Σ . On obtient de plus 6 autres contributions :



qui ne peuvent pas être générées itérativement à partir des deux diagrammes à une interaction V de départ : ces contributions à la self-énergie sont irréductibles ou appropriées. On voit en effet que contrairement aux quatre premières, il n'est pas possible de les réduire aux deux formes simples initiales en coupant une ligne particule. Nous noterons par Σ^* la self-énergie battie à partir des contributions appropriées seulement. Au premier ordre en V , Σ^* se confond avec Σ . Cette distinction entre contributions appropriées et inappropriées étant faite, il est clair que l'équation intégrale pour $G(1,1')$ ne doit faire intervenir que Σ^* et se représente sous la forme



Si nous ne prenons en compte que le premier ordre en V (cf. eq. 4-14) pour la self-énergie, on obtient la forme particulière suivante :



Cette équation pour la fonction de Green est connue sous le nom d'approximation self-consistante de Hartree-Fock. Nous verrons plus loin le contenu physique de cette équation et la nature de la self-consistance invoquée.

Dans l'espace (k, ω) l'équation intégrale de Dyson s'écrit

$$G(k, \omega) = G_0(k, \omega) + G_0(k, \omega) \Sigma^*(k, \omega) G(k, \omega) \tag{4-17}$$

dont la solution formelle est

$$G(k, \omega) = [G_0^{-1}(k, \omega) - \Sigma^*(k, \omega)], \quad (4-18)$$

soit en tenant compte de (3-20)

$$G(k, \omega) = \frac{1}{\omega - e_0(k) - \Sigma^*(k, \omega)} \quad (4-19)$$

Nous avons maintenant une première approximation microscopique à l'opérateur de masse Σ : l'approximation Hartree-Fock (HF) self-consistante. Regardons de plus près son contenu dans le cas d'un système dans un potentiel externe à un corps et d'un potentiel d'interaction indépendants du spin. Reintroduisant les indices de spin, et pour le cas des fermions, on aura

$$\begin{aligned} H_0 &= \int d^3r \psi_\alpha^+(\underline{r}) \left[-\frac{\nabla^2}{2m} + U(\underline{r}) \right] \psi_\alpha(\underline{r}) \\ H_1 &= \frac{1}{2} \int d^3r \int d^3r' \psi_\alpha^+(\underline{r}) \psi_\beta^+(\underline{r}') V(\underline{r}-\underline{r}') \psi_\beta(\underline{r}') \psi_\alpha(\underline{r}). \end{aligned} \quad (4-20)$$

Soit $\{\phi_j^0\}$ la suite complète des fonctions propres de H_0

$$H_0 \phi_j^0(\underline{r}) = \left[-\frac{\nabla^2}{2m} + U(\underline{r}) \right] \phi_j^0(\underline{r}) = e_j^0 \phi_j^0(\underline{r}). \quad (4-21)$$

Avec nos conventions et en temps réel t , nous avons vu que

$$\begin{aligned} G_0(\underline{r}t; \underline{r}'t') &= - \sum_j \phi_j^0(\underline{r}) \phi_j^{0*}(\underline{r}') e^{-ie_j^0(t-t')} \\ &\cdot \left[\Theta(t-t') \langle \Phi_0 | a_j a_j^\dagger | \Phi_0 \rangle - \Theta(t'-t) \langle \Phi_0 | a_j^\dagger a_j | \Phi_0 \rangle \right] \end{aligned} \quad (4-22)$$

où $|\Phi_0\rangle$ est l'état fondamental du système non interagissant.

Notons

$$\begin{cases} \langle \Phi_0 | a_j a_j^\dagger | \Phi_0 \rangle = n_j^> \\ \langle \Phi_0 | a_j^\dagger a_j | \Phi_0 \rangle = n_j^<, \end{cases} \quad (4-23)$$

et introduisons la représentation intégrale de la fonction saut

$$\theta(t) = - \lim_{\delta \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \frac{e^{-i\omega t}}{\omega + i\delta}. \quad (4-24)$$

La fonction de Green G_0 s'écrit alors

$$G_0(\underline{r}, \underline{r}'; \omega) = \sum_j \phi_j^0(\underline{r}) \phi_j^{0*}(\underline{r}') \left[\frac{n_j^>}{\omega - e_j^0 + i\delta} + \frac{n_j^<}{\omega - e_j^0 - i\delta} \right]. \quad (4-25)$$

L'équation intégrale pour $G(\underline{r}, \underline{r}'; \omega)$ se lit d'après les diagrammes précédents (4-17)

$$G(\underline{r}, \underline{r}'; \omega) = G_0(\underline{r}, \underline{r}'; \omega) + \int d^3r_1 d^3r'_1 G_0(\underline{r}, \underline{r}_1; \omega) \Sigma(\underline{r}_1; \underline{r}'_1) G(\underline{r}'_1, \underline{r}'; \omega) \quad (4-26)$$

avec

$$\begin{aligned} \Sigma(\underline{r}_1, \underline{r}'_1) &= (2s+1) \delta(\underline{r}_1 - \underline{r}'_1) \int d^3r_2 V(\underline{r}_1 - \underline{r}_2) \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{i\omega\delta} G(\underline{r}_1, \underline{r}_2; \omega) \\ &\quad - V(\underline{r}_1 - \underline{r}'_1) \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{i\omega\delta} G(\underline{r}_1, \underline{r}'_1; \omega). \end{aligned} \quad (4-27)$$

Ici $(2s+1)$ est la dégénérescence de spin. On voit que dans l'approximation HF (4-27), Σ est indépendant de ω et réel pur : les quasi-particules ont une durée de vie infinie et se comportent donc comme des particules libres de masse effective $\frac{m^*}{m}$ déterminée uniquement par la masse "k" définie en (3-43). On peut donc écrire $G(\underline{r}, \underline{r}'; \omega)$ sous une forme équivalente à l'expression (4-25) de G_0 , soit

$$G(\underline{r}, \underline{r}'; \omega) = \sum_j \phi_j(\underline{r}) \phi_j^*(\underline{r}') \left[\frac{n_j^>}{\omega - e_j + i\delta} + \frac{n_j^<}{\omega - e_j - i\delta} \right], \quad (4-28)$$

où les inconnues sont les $\phi_j(\underline{r})$ et les énergies e_j .

Introduisons l'opérateur L_1 tel que :

$$\begin{aligned} L_1 &= -\omega - \frac{\nabla_1^2}{2m} + U(r_1) \\ &= -\omega + H_0. \end{aligned} \quad (4-29)$$

Alors

$$L_1 G_0(r_1, r_1'; \omega) = -\delta(r_1 - r_1'). \quad (4-30)$$

Appliquons L_1 sur $G(r, r'; \omega)$ défini en (4-28) et obéissant à (4-26). En utilisant (4-30) on obtient une équation aux valeurs propres pour $\phi_j(r_1)$ et e_j ,

$$\left[-\frac{\nabla^2}{2m} + U(r_1) \right] \phi_j(r_1) + \int d^3r_2 \Sigma(r_1, r_2) \phi_j(r_2) = e_j \phi_j(r_2). \quad (4-31)$$

On voit que la self-énergie agit comme un potentiel non local. De plus

- i) Σ est hermitique : $\{\phi_j\}$ forme une suite orthonormale d'états propres
- ii) Σ est composé de 2 termes : un terme direct local (terme de Hartree) un terme non local d'échange (terme de Fock)
- iii) La nature de l'auto-consistance est apparente d'après (4-27), (4-28) et (4-31) : Σ s'obtient à partir des $\phi_j(r)$, mais à leur tour les $\phi_j(r)$ s'obtiennent à partir de Σ .

d) Ayant obtenu une première approximation générale pour l'opérateur de masse, nous allons en discuter son domaine d'application et voir ainsi dans quelles conditions et pour quels systèmes il est nécessaire de rechercher une évaluation plus élaborée de Σ .

L'équation intégrale pour la fonction de Green G fait intervenir la fonction de Green à 2 particules G_2 que nous avons écrite en termes de G seulement alors que l'expression complète de G_2 est :

$$G_2(1,2;1'2') = G(1,1')G(2,2') - \epsilon G(1,2')G(2,1') + G_c(12;1'2') \quad (4-32)$$

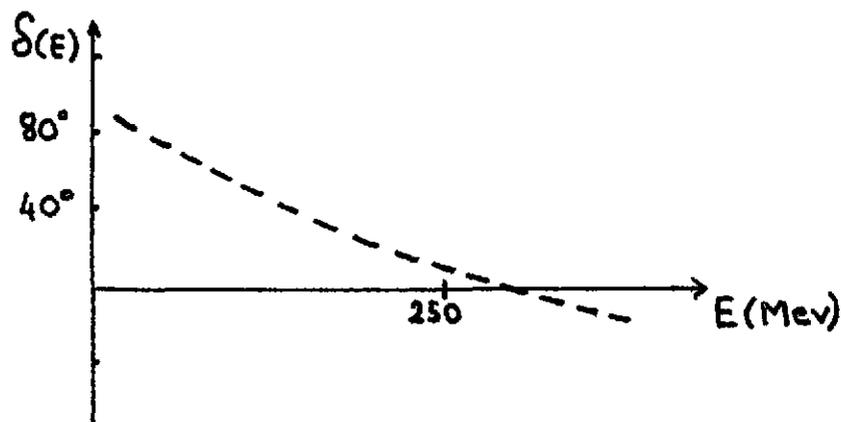
Ici les deux premiers termes du membre de droite représentent la partie non corrélée tandis que G_c représente la partie corrélée que nous avons négligée. Ces corrélations entre les particules peuvent raisonnablement être négligées si la distance moyenne entre 2 particules est beaucoup plus grande que la portée a du potentiel d'interaction. Si ρ est la densité du milieu, la distance moyenne entre 2 particules est de l'ordre de $\rho^{-1/3}$ et donc la condition de non prise en compte des corrélations serait

$$\rho^{-1/3} \gg a$$

$$\text{ou } \rho^{1/3} a \ll 1$$

(4-33)

En chiffre, pour un système nucléaire, le pion détermine la longue portée de l'interaction entre nucléons et donc $a^{-1} = m_{\pi} = 140 \text{ MeV} = 0.7 \text{ fm}^{-1}$; la condition serait donc $\rho \ll 0.34 \text{ fm}^{-3}$. La densité moyenne à l'intérieur des noyaux lourds est de l'ordre de 0.17 fm^{-3} et il semblerait à première vue que l'approximation HF devrait être satisfaisante pour décrire les propriétés statiques des noyaux. Ceci est effectivement le cas, mais c'est seulement après un examen plus approfondi qu'il est possible de répondre affirmativement. En effet un problème majeur se pose lorsqu'on examine de plus près l'interaction nucléon-nucléon, à travers les résultats des déphasages libres dans l'onde 1S_0 ;



que nous avons représenté schématiquement dans la figure ci-dessus. Le changement de signe à $E_{\text{lab}} \sim 250 \text{ MeV}$ indique que l'interaction N-N est fortement répulsive à courte portée et ce comportement est bien représenté par un coeur dur de rayon c voisin de 0.5 fm , suivi d'une forme attractive du type Yukawa,

$$V(r) = \begin{cases} \infty & r < c \\ v_0 e^{-(m_{\pi}r)} / (m_{\pi}r) & r \geq c. \end{cases} \quad (4-34)$$

Pour un tel potentiel, les éléments de matrice de l'interaction ne sont pas finis et il est donc nécessaire de savoir traiter les corrélations de courte portée conduisant à la définition d'une interaction effective finie utilisable dans une approche HF.

D'un autre côté si les forces sont de longue portée, la relation (4-33) indique que, si l'on considère le système pour des densités croissantes, alors il devient nécessaire d'aller au-delà de l'approximation HF standard. Ceci peut

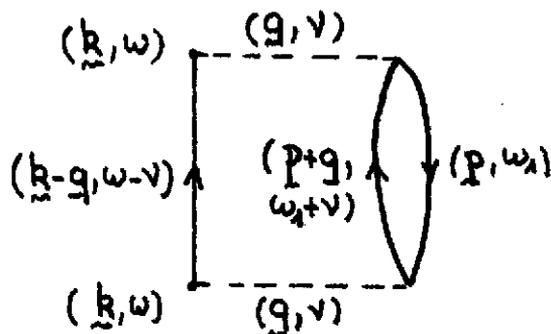
être envisagé à travers les resommations (RPA) d'une suite de diagrammes particuliers contribuant à $\Sigma(k, \omega)$. C'est le cas du potentiel à longue portée de Coulomb pour le gaz d'électron, tandis que le gaz d'Hélium possède essentiellement des corrélations de courte portée (le potentiel de Lenard Jones est pratiquement un coeur dur). Le gaz de nucléon est difficile à traiter car le potentiel nucléon-nucléon a à la fois les caractéristiques de courte et longue portée.

V - RESOMMATIONS PARTICULIERES, D'ORDRE INFINI EN V, POUR L'OPERATEUR DE MASSE

Nous avons vu un exemple de resommation d'ordre infini en nombre d'interaction V donné par l'équation de Dyson. Cette resommation est de caractère purement géométrique. Nous allons examiner maintenant d'autres types de sommations imposées par des considérations physiques.

a) Pourquoi sommer les diagrammes en anneaux souvent mentionnés au cours de cette école (cours de M. Ericsson et de J. Delorme) ?

Considérons le diagramme approprié non-réductible du 2ème ordre en V déjà rencontré et contribuant à la self-énergie Σ . Soit Σ_2^r cette contribution



Pour une interaction scalaire (sans étiquette de spin) d'après les conventions du paragraphe III, nous obtenons facilement que Σ_2^r est tel que

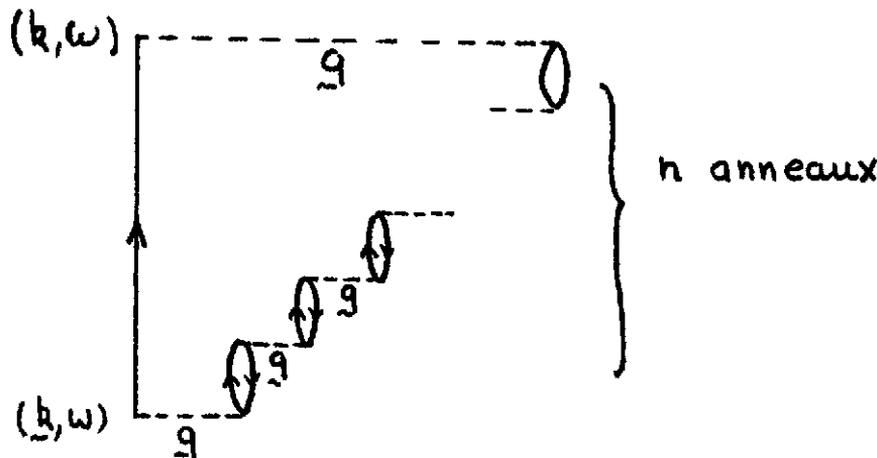
$$\Sigma_2^r \sim \int d\omega_1 \int d\nu \int d^3p \int d^3q [V(q)]^2 G_0(p, \omega_1) \cdot G_0(p+q, \omega_1+\nu) G_0(k-q, \omega_1-\nu). \quad (5-1)$$

Ici $V(q)$ est la transformée de Fourier du potentiel d'interaction

$$V(q) = \int d^3x V(x) e^{-iq \cdot x}. \quad (5-2)$$

Pour le gaz de Coulomb, $V(q) = \frac{e^2}{q^2}$, et l'intégrale en (5-1) diverge car elle se comporte en $\int d^3q/q^4$ (la limite $q \rightarrow \infty$ des 3 facteurs G_0 est régulière). Pour un potentiel de portée finie m_π^{-1} du type Yukawa l'intégrale n'est plus divergente, mais la contribution est maintenant dominée par les valeurs de q inférieure ou égale à m_π et c'est aussi la partie de longue portée du potentiel qui rend cette contribution importante.

La situation devient apparemment encore plus catastrophique si on considère des contributions d'ordre plus élevé dans le nombre d'anneaux présents. Soit en effet la contribution suivante



pour laquelle nous aurons une intégrale du type $\int d^3q [V(q)]^n \sim \int \frac{d^3q}{q^{2n}}$ donc encore plus divergente à $q \rightarrow \infty$.

Cependant si nous considérons la somme infinie de tous ces diagrammes en anneaux, alors nous formons une progression géométrique formellement sommable et la somme est finie!

Pour voir ceci définissons

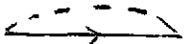
$$\pi^0(q, \nu) = N \int d\omega_1 \int d^3p G_0(p, \omega_1) G_0(p+q, \omega_1+\nu), \quad (5-3)$$

et introduisons un vertex effectif d'interaction tel que :

Soit

$$V_r(q, \nu) = V(q) + V(q)\pi^0(q, \nu)V(q) + \dots \quad (5-4)$$

$$= \frac{V(q)}{1 - V(q) \pi^0(q, \nu)}$$

Pour évaluer la contribution totale à Σ_2^r , nous devons soustraire la contribution $V(q)$ seule car elle est déjà présente dans le terme HF (c'est ).

On aura donc

$$\begin{aligned} \Sigma_{2, \text{total}}^r(\underline{k}, \omega) &\sim \int d\nu \int d^3q [v_r(q, \nu) - V(q)] G_0(\underline{k}-\underline{q}, \omega - \nu) \\ &\sim \int d\nu \int d^3q \frac{[V(q)]^2 \pi^0(q, \nu)}{1 - V(q) \pi^0(q, \nu)} G_0(\underline{k}-\underline{q}, \omega - \nu). \end{aligned} \quad (5-5)$$

L'intégrale sur q se comporte comme $\int \frac{q^2 dq}{q^4} \frac{q^2}{q^2 - \alpha(q)}$.

Considérant $\pi^0(q, \nu)$ on montre³⁾ que la limite $q \rightarrow 0$ de $\alpha(q)$ est une constante pour les valeurs physiques de ν et donc la divergence est levée.

Pour un potentiel de portée finie, c'est la comparaison entre le premier terme de la série donné par $V(q)$ et la somme complète qui permet seulement de décider de la nécessité de la resommation.

Ici, nous avons mis l'accent sur un type particulier de diagrammes, pour mettre en évidence de façon simple les modifications apportées aux propriétés analytiques de $\Sigma(\underline{k}, \omega)$ par la resommation, ici dite de Tamm-Dancoff. Dans le même cadre, des schémas de resommation plus élaborés existent pour lesquels on pourra consulter les Réf. (3). Nous reviendrons sur cette question à la fin de ce paragraphe.

b) Nous allons examiner maintenant comment traiter le cas d'un potentiel d'interaction à coeur dur (ou fortement répulsif). C'est l'aspect essentiel du problème du gaz de nucléons ou d'atomes d'Hélium.

Le traitement de la diffusion libre par un coeur dur est à la base du traitement en milieu à densité finie et il est utile de rappeler quelques résultats.

Considérons l'équation de Schrödinger pour deux particules de masse m interagissant par un potentiel V . Dans le centre de masse, elle s'écrit

$$\left[\nabla^2 + k^2 \right] \psi(\underline{r}) = v(\underline{r})\psi(\underline{r}). \quad (5-6)$$

Ici $v(\underline{r}) = 2m_{\text{red}}V(\underline{r}) = mV(\underline{r})$ ($\hbar = 1$). La solution d'onde sortante de (5-6) s'écrit à l'aide de la fonction de Green $G^{(+)}(\underline{r}-\underline{r}')$, satisfaisant à l'équation

$$\left[\nabla^2 + k^2 \right] G^{(+)}(\underline{r}-\underline{r}') = - \delta(\underline{r}-\underline{r}') \quad (5-7)$$

La solution de (5-7) est :

$$G^{(+)}(\underline{r}-\underline{r}') = \frac{e^{ik|\underline{r}-\underline{r}'|}}{4\pi|\underline{r}-\underline{r}'|}. \quad (5-8)$$

Elle permet d'écrire

$$\psi_k^+(\underline{r}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} - \int d^3r' G^{(+)}(\underline{r}-\underline{r}')v(\underline{r}')\psi_k^+(\underline{r}'). \quad (5-9)$$

De cette expression on en déduit le comportement asymptotique

$$\psi_k^+(\underline{r})_{r \rightarrow \infty} = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} + f(\underline{k}, \underline{k}') \frac{e^{ikr}}{r}, \quad (5-10)$$

qui définit l'amplitude de diffusion pour une transition d'un vecteur d'onde incident \underline{k} vers un vecteur d'onde final \underline{k}' , soit

$$f(\underline{k}, \underline{k}') = - \frac{1}{4\pi} \int d^3r' e^{-i\vec{k}'\cdot\vec{r}'} v(\underline{r}')\psi_k^+(\underline{r}'). \quad (5-11)$$

Si $V(r)$ a un coeur dur à $r=c$ (ie $V(r)$ est infini pour $r < c$) alors la particule ne peut pas pénétrer le coeur dur et $\psi_k(\underline{r}) = 0$ pour $r < c$, de telle sorte que l'amplitude de diffusion (5-11) reste finie. En effet le développement en ondes partielles de f s'écrit :

$$f(k, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(2l+1)}{k} e^{i\delta_l} \sin \delta_l P_l(\cos \theta) \quad (5-12)$$

avec (par calcul direct à partir de (5-6))

$$\delta_l(k) = - \frac{(kc)^{2l+1}}{(2l+1)!!(2l-1)!!}. \quad (5-13)$$

Alors

$$\begin{aligned}
 f(\underline{k}, \underline{k}') &= k^{-1} (1 + i\delta_0) \delta_0 + O(k^2 c^3) \\
 |\underline{k}| = |\underline{k}'| &= k \rightarrow 0 \\
 &= -c + ik c^2 + O(k^2 c^3). \tag{5-14}
 \end{aligned}$$

Pour obtenir $f(\underline{k}, \underline{k}')$ fini il faut donc avoir le comportement correct de $\psi_{\underline{k}}(\underline{r})$ à $r=c$, ce qui ne peut pas s'obtenir par une solution perturbative de (5-9) (ie un développement en puissance de v).

Considérons maintenant V fini (mais aussi repulsif que voulu) et plaçons nous dans l'espace des moments où

$$\psi_{\underline{k}}(\underline{p}) = \int d^3 r e^{-i \underline{p} \underline{r}} \psi_{\underline{k}}^+(\underline{r}) \tag{5-15}$$

et

$$V(\underline{p}) = \int d^3 r e^{-i \underline{p} \underline{r}} v(\underline{r}).$$

L'équation intégrale (5-9) devient

$$\psi_{\underline{k}}(\underline{p}) = (2\pi)^3 \delta(\underline{p}-\underline{k}) - \frac{1}{p^2 - k^2 - i\delta} \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} v(\underline{q}) \psi_{\underline{k}}(\underline{p}-\underline{q}). \tag{5-16}$$

Définissons

$$\begin{aligned}
 t(\underline{k}, \underline{k}') &= -4\pi f(\underline{k}, \underline{k}') \\
 &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 q v(\underline{q}) \psi_{\underline{k}}(\underline{k}'-\underline{q}). \tag{5-17}
 \end{aligned}$$

Multiplions (5-16) par $v(\underline{p}-\underline{q})$ et intégrons sur \underline{p} . Ceci donne l'équation intégrale de Lippman Schwinger pour $t(\underline{p}, \underline{k})$:

$$t(\underline{p}, \underline{k}) = v(\underline{p}-\underline{k}) + \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \frac{v(\underline{p}-\underline{q}) t(\underline{p}, \underline{k})}{k^2 - q^2 + i\delta}, \tag{5-18}$$

ou écrite sous forme matricielle équivalente

$$t(\omega) = V + V \sum_{\underline{c}, \underline{d}} \frac{|\underline{c}, \underline{d}\rangle \langle \underline{c}, \underline{d}|}{\omega - e_0(\underline{c}) - e_0(\underline{d}) + i\delta} t(\omega). \tag{5-18'}$$

Il convient de noter que la solution de (5-18) demande la connaissance de

$t(q, \underline{k})$ pour tous les $q^2 > 0$ (hors couche) et pas seulement pour $q^2 = k^2$ (sur couche).

Nous savons donc générer l'amplitude de diffusion libre toujours finie quelque soit la répulsion du potentiel initial V . Comment étendre ceci à un assemblage de particules, de densité finie ? Le coeur dur interdit tout développement perturbatif et la self-énergie au 1er ordre en V n'a pas de sens. Comme pour la diffusion libre, la quantité physique est l'amplitude finie de diffusion à 2 corps dans le milieu. Par rapport à la diffusion libre les différences sont :

i) tous les états intermédiaires $|\underline{c}, \underline{d}\rangle$ ne sont pas permis pour la diffusion car tous ceux dont l'énergie est plus petite que l'énergie de Fermi sont déjà occupés.

ii) les particules ont des énergies $e(c)$ différentes des énergies libres purement cinétiques $e_0(c) = \frac{c^2}{2m}$, en raison de la présence des autres particules.

En fait nous avons vu que

$$e(c) = \frac{c^2}{2m} + \text{Re} \Sigma(c, e(c)).$$

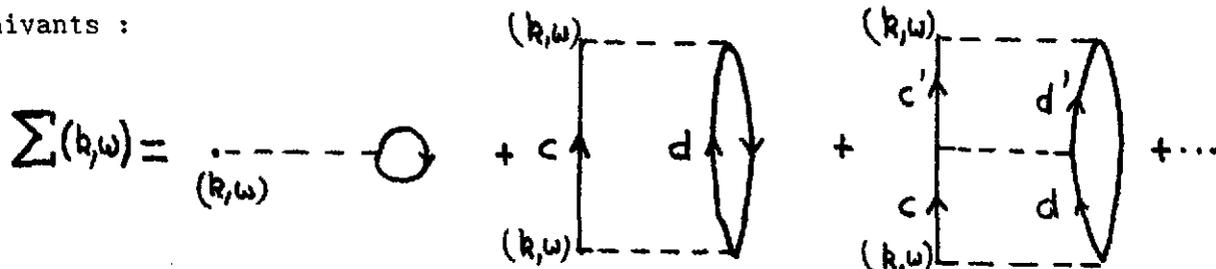
Soit $g(\omega)$ l'amplitude de diffusion dans le milieu.

Une façon (non unique) de définir $g(\omega)$ est d'écrire la généralisation de (5-18) dans le milieu, soit :

$$g(\omega) = V + V \sum_{\underline{c}, \underline{d}} n_c^> n_d^> \frac{|\underline{c}, \underline{d}\rangle \langle \underline{c}, \underline{d}|}{\omega - e(c) - e(d) + i\delta} g(\omega), \quad (5-19)$$

ou $n_c^> = 1(0)$ pour un état c au dessus (dessous) du niveau de Fermi.

Pour la self-énergie, la resommation (5-19) correspond aux diagrammes suivants :



L'approximation obtenue est dite Brueckner Hartree-Fock (BHF) et s'écrit

$$\Sigma_{\text{BHF}}(\underline{k}, \omega) = \sum_{\langle \underline{j} \rangle} n_j^< \langle \underline{k}, \underline{j} | g(\omega + e(j)) | \underline{k}, \underline{j} \rangle_A \quad (5-20)$$

Cette expression garde la dénomination de Hartree-Fock car Σ comporte une contribution directe (Hartree) et d'échange (Fock). Cependant elle étend considérablement la simple approche de Hartree Fock. En effet, nous avons maintenant une interaction effective $g(\omega)$ qui est complexe et qui génère donc une largeur pour les états de particule simple. Nous avons pour la partie imaginaire $W(k)$ du potentiel optique

$$W(k) = Z(k) \cdot \text{Im}[\Sigma(k, e(k))].$$

Un calcul microscopique de $W(k)$ est donc possible et les résultats peuvent être confrontés avec tout un ensemble d'observations empiriques ⁶⁾. Il y a toujours un problème délicat d'autoconsistance entre les énergies des quasi-particules, les fonctions d'onde et l'interaction effective $g(\omega)$.

Considérant (5-19), on voit maintenant, qu'ayant incorporé dans $g(\omega)$ les effets des corrélations de courte portée et la longue portée de g étant celle de V , il est possible d'appliquer à nouveau le critère (4-33) à l'approximation BHF. Les calculs montrent effectivement que les propriétés statiques des noyaux de l'oxygène au plomb sont bien décrites dans une approche de Hartree Fock avec interaction effective ⁷⁾. L'extension (5-19) resomme tous les diagrammes en "échelle" comme dans la diffusion libre. Il est possible de définir une amplitude de diffusion plus générale qui tient compte du fait que la paire de particules dans l'état intermédiaire peut se propager soit comme une paire au dessus du niveau de Fermi (c'est le cas retenu pour écrire 5-19) soit comme une paire de trous sous le niveau de Fermi. L'équation intégrale, dite de Galitskii, est dérivée et discutée dans Fetter et Walecka ³⁾. La majorité des calculs microscopiques de l'opérateur de masse est en fait effectuée à partir de l'équation (5-19), pour la raison que, dans le système infini, les contributions à l'énergie de liaison, générées par les rediffusions trou-trou, sont trouvées négligeables par rapport à celles générées par les rediffusions particule-particule. Nous allons donc poursuivre la discussion sur la base de la définition (5-19) de l'interaction effective.

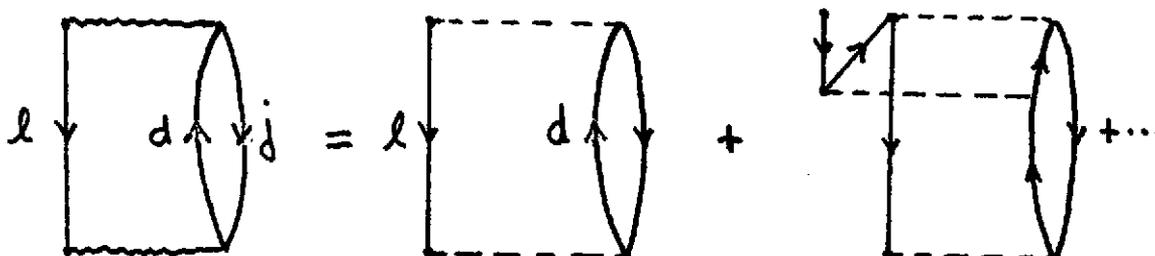
A ce stade, il est légitime de se poser au moins deux questions :

- i) Pourquoi s'arrêter à cet ordre en g (i.e à la définition (5-20)) pour l'approximation de l'opérateur de masse ?

ii) Au début de ce paragraphe nous avons vu que l'interaction nucléon-nucléon a à la fois des caractéristiques de longue et courte portée. Est ce qu'il est possible d'incorporer et de sommer les contributions des diagrammes en anneaux et de traiter les corrélations de courte portée ensemble ?

La réponse à ces deux questions est en fait reliée et peut être donnée à partir de considérations sur les contributions à l'opérateur de masse d'ordre plus élevé en g .

En raison de la définition de $g(\omega)$ un seul type de contribution à Σ du 2ème ordre en g existe, $\Sigma_{2b}(k, \omega)$, dénommé correction de corrélation. Elle a pour expression graphique

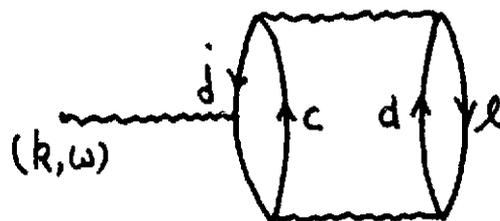


Donc à cet ordre l'énergie de la quasi-particule s'écrit

$$e(k) = \frac{k^2}{2m} + \text{Re} \left[\Sigma_{\text{BHF}}(k, e(k)) + \Sigma_{2b}(k, e(k)) \right]. \quad (5-21)$$

Cette correction joue un rôle important pour la compréhension des propriétés de transport du milieu nucléaire 6).

Il est facile de dessiner et d'écrire une expression algébrique $\Sigma_3^a(k, \omega)$ du 3ème ordre en g . Graphiquement



dont l'expression est 6)

$$\Sigma_3^a(\underline{k}, \omega) = - \frac{1}{2} \sum_{\underline{j}} n_j^< \langle \underline{k}, \underline{j} | g(\omega + e(\underline{j})) | \underline{k}, \underline{j} \rangle_A \cdot$$

$$\sum_{\underline{l}, \underline{c}, \underline{d}} n_1^> n_c^> n_d^> \frac{|\langle \underline{j}, \underline{l} | g(e(\underline{j}) + e(\underline{l})) | \underline{c}, \underline{d} \rangle_A|^2}{[e(\underline{j}) + e(\underline{l}) - e(\underline{c}) - e(\underline{d})]^2} \quad (5-22)$$

$$= - \frac{1}{2} \sum_{\substack{\underline{c}, \underline{d} \\ \underline{j}, \underline{l}}} n_1^< n_c^> n_d^> \langle \underline{j}, \underline{l} | g \frac{Q}{e} | \underline{c}, \underline{d} \rangle \langle \underline{c}, \underline{d} | \frac{Q}{e} g | \underline{j}, \underline{l} \rangle_A \cdot$$

$$n_j^< \langle \underline{k}, \underline{j} | g | \underline{k}, \underline{j} \rangle_A,$$

où nous avons symboliquement écrit le dénominateur d'énergie comme e et représenté les contraintes dues au principe de Pauli par Q .

La fonction d'onde corrélée à 2-corps $\langle \underline{r}_1 \underline{r}_2 | \psi_{j1}^{(2)} \rangle$ est telle que

$$\langle \underline{r}_1, \underline{r}_2 | \frac{Q}{e} G | \underline{j}, \underline{l} \rangle = \langle \underline{r}_1, \underline{r}_2 | \psi_{j1}^{(2)} \rangle \quad (5-23)$$

où $\langle \underline{r}_1, \underline{r}_2 | \underline{j}, \underline{l} \rangle = \phi_{j1}(\underline{r}_1, \underline{r}_2)$ est une onde plane à 2 particules.

On peut donc réécrire (5-22) comme

$$\Sigma_3^a(\underline{k}, \omega) = - \frac{1}{2} \sum_{\underline{l}, \underline{j}} n_1^< n_j^< \int d^3 r_1 d^3 r_2 \left| \phi_{j1}(\underline{r}_1 \underline{r}_2) - \psi_{j1}^{(2)}(\underline{r}_1 \underline{r}_2) \right|^2 \times \langle \underline{k}, \underline{j} | g | \underline{k}, \underline{j} \rangle_A \quad (5-24)$$

On définit maintenant l'intégrale de "blessure" moyennée κ_2 comme

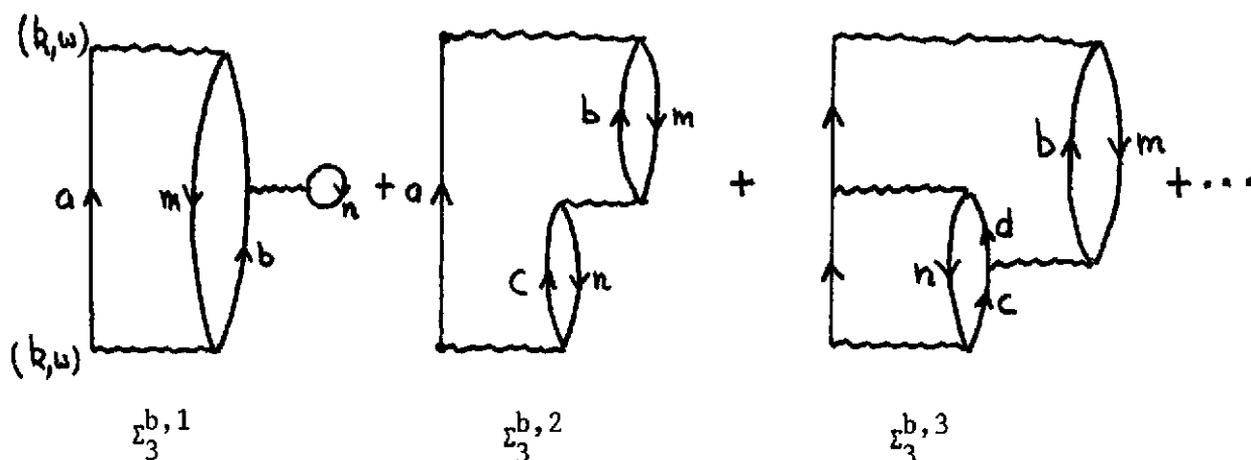
$$\kappa_2 = \rho \langle \int d^3 r_1 d^3 r_2 \left| \phi_{j1}(\underline{r}_1 \underline{r}_2) - \psi_{j1}^{(2)}(\underline{r}_1 \underline{r}_2) \right|^2 \rangle_{AV} \quad (5-25)$$

où ρ est la densité du milieu et $\langle \cdot \rangle_{AV}$ la moyenne prise sur les états $(\underline{l}, \underline{j})$ en dessous du niveau de Fermi. On voit donc que

$$\Sigma_3^a(\underline{k}, \omega) \simeq - \kappa_2 \Sigma_{BHF}(\underline{k}, \omega). \quad (5-26)$$

A cet ordre κ_2 apparaît comme le petit paramètre dans le développement de l'opérateur de masse (pour $\rho \sim 0.17 \text{ fm}^{-3}$, $\kappa_2 \sim 0.2$ mais croit fortement avec ρ).

c) Cependant l'argumentation ci-dessus est incomplète. Bien que chaque contribution à Σ avec une ligne trou supplémentaire (ie $l \leq k_F$) donne effectivement un facteur κ_2 comme ci-dessus, il existe une suite infinie de contributions avec un nombre croissant de matrice g mais un nombre donné de lignes trous. En effet, considérons la suite des diagrammes suivants à deux lignes trous seulement :



Soit Σ_3^b la contribution globale à l'opérateur de masse

$$\Sigma_3^b = \Sigma_3^{b,1} + \Sigma_3^{b,2} + \Sigma_3^{b,3} + \dots \quad (5-27)$$

L'évaluation directe de $\Sigma_3^{b,2}$ et $\Sigma_3^{b,3}$ montre que ces contributions sont de même importance et il en est ainsi pour tous les termes de la somme Σ_3^b : ces diagrammes doivent être sommé d'une manière analogue à la diffusion à 2 corps par solution d'une équation intégrale à 3-corps dite de Bethe-Faddeev.

La figure ci-dessus montre que Σ_3^b incorpore un diagramme anneau avec $n=2$ mais ne somme pas la série des anneaux puisque les contributions d'ordre supérieur en nombre d'anneaux appartiennent aux ordres supérieurs en nombre de lignes trous et comme telles sont reléguées dans Σ_4 , etc... Cependant il y a une façon d'incorporer tous les anneaux (et bien plus) en considérant les contributions à Σ formées par la somme

$$\Sigma_3^b + (\Sigma_3^b)^2 + (\Sigma_3^b)^3 + \dots = \Sigma_3^b (1 - \Sigma_3^b)^{-1} \quad (5-28)$$

c'est à dire en inversant la matrice $1-\Sigma_3^b$. Ceci est appelé la "somme généralisée en anneaux" qui permet de traiter à la fois les corrélations de courte et de longue portée. Ce traitement passe par la solution difficile des équations du problème à 3-corps et n'a été effectuée 8) que dans la matière nucléaire infinie.

Nous concluons en mentionnant que l'étude des propriétés de l'opérateur de masse dans le plan (k, ω) , au-delà de l'approximation BHF (5-20) est sans doute nécessaire pour une meilleure compréhension microscopique du modèle en couche. Il existe actuellement des possibilités de pouvoir conduire cette étude 9) sans de trop lourds calculs grâce à des représentations séparables du potentiel d'interaction pour le gaz de nucléons ou d'atomes d'Hélium.

Je remercie les organisateurs de cette école pour leur invitation à présenter cet exposé, préparé essentiellement pour des non-spécialistes, suivant les recommandations d'usage. Au prix d'impasses, de démonstrations et de discussions plus ou moins savamment éludées, et donc condamnables sans appel, j'espère néanmoins avoir montré que pour étayer le concept de quasi-particule, il est nécessaire d'étudier microscopiquement l'opérateur de masse et que cette étude est toujours un domaine actif de recherches tant en Physique Nucléaire que dans le domaine voisin de la matière condensée où j'ai puisé la plupart des notations et quelques exemples.

Je remercie Karine Sultan pour le traitement du texte et Y. Grandati pour sa relecture attentive.

REFERENCES

1) M.C. GUTZWILLER, Contributions à l'Ecole des Houches "Chaos Quantique",
Août 1989.

2) A. MESSIAH, "Quantum Mechanics", North Holland, Amsterdam, 1961.

3) P. NOZIERES, "Theory of Interacting Fermi Systems", Benjamin, New York,
1964.

L.P. KADANOFF, G. BAYM, "Quantum Statistical Mechanics", Frontiers in Physics
Benjamin/Cummings Publishing Company, 1962.

A.L. FETTER, J.D. WALECKA, "Quantum Theory of Many Particle Systems", MC
Graw Hill Book Company, 1971.

G. RICKAYZEN, "Green's function and condensed matter", Academic Press, 1981.

4) P. GRANGE, H.C. PAULI, H.A. WEIDENMÜLLER, Physics Letters 88 B (1979)9.

5) G. BAYM, D.N. MERMIN, J. Math. Phys. 2 (1961)233.

6) C. MAHAUX, P.F. BORTIGNON, R.A. BROGLIA, C.H. DASSO, Phys. Rep. 120 (1984)1.

7) J.W. NEGELE, Phys. Rev. C1 (1970) 1260.

X. CAMPI, D.W.L. SPRING, Nucl. Phys. A 194 (1972) 401.

J. DECHARGE, D. GOGNY, Phys. Rev. C 21 (1980) 1568.

8) B.D. DAY, Rev. Mod. Phys. 50 (1978) 500.

9) M. BALDO, I. BOMBACI, G. GIANSIRACUSA, U. LOMBARDO, C. MAHAUX, R. SARTOR,
Preprint Université de Liège, Octobre 1989.

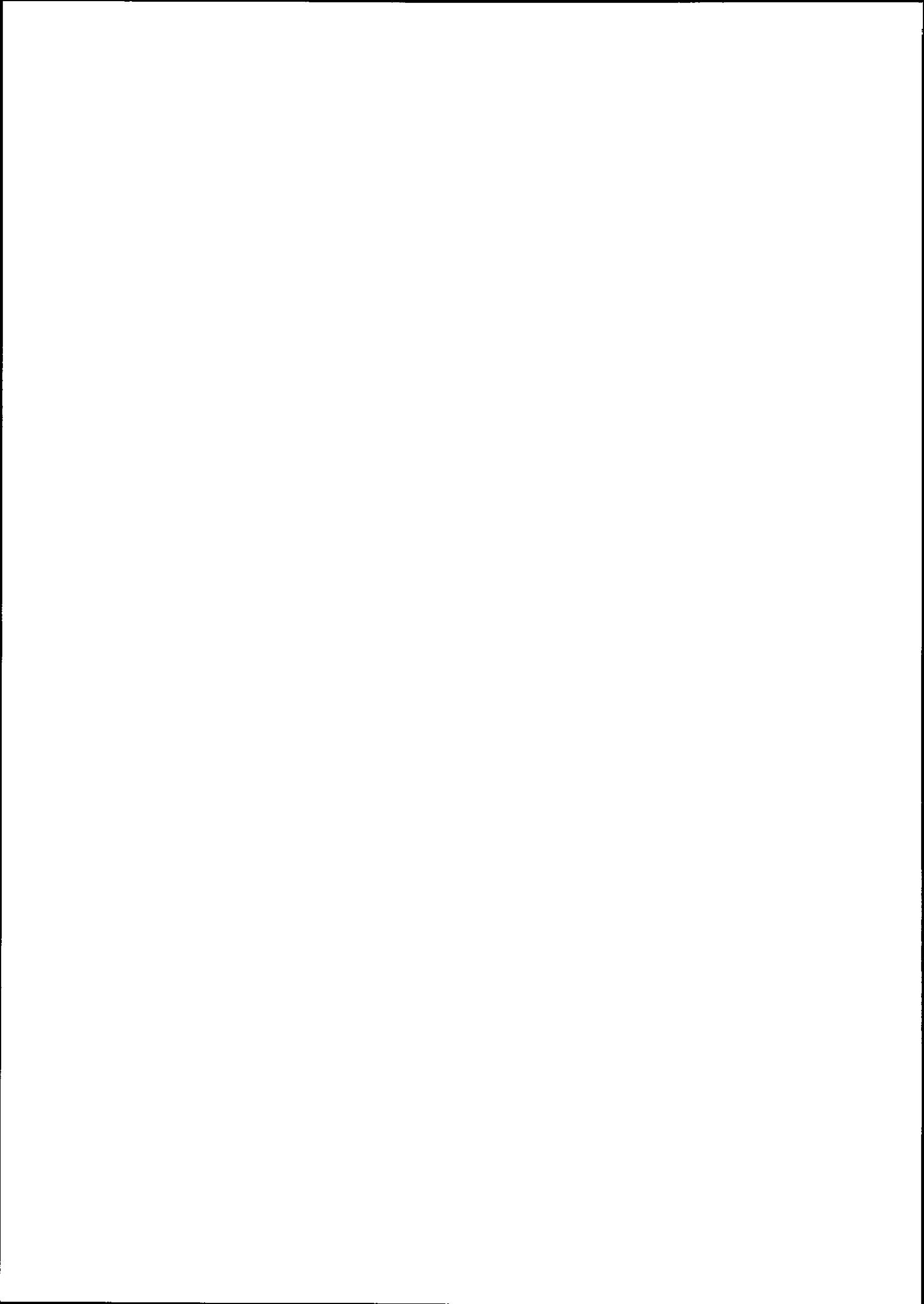
CONCEPT DE QUASI-PARTICULES : ASPECTS RELATIVISTES

J.-F. Mathiot

Division de Physique Théorique*

Institut de Physique Nucléaire

91406 Orsay Cedex



CONCEPT DE QUASI-PARTICULES : ASPECTS RELATIVISTES

J.-F. Mathiot

Division de Physique Théorique*

Institut de Physique Nucléaire

91406 Orsay Cedex

Résumé:

Le but de ce cours est de dégager les idées essentielles sous-jacentes aux modèles relativistes de particules indépendantes, et de faire le lien avec l'approche traditionnelle non-relativiste. Nous rappellerons brièvement les propriétés essentielles des potentiels nucléon-nucléon non-relativistes. Nous présenterons ensuite schématiquement l'approche de Brueckner-Hartree-Fock relativiste, en mettant en valeur les analogies, au niveau du formalisme, avec l'approche non-relativiste. On pourra mettre alors en évidence deux types de corrections: les corrections relativistes cinématiques liées à la dépendance en moment du potentiel NN non-relativiste et les corrections relativistes dynamiques qui correspondent à une composante d'antinucleon dans la fonction d'onde nucléaire. Nous discuterons enfin, d'une manière plus critique, de la validité d'une approche relativiste pour décrire la matière nucléaire (et les noyaux fins) à densité ordinaire, dans le contexte actuel de nos connaissances sur le problème à N nucléons ainsi que sur la structure du nucléon lui-même.

Abstract:

These lectures are devoted to a qualitative discussion of the ideas underlying the relativistic description of nuclear structure in the independent particle model. We shall briefly recall the main properties of the non-relativistic NN potential. Then, the relativistic Brueckner-Hartree-Fock approximation will be described. Two types of relativistic corrections appear in this approach: the kinematical ones which can already be included in the non-relativistic NN potential, and dynamical ones which involve $\bar{N}\bar{N}$ components in the nuclear wave function. Finally, we shall discuss from a critical point of view the validity of these approaches to describe nuclear systems in the light of our present knowledge of the N-body system and of the structure of the nucleon.

I) Introduction

Depuis déjà plusieurs années, il est beaucoup question de l'intérêt d'une description relativiste pour comprendre la structure des noyaux, et le mécanisme de saturation de la matière nucléaire. Les modèles de champ moyen relativistes sont aujourd'hui beaucoup utilisés et déjà détaillés dans la littérature ¹⁾. Nous nous intéresserons plus particulièrement dans ce cours à une étude critique de ces approches, en mettant l'accent sur les liens entre l'approche traditionnelle, basée sur une interaction nucléon-nucléon (NN) et ces approches de champ moyen relativiste. Cela nous permettra d'en déduire un nouveau scénario pour décrire la saturation de la matière nucléaire, problème qui est au centre de la physique nucléaire depuis bientôt 30 ans.

Pour mieux apprécier l'originalité de l'approche relativiste, il convient tout d'abord de rappeler quelques propriétés importantes du potentiel NN lui-même. Une paramétrisation standard ²⁾ de celui-ci est donnée par :

$$V(\vec{r}, \vec{p}) = V_C(r, p) + \vec{\sigma}_1 \cdot \hat{r} \frac{1}{2} V_{SS}(r, p) + V_{LS}(r) \vec{L} \cdot \vec{S} + V_T(r) S_T(\hat{r}), \quad (1)$$

avec

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} \quad ; \quad S_T(\hat{r}) = \vec{\sigma}_1 \cdot \hat{r} \vec{\sigma}_2 \cdot \hat{r} - \frac{1}{2} \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$$

où nous avons omis, par simplicité, les termes qui n'interviennent pas directement dans notre propos. Il est maintenant admis que ce potentiel doit être explicitement dépendant des vitesses (non-localité), cette dépendance étant particulièrement forte à courte distance. Elle intervient principalement dans les termes central et spin-spin :

$$V_{C,SS}(r, p) = V_{C,SS}(r) + V_{C,SS}^P(r) \frac{\vec{p}^2}{M^2} + \frac{p^2}{M^2} V_{C,SS}^P(r) \quad (2)$$

Dans l'interprétation historique du terme de spin-orbite (précession de Thomas), le potentiel spin-orbite V_{LS} est proportionnel à la dérivée de la partie centrale :

$$V_{LS}(r) = - \frac{1}{2M^2} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} V_C(r) \quad (3)$$

(pour la partie qui ne dépend pas du moment tout au moins). Le terme de spin-orbite est donc aussi d'ordre $(p/M)^2$ par rapport au terme central V_C et spin-spin V_{SS} , et de même ordre que les termes V_P .

Dans des domaines d'énergie pas trop grands, on peut aussi s'affranchir d'une dépendance explicite en énergie (celle-ci peut être exprimée facilement comme une dépendance en vitesse). Dans la paramétrisation du potentiel de Paris, les potentiels V_{LS} et V_T ne dépendent pas explicitement des vitesses. En ce qui concerne la partie tenseur (qui provient en grande partie de l'échange d'un pion) cela pourrait ne pas être totalement justifié. Comme nous le verrons par la suite, les termes en $(p/M)^2$ du potentiel NN correspondent déjà à des corrections relativistes, corrections que l'on appellera cinématiques pour les différencier des corrections dynamiques qui

n'interviennent pas au niveau du potentiel à deux corps non-relativiste.

Dans la description standard de la structure nucléaire en terme de degrés de liberté nucléoniques et mésoniques, ce potentiel est interprété comme l'échange d'un ou plusieurs pions. La partie à longue portée est parfaitement définie par l'échange d'un pion (potentiels V_{SS} et V_T). La partie à moyenne portée correspond à l'échange de deux pions, alors qu'à plus courte portée une partie non-négligeable du potentiel provient de l'échange de trois pions. Ces contributions multi-pions ne sont évidemment pas faciles à calculer. La manière la plus élégante de le faire consiste à utiliser les relations de dispersion ³⁾. Schématiquement, le potentiel NN peut donc être représenté par la figure 1, dans laquelle les bulles représentent toutes les contributions à l'amplitude de diffusion $\pi N \rightarrow \pi N$ et $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ qui interviennent dans les relations de dispersion.

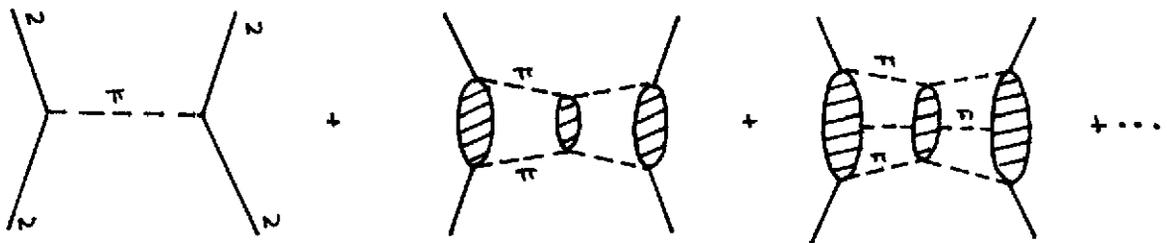


Figure 1 : Représentation schématique du potentiel NN par échange de pions

L'approximation d'échange d'un boson permet, pour certains calculs, de simplifier considérablement cette description. Pour la portée intermédiaire du potentiel, l'échange de deux pions dans l'état $J=1$ est représenté par l'échange du méson ρ , de masse 776 MeV et d'isospin $T=1$, alors que dans la voie $J=0$, il est souvent paramétrisé par l'échange d'un boson fictif (en ce sens que cette partie est très peu résonnante, et ne donne pas lieu à une résonance étroite dans le domaine de masse qui correspond à la portée intermédiaire), le " σ ", de masse 600-700 MeV et d'isospin $T=0$. La partie correspondant à l'échange de trois pions est quant à elle paramétrisée par l'échange du méson ω de masse 783 MeV et d'isospin $T=0$.

Les mésons isoscalaires σ et ω participent au potentiel central et spin-orbite, alors que les mésons isovecteurs π et ρ participent au potentiel spin-spin et tenseur. Dans la paramétrisation du potentiel de Paris, la partie à très courte portée ($r < 0.7$ fm) est purement phénoménologique. Cela se comprend aisément puisque dans ce domaine le nombre de mésons qui participent au potentiel est de plus en plus grand et il n'est plus possible pratiquement de calculer leurs contributions. De plus, il n'est pas encore certain qu'une description en terme de degrés de liberté mésoniques soit encore valable à cette échelle. Une conséquence importante de ce choix de régularisation complètement phénoménologique dans ce domaine est la forte dépendance en p^2 du potentiel central et spin-spin à courte distance, cette dernière partie n'ayant alors plus grand chose à voir avec l'échange d'un méson ω . De ce point de vue, la paramétrisation du potentiel de Paris est certainement plus réaliste que les paramétrisations en terme d'échange d'un boson, même modifiées à courte distance par des facteurs de forme, tout au moins pour la partie à courte portée.

Il est important de bien réaliser la signification physique du potentiel NN tel qu'il vient d'être décrit. Selon la paramétrisation de l'équation 1, le potentiel NN doit être considéré entre

deux "nucléons" ponctuels, dans le sens géométrique du terme. En effet, par l'intermédiaire de la dépendance en vitesse à courte distance, et par l'utilisation des amplitudes de diffusion $\pi N \rightarrow \pi N$ et $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$, toute l'information sur la structure interne du nucléon, dans ce domaine d'énergie, est incluse dans le potentiel et ne doit plus être prise en compte dans la fonction d'onde du nucléon lui-même. En ce sens, le "nucléon" que les physiciens nucléaires utilisent en résolvant l'équation de Schrödinger avec le potentiel NN de l'équation 1, n'a plus grand chose à voir avec le "nucléon" des physiciens des particules, tel qu'il apparaît dans les collisions pp à haute énergie au CERN par exemple!

Le fait que le nucléon soit traité comme ponctuel dans cette représentation ne veut cependant pas dire qu'il soit sans structure. En effet, le nucléon acquiert une structure par l'intermédiaire des interactions fortes, c'est-à-dire ici par l'échange d'un ou plusieurs pions. Cette renormalisation, similaire en fait à celle de l'électron par le champ électromagnétique (si ce n'est la différence de force de l'interaction) est représentée par la figure 2.



Figure 2 : Structure du nucléon en terme de self-énergie due à l'échange de pions

Sur cette figure, les points de suspension représentent les ordres supérieurs. Ces contributions de self-énergie renormalisent la masse nue du nucléon, et par couplage électromagnétique sur le pion ou le vertex πN par exemple, renormalise aussi son rayon de charge, son rayon magnétique et son moment magnétique. La série entière de la figure 2 est implicitement sommée lorsque l'on utilise les caractéristiques physiques, ou expérimentales du nucléon. De la même manière, le propagateur du pion est aussi renormalisé, comme indiqué sur la figure 3.

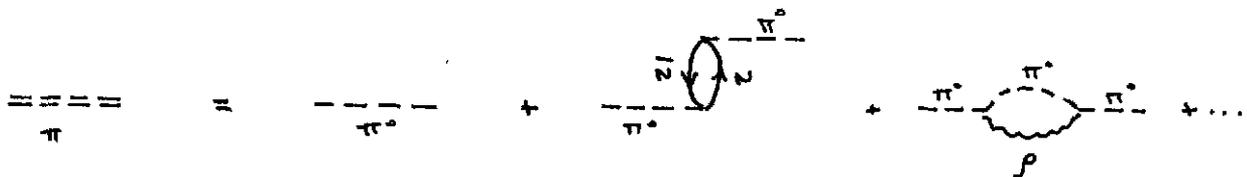


Figure 3 : Renormalisation de la masse du pion

Cette renormalisation correspond à une renormalisation de la masse du méson.

Regardons maintenant un peu plus en détails la première correction à la masse du nucléon indiquée à la figure 2. Pour un nucléon libre, cette contribution est calculée en sommant sur toutes les impulsions du nucléon dans l'état intermédiaire (diagramme à une boucle). Que se passe-t-il maintenant lorsque le nucléon est plongé dans le milieu nucléaire? Par blocage de Pauli, seuls les moments supérieurs au moment de Fermi sont autorisés pour le nucléon dans l'état intermédiaire. Par conséquent, la masse physique du nucléon dans le milieu est elle-même automatiquement modifiée par ce blocage de Pauli. Il est facile de voir que cette correction de Pauli

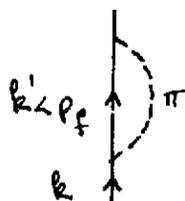


Figure 4 : Correction de Pauli sur la masse du nucléon libre

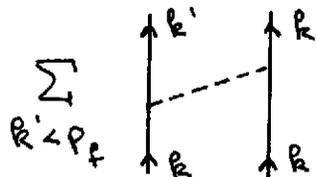


Figure 5 : Potentiel d'échange d'un pion (terme d'échange) dans la matière nucléaire

représentée à la figure 4, et qu'il convient de retrancher de la valeur expérimentale du nucléon libre n'est rien d'autre que la contribution à l'énergie de la matière nucléaire de la partie d'échange d'un pion du potentiel NN, comme indiqué sur la figure 5. On voit sur cet exemple apparaître directement la modification des propriétés du "nucléon" dans le milieu nucléaire (polarisation du nucléon). Il est important de noter ici que cette polarisation intervient déjà au niveau du potentiel NN!

Une fois le potentiel NN ainsi défini, l'amplitude de transition NN→NN est calculée à tous les ordres par l'intermédiaire de l'équation de Lippman-Schwinger :

$$\langle p' | T | p \rangle = \langle p' | V | p \rangle - \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{\langle p' | V | k \rangle \langle k | T | p \rangle}{E_k - E_p + i\epsilon} \quad (4)$$

Celle-ci peut se représenter schématiquement par la figure 6.

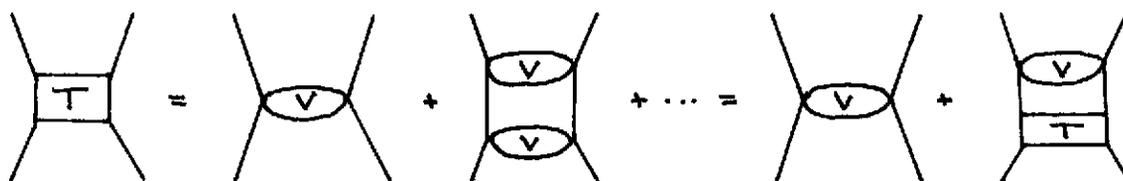


Figure 6 : Amplitude de diffusion NN→NN

Les contributions d'échange de plusieurs pions que l'on génère par cette équation implicite correspondent à l'itération de l'échange d'un pion incluse dans le potentiel NN lui-même (contributions réductibles). Il faut bien entendu distinguer ces contributions des échanges de plusieurs pions corrélés que l'on doit inclure dans la définition même du potentiel NN (contributions irréductibles).

En conclusion de ce chapitre , nous voudrions insister sur la difficulté qu'il y a à vouloir comprendre le mécanisme de saturation de la matière nucléaire, et plus précisément l'énergie de liaison des noyaux. En effet, partant du potentiel NN décrit plus haut, et représenté simplement sur la figure 7 pour une onde S, la contribution à l'énergie potentielle provenant de la partie à courte portée ($r < 1$ fm par exemple) est d'environ 100 MeV, alors que celle qui correspond à la portée intermédiaire de la force, entre 1 et 2 fm pour simplifier, est environ -170 MeV, la longue portée contribuant très peu. L'énergie potentielle totale est alors -70 MeV, pour une énergie cinétique de 55 MeV, ce qui donne l'énergie de saturation de la matière nucléaire de -15 MeV/nucléon. Dans un noyau, il convient de rajouter l'énergie coulombienne, d'environ 7 MeV/nucléon. L'échelle

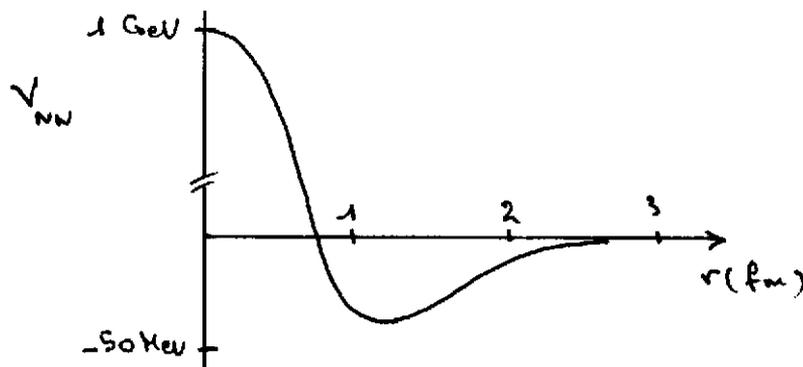


Figure 7 : Potentiel NN pour une onde S (représentation schématique)

d'énergie dans un noyau n'est ainsi fixée ni par l'énergie de liaison, ni même par l'énergie potentielle totale, mais plutôt par les contributions élémentaires à l'énergie potentielle, c'est-à-dire celles qui correspondent à des processus physiques bien distincts. Cette échelle d'énergie est ainsi de l'ordre de 150 MeV. La situation est même pire pour l'énergie à une particule (telle qu'elle apparaît dans le spectre en énergie des noyaux) puisque dans ce cas la contribution de l'énergie potentielle est doublée, soit environ 300 MeV. Toute correction de quelques pourcent sur cette énergie se traduit alors immédiatement par des corrections de l'ordre de 5 à 10 MeV sur l'énergie à une particule, et d'environ 2 à 5 MeV sur l'énergie de liaison. C'est précisément le cas des corrections de spin-orbite (qui, comme nous l'avons déjà indiqué précédemment sont des corrections relativistes cinématiques). Il nous paraît donc légitime, et même scientifiquement nécessaire, d'étudier plus en détails les corrections relativistes dans le milieu nucléaire.

II) La matière nucléaire dans l'approximation de Brueckner-Hartree-Fock relativiste

Comme nous allons le voir dans ce chapitre, l'approche relativiste est très similaire, au niveau du formalisme, à l'approche non-relativiste traditionnelle. Si l'on se restreint à l'approximation de particules indépendantes (voir le cours de P. Grangé), l'énergie à une particule dans la matière nucléaire est donnée dans le cas non-relativiste par :

$$e(k) = \frac{\vec{k}^2}{2M} + \Sigma^0(k) \quad (5)$$

où $\Sigma^0(k)$ est l'opérateur de masse. Par souci de simplification de notations, nous n'indiquons pas la dépendance explicite en énergie de l'opérateur de masse (qu'il soit relativiste ou non), ni son caractère complexe. Après lecture attentive du cours de P. Grangé, le lecteur replacera de lui-même cette dépendance. Les quantités que nous considérons ici correspondent à la partie réelle de l'opérateur de masse. Celui-ci dépend explicitement du moment, mais aussi de la densité nucléaire. Dans l'approximation de Hartree-Fock, il ne dépend pas explicitement de l'énergie. Cette dépendance apparaît au niveau des corrélations à courtes portées que l'on verra par la suite (approximation de Brueckner-Hartree-Fock). La fonction d'onde non corrélée du nucléon dans le milieu est une onde plane:

$$\psi_{\vec{k},s,\tau}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \chi_s^{u_L} \chi_\tau^{u_L}, \quad (6)$$

où χ est le spineur à deux composantes pour la partie de spin et d'isospin. L'extension relativiste de l'équation de Schrödinger (5) correspond à l'équation de Dirac, qui s'écrit, toujours dans l'approximation de particules indépendantes :

$$\left[\vec{\alpha} \cdot \vec{k} + \gamma_0 M + \gamma_0 \Sigma(\vec{k}) \right] u(\vec{k},s) = e(\vec{k}) u(\vec{k},s) \quad (7)$$

où $\Sigma(k)$ est l'opérateur de masse relativiste, et α et γ_0 sont les matrices de Dirac ⁴⁾.

La fonction d'onde $\varphi^{\text{rel.}}(\vec{r})$ est donnée par :

$$\varphi_{\vec{k},s,\tau}^{\text{rel.}}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} u(\vec{k},s) \chi_\tau^{u_L}. \quad (8)$$

Rappelons que la solution de l'équation de Dirac pour un nucléon libre, c'est à dire avec $\Sigma(k)=0$ est

$$u^0(\vec{k},s) = \sqrt{\frac{e_k + M}{2e_k}} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{k}}{e_k + M} \end{pmatrix} \chi_s^{u_L}, \quad (9.a)$$

avec $e_k = \sqrt{k^2 + M^2}$, pour la solution d'énergie positive $e(k) = +e_k$,

$$v^0(\vec{k},s) = \sqrt{\frac{e_k + M}{2e_k}} \begin{pmatrix} \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{k}}{e_k + M} \\ 1 \end{pmatrix} \chi_s^{u_L}, \quad (9.b)$$

pour la solution d'énergie négative $e(k) = -e_k$.

De manière général, l'opérateur de masse relativiste $\Sigma(k)$ se décompose sur la base des matrices de Dirac. Cependant, dans un milieu infini (matière nucléaire) seuls trois termes contribuent à $\Sigma(k)$:

$$\Sigma(\vec{k}) = \Sigma_S(\vec{k}) + \gamma_0 \Sigma_0(\vec{k}) + \vec{\sigma} \cdot \frac{\vec{k}}{M} \Sigma_V(\vec{k}) \quad (10)$$

Dans cette équation, $\Sigma_S(k)$ correspond à la partie scalaire, $\Sigma_0(k)$ à la partie temps d'un vecteur, alors que $\Sigma_V(k)$ correspond à sa partie espace. Avec la décomposition (10), l'équation de Dirac peut se récrire de la manière suivante :

$$\left[\vec{\alpha} \cdot \vec{k} + \gamma_0 M \right] u(\vec{k},s) = e^*(k) u(\vec{k},s) \quad (11)$$

où nous avons rassemblé les termes de même nature :

$$M^*(k) = M + \Sigma^*(k) \quad (12.a)$$

$$\vec{p}^* = \vec{p} \left[1 + \frac{\Sigma^*(k)}{M} \right] \quad (12.b)$$

$$e^*(k) = e(k) - \Sigma^*(k) \quad (12.c)$$

La solution de l'équation de Dirac dans le milieu nucléaire est alors immédiatement (pour la partie d'énergie positive ici) :

$$u^*(\vec{k}, s) = \sqrt{\frac{e_k^* + M^{*2}}{2e_k^*}} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}^*}{e_k^* + M^*} \end{pmatrix} \chi_s^{1/2} \quad (13)$$

avec la relation de dispersion dans le milieu :

$$e_k^* = \sqrt{\vec{p}^{*2} + M^{*2}} \quad (14)$$

Nous verrons à la fin de ce cours comment il convient d'interpréter les solutions d'énergie négative .

Le spineur u^* représente la fonction d'onde du nucléon dans la matière nucléaire. On remarquera tout de suite qu'elle fait intervenir des grandeurs M^* , p^* , e_p^* qui sont différentes de celles du "nucléon" non-relativiste : le nucléon dans le milieu est ici habillé par l'intermédiaire de l'opérateur de masse $\Sigma(k)$. Ceci est à comparer au cas non-relativiste pour lequel la fonction d'onde de l'équation 6 ne dépend en aucune manière des interactions. Par conséquent, le "nucléon" dont il est question dans une approche relativiste est encore différent du nucléon non-relativiste. Nous verrons plus loin quel en est son contenu physique.

Le calcul des self-énergies, ou de l'opérateur de masse, est tout à fait analogue à ce que l'on rencontre en non-relativiste, si ce n'est la structure à quatre composantes de la fonction d'onde et de l'opérateur de masse (matrice 4x4). En restant très schématique ⁵⁾, les différentes étapes sont les suivantes :

1) Calcul du propagateur du nucléon habillé :

$$G(k) = G^0(k) + G^0(k) \Sigma^*(k) G(k) \quad (15)$$

Cette équation est visualisée à la figure 8. Dans cette équation, le propagateur du nucléon dépend explicitement de l'énergie ω .



Figure 8 : Propagateur du nucléon dans le milieu nucléaire

2) Calcul des self-energies :

$$\Sigma^1(k) = \sum_{k'} \left[\langle k k' | T | k k' \rangle - \langle k k' | T | k' k \rangle \right], \quad (16)$$

où T représente la matrice de Brueckner (plutôt appelée G dans la littérature!!). La self-énergie est représentée schématiquement sur la figure 9

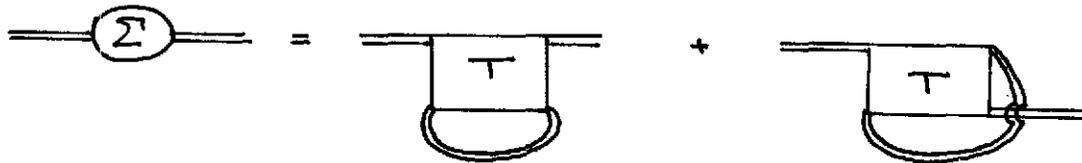


Figure 9 : Calcul des self-énergies dans le milieu nucléaire (terme direct et terme d'échange)

3) Calcul de la matrice T de diffusion dans le milieu nucléaire. Celle-ci est calculée par la généralisation de l'équation de Lippman-Schwinger. Dans le cas où l'on ne tient pas compte des termes de retard ⁵⁾, l'équation, connue sous le nom d'équation de Thompson, s'écrit :

$$\langle p' | T | p \rangle = \langle p' | V | p \rangle - \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \langle p' | V | k \rangle \frac{Q}{e_k^+ - e_p^+ + i\epsilon} \langle k | T | p \rangle, \quad (17)$$

que l'on peut représenter par la figure 10.

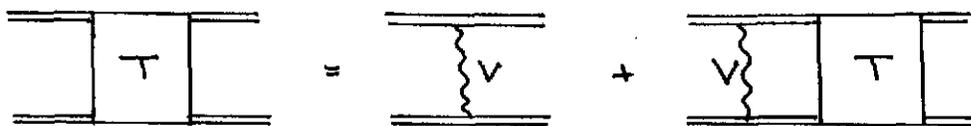


Figure 10 : Calcul de la matrice de diffusion NN dans le milieu nucléaire

L'opérateur Q représente comme d'habitude l'opérateur de Pauli qui projette les états intermédiaires hors de la mer de Fermi. L'interaction élémentaire V est construite, pour des raisons de simplicité, par l'échange de bosons ($\pi, \rho, \sigma, \omega$). Elle doit redonner, dans sa limite non-relativiste, l'interaction NN dont nous avons parlé dans le premier chapitre. Tous les éléments de matrice dans les équations (16) et (17) sont calculés avec la fonction d'onde du nucléon habillé (13).

Les trois étapes indiquées ci-dessus sont nécessaires pour déterminer complètement l'état du système dans l'approximation de Brueckner-Hartree-Fock. Il s'agit ici, dans la matière nucléaire, d'une double "self-consistence" : l'une sur l'interaction (matrice T de Brueckner) et l'autre sur les fonctions d'onde, par l'intermédiaire des self-énergies Σ_S, Σ_O et Σ_V . Rappelons que dans l'approche non-relativiste, seule la "self-consistence" sur la matrice de Brueckner subsiste, la fonction d'onde étant simplement l'onde plane (6).

On comprendra alors aisément la difficulté d'un tel calcul. Par souci de simplicité, il est parfois suffisant de se restreindre à l'approximation de Hartree-Fock, c'est-à-dire de ne pas tenir compte de la modification du potentiel dans le milieu, éq.(17), et de calculer les self-énergies à l'aide de l'interaction nue V. Dans ce cas, seule la "self-consistence" sur la fonction d'onde est conservée.

La self-energie est alors indiquée sur la figure 11. Une simplification supplémentaire consiste à négliger les termes d'échange : on aboutit alors au modèle de Walecka ¹⁾, ou modèle de champ moyen. Pour la matière nucléaire symétrique et infinie, seuls les mésons isoscalaires σ et ω contribuent, et l'on a alors :

$$\Sigma_S = - \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2} \frac{2}{\pi^2} \int_0^{p_F} p^2 dp \frac{M^*}{\sqrt{p^2 + M^{*2}}} \equiv - \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2} \rho_S \quad (18.a)$$

$$\Sigma_0 = + \frac{g_\omega^2}{m_\omega^2} \frac{2}{\pi^2} \int_0^{p_F} p^2 dp \cdot 1 \equiv + \frac{g_\omega^2}{m_\omega^2} \rho_0 \quad (18.b)$$

$$\Sigma_V = 0 \quad (18.c)$$

Remarquons que dans cette approximation, les self-énergies scalaire et vecteur (partie temps) sont constantes et la partie espace du vecteur est nulle.

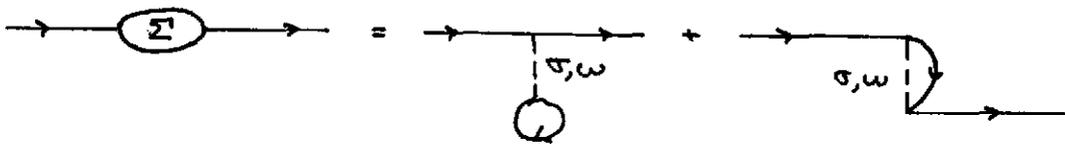


Figure 11 : Self-énergie dans l'approximation de Hartree-Fock

La "self-consistence" sur la fonction d'onde se réduit dans cette approximation à l'équation implicite suivante pour déterminer la masse effective M^* :

$$\Sigma_S [M^*] \equiv M^* - M \quad (19)$$

La partie Σ_0 ne dépend que de la densité baryonique ρ_B . Dans l'expression (18.a), ρ_S représente la densité scalaire. L'équation intégrale (19), avec (18.a) permet de calculer la masse effective en

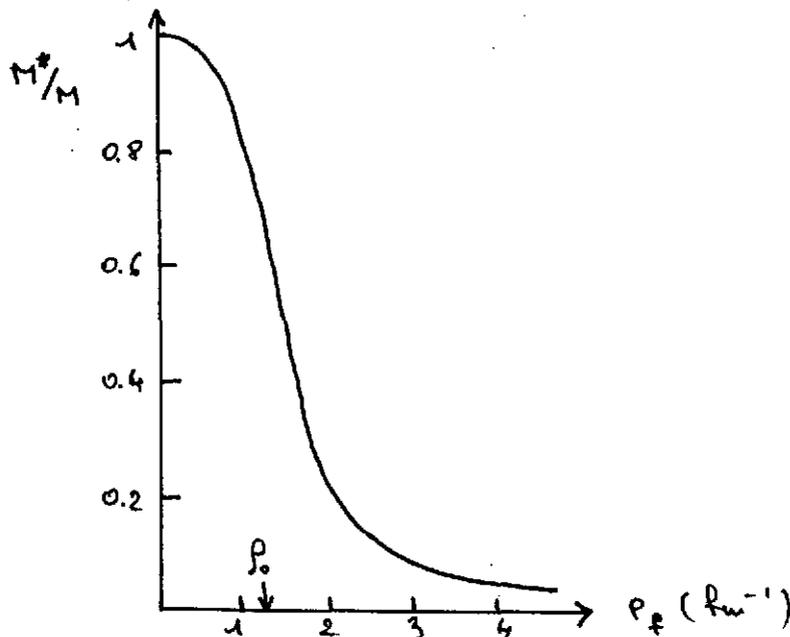


Figure 12 : Masse effective dans le modèle de Walecka en fonction de la densité

fonction de la densité, par l'intermédiaire du moment de Fermi p_F et de la densité baryonique définie en (18.b). Les deux paramètres de ce modèle sont g_σ/m_σ et g_ω/m_ω . La figure 12 représente la variation de la masse effective en fonction de la densité.

Il est ainsi possible de comprendre quel est le mécanisme de saturation de la matière nucléaire dans cette approche relativiste. A densité ordinaire, l'énergie de liaison est déterminée par la compensation entre la contribution attractive de Σ_σ (due à l'échange de σ) et à celle répulsive de Σ_ω (échange de ω). Lorsque l'on augmente la densité, la partie scalaire de la self-énergie tend alors vers une valeur constante (l'inverse de la masse nue du nucléon), alors que la partie répulsive croît comme la densité et domine donc la courbe de saturation. Cette dernière est représentée sur la figure 13. Les deux paramètres du modèle sont ajustés pour obtenir le point de saturation empirique à $\rho_B=0.17$ Nucléons/fm³ et $E/A = -15$ MeV. On obtient alors :

$$\begin{aligned}
 g_\sigma^2/4m &\approx 6.2 && \text{avec} && m_\sigma = 440 \text{ MeV} \\
 g_\omega^2/4m &\approx 15.2 && \text{avec} && m_\omega = 785 \text{ MeV}
 \end{aligned}
 \tag{20}$$

Le grand succès de ce modèle si simple réside essentiellement dans la courbe de saturation de la figure 13. En effet, il ne suffit pas d'avoir deux paramètres à sa disposition pour pouvoir reproduire le point de saturation empirique. Ce qui n'est pas trivial est justement de pouvoir trouver une solution, et avec un choix raisonnable de paramètres, c'est-à-dire avec des valeurs de constantes de couplage et de masses assez proches de celles obtenues pour la paramétrisation du potentiel NN non-relativiste.

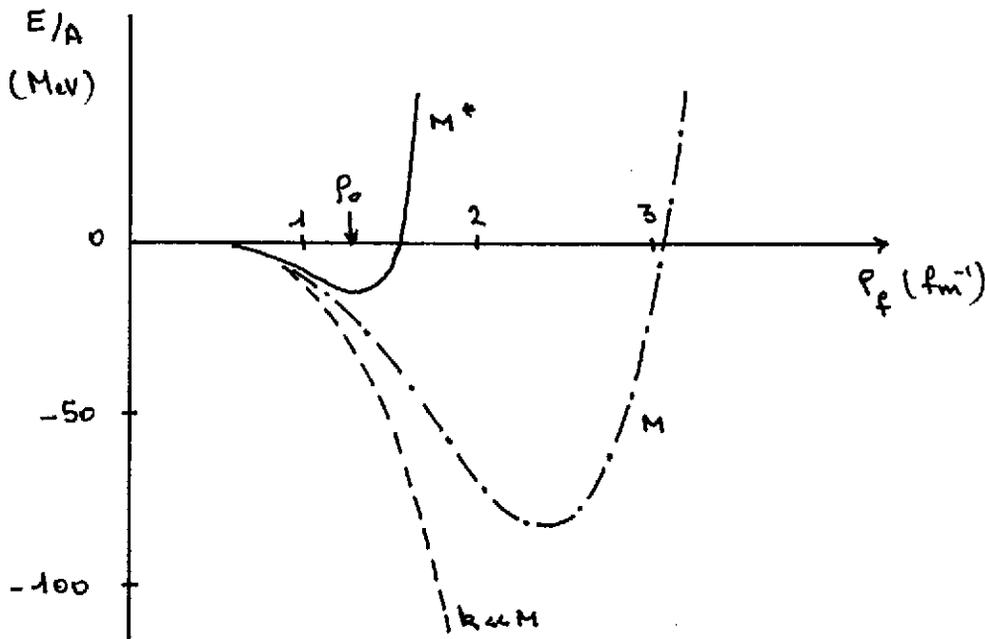


Figure 13 : Courbe de saturation de la matière nucléaire dans le modèle de Walecka

Pour mieux se rendre compte de ce point, il est intéressant d'envisager plusieurs réductions de ce calcul de champ moyen relativiste. Tout d'abord, la limite non-relativiste s'obtient en négligeant le moment des nucléons devant la masse M^* , dans le calcul de l'opérateur de masse. Dans ce cas, la densité scalaire ρ_σ est identique à la densité baryonique, et l'énergie potentielle totale par particule s'écrit :

$$\langle V \rangle / A = \frac{1}{2} \left[- \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2} \rho_B + \frac{g_\omega^2}{m_\omega^2} \rho_B \right], \quad (21)$$

alors que l'énergie cinétique est $\langle T \rangle / A = 3/5 p_F^2 / 2M$. Dans cette limite, la matière nucléaire ne peut saturer (ligne pointillée de la figure 13). C'est un résultat bien connu depuis déjà de longues années dans l'approche non-relativiste pour une interaction d'échange de bosons. Il est nécessaire d'aller à l'approximation Brueckner-Hartree-Fock pour avoir saturation. A densité ordinaire, l'énergie par particule est d'environ -32 MeV dans la limite non-relativiste.

Une étape intermédiaire entre le calcul exacte (avec la masse effective M^*) et la limite non-relativiste considérée ci-dessus consiste à calculer les self-energies avec la masse nue du nucléon, et donc à briser la "self-consistence" de l'équation (19). Dans ce cas, les densités scalaire et baryonique sont bien différentes, mais la dépendance en densité de Σ_S est beaucoup plus faible que dans le calcul exact. La courbe de saturation correspondante est indiquée par la ligne en trait mixte sur la figure 13. Dans cette limite, la matière nucléaire a un point de saturation à très haute densité (environ 6 fois la densité ordinaire), et à une énergie de liaison de -82 MeV/nucléon. Il n'est pas possible, même en variant beaucoup les constantes de couplage, de ramener ce point de saturation à sa valeur empirique. La dépendance en densité n'est tout simplement pas suffisante. A densité ordinaire, l'énergie de liaison est de -23 MeV/nucléon.

Il est maintenant possible de détailler quel est le contenu physique de ces différentes approximations, et sa conséquence sur la fonction d'onde du nucléon dans l'approximation relativiste de champ moyen.

III) La composante relativiste du nucléon

Reprenons la fonction d'onde du nucléon dans le milieu nucléaire :

$$u^*(\vec{k}, s) = \sqrt{\frac{e_k^* + M^*}{2e_k^*}} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{k}}{e_k^* + M^*} \end{pmatrix} \chi_s^{1/2} \quad (22)$$

La limite intermédiaire que nous venons de considérer consiste à remplacer la masse effective M^* par la masse nue dans la fonction d'onde du nucléon, soit

$$u^*(\vec{k}, s) = \sqrt{\frac{e_k + M}{2e_k}} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{k}}{e_k + M} \end{pmatrix} \chi_s^{1/2} \quad (23)$$

c'est-à-dire la fonction d'onde du nucléon libre déjà indiquée en (9.a). La limite non-relativiste revient à négliger la dépendance en moment de cette fonction d'onde et donc :

$$u^{*r}(\vec{k}, s) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \chi_s^{r2} \quad (24)$$

comme en (6). Le contenu physique spécifique de la fonction d'onde "habillée" (22) peut être interprété facilement si l'on projette cet état sur une base d'états asymptotiques de l'équation de Dirac, c'est-à-dire sur la base des états libres (9). Dans ce cas, on a

$$u^*(\vec{k}, s) = \frac{1}{\sqrt{1 + \alpha^2(k)}} \left[u^0(\vec{k}, s) + \alpha(k) \sum_{s'} \langle s | \vec{\sigma} \cdot \hat{k} | s' \rangle v^0(-\vec{k}, s') \right] \quad (25)$$

avec :

$$\alpha(k) \approx - \frac{k \sum_s}{2 M M^*} \quad (26)$$

A densité ordinaire, α vaut environ 0.1 dans le modèle de Walecka.

On peut alors interpréter facilement les différentes courbes de la figure 13, la limite non-relativiste (courbe en pointillé) servant de référence. La courbe en traits mixtes correspond à la fonction d'onde libre du nucléon; elle incorpore seulement les corrections relativistes cinématiques telles qu'elles apparaissent déjà au niveau du potentiel NN, comme nous l'avons mentionné au premier chapitre. Ce sont toutes les corrections d'ordre $(p/M)^2$ incluses dans la partie centrale, spin-spin et le potentiel spin-orbite. La dénomination cinématique prend son sens ici dans le fait que ces corrections interviennent au niveau du nucléon libre seulement, et la fonction d'onde du nucléon ne fait pas intervenir explicitement l'opérateur de masse. Ces corrections sont répulsives et contribuent d'environ 9 MeV à l'énergie par particule à densité ordinaire.

Par opposition, nous appellerons corrections relativistes dynamiques les corrections générées par la fonction d'onde habillée u^* par rapport à la fonction d'onde libre. D'après la décomposition (25), ces corrections correspondent à une composante d'antinuéons v_0 dans la fonction d'onde du nucléon dans le milieu nucléaire. Celle-ci fait intervenir directement la partie scalaire de l'opérateur de masse par l'intermédiaire de la masse effective, et de la relation de dispersion (14). La décomposition (25) de la fonction d'onde du nucléon est intéressante aussi car elle fait apparaître un 'petit' paramètre $\alpha(k)$, et donc légitime un développement perturbatif de l'opérateur de masse $\Sigma(k)$ ou de l'énergie totale par particule en fonction de α .

Au premier ordre non nul en $\alpha(k)$, la correction relativiste dynamique à l'opérateur de masse non-relativiste est représentée à la figure 14 et vaut :

$$\left(\delta \Sigma^0 \right)_{dyn.} = \frac{k^2}{M} \left(\frac{\Sigma^1}{M} \right)^2 \quad (27)$$

ce qui donne une correction à l'énergie par particule de

$$\left(\delta E/A \right)_{dyn.} \approx 5.5 \text{ Mev} \left(\rho/\rho_0 \right)^{2/3} \quad (28)$$

pour les valeurs des constantes de couplage et masses déjà mentionnées plus haut.

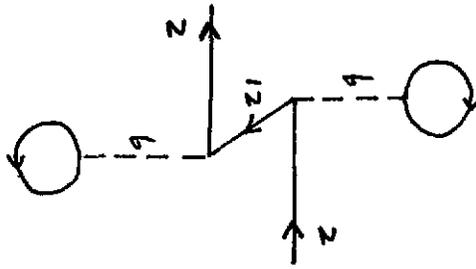


Figure 14 : Correction relativiste dynamique à l'opérateur de masse

Ces corrections sont du second ordre en α , car le terme du premier ordre est nul par définition de l'état de référence du noyau (système formé de A nucléons). On remarquera aussi que la correction à l'opérateur de masse non-relativiste est en $(\Sigma_S/M)^2$. Par comparaison, la correction relativiste cinématique est donnée par

$$\left(\delta \Sigma^0 \right)_{cin.} = \frac{p^2}{M} \left(\frac{\Sigma^1}{M} \right) \quad (29)$$

Elle se comporte comme (Σ_S/M) et donc, qualitativement, est environ deux fois plus importante. Ceci est confirmé par les valeurs de l'énergie par particule à la saturation données précédemment (voir figure 13).

Il est à noter enfin que la contribution indiquée sur la figure 14 viole explicitement le principe de Pauli, en ce sens que dans l'état intermédiaire, les deux nucléons se trouvent dans le même état de moment p (dans l'approximation de Hartree, les moments transférés par les nucléons sont nuls). Cela n'est en fait pas étonnant si l'on se rappelle la remarque faite en début de ce cours sur la structure que les nucléons et mésons acquièrent par l'intermédiaire des interactions fortes. En effet, en ce qui concerne les mésons, le propagateur physique libre est défini par la masse physique du méson, et donc par la série de la figure 3. Lorsque maintenant ce méson se propage dans le milieu nucléaire, le principe de Pauli bloque certains états du nucléon qui se trouvent dans la boucle $N\bar{N}$ de cette figure. La correction que l'on doit alors enlever au propagateur du méson est précisément la correction indiquée à la figure 14, dans l'approximation de champ moyen (somme sur les nucléons extérieurs). Il n'est donc pas étonnant que cette contribution viole explicitement le principe de Pauli puisqu'elle doit annuler une contribution du propagateur du méson qui elle-même viole ce principe!

IV) Au-delà de l'approximation de champ moyen

Les deux questions que nous voudrions aborder dans cette dernière partie sont les suivantes :

- * Comment s'affranchir de l'approximation de champ moyen?
- * Est-il réaliste de sommer toutes les corrections dynamiques (par l'intermédiaire de la masse effective M^*)?

La réponse à la deuxième question est en fait une conséquence de la réponse à la première. Le choix de l'approximation de particules indépendantes est dû en grande partie à l'impossibilité de résoudre le problème à N corps exactement, et cela n'est pas une particularité des approches relativistes. Il y a évidemment un prix à payer pour s'affranchir de l'approximation de champ moyen. Suivant la discussion du chapitre précédent, il est facile de voir que si l'on se limite au premier ordre des corrections relativistes dynamiques, c'est-à-dire au premier ordre non nul en $\alpha(k)$, on génère une correction de la forme de celle indiquée à la figure 15. Cette contribution représente typiquement une correction à trois corps. On retrouve ici la particularité des corrections relativistes dynamiques : celles-ci ne peuvent être incluses dans le potentiel à deux corps non-relativiste. La force à trois corps représentée à la figure 15 peut être calculée exactement dans le système à 3 nucléons (en principe tout au moins, car la résolution du problème à trois corps est assez délicate d'un point de vue numérique). Les corrections dues aux corrélations à courte portée entre paires de nucléons sont ainsi calculées exactement. Dans la matière nucléaire, un calcul exact n'est pas encore possible, pour des raisons essentiellement techniques d'ailleurs. Une manière approchée de le faire est de déduire, par sommation sur la ligne de nucléon intermédiaire, une interaction effective à deux corps, celle-ci dépendant alors explicitement de la densité ⁶⁾.

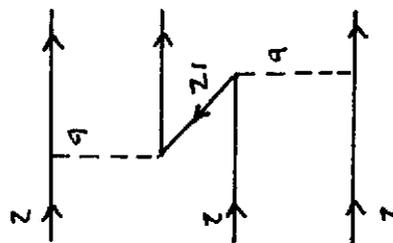


Figure 15 : Contribution relativiste (dynamique) représentée sous forme de force à trois corps.

Dans ce cas, la correction à l'énergie de liaison de cette contribution, calculée dans l'approximation de Brueckner-Hartree-Fock est beaucoup plus faible que l'estimation de champ moyen (28). Elle vaut environ :

$$(\delta E/A)_{N\bar{N}} \approx 1.5 \text{ MeV} \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{2/3} \quad (30)$$

Lorsque l'on a réalisé que les corrections relativistes dynamiques, au premier ordre en $\alpha(k)$ tout au moins, correspondent à une contribution à trois corps, il est facile de répondre à la deuxième question soulevée au début de ce chapitre. En effet, d'autres corrections à trois corps sont déjà connues depuis longtemps (cela remonte en fait à Fujita-Miyazawa en 1957). Nous ne mentionnerons ici que les corrections faisant intervenir les états excités du nucléon. Celles-ci sont indiquées à la figure 16. Pour plus de détails sur les autres contributions, nous renvoyons le lecteur à la référence ⁶⁾. La correction provenant de la résonance Δ est relativement bien connue. Elle est associée à l'échange des mésons isovectoriels π et ρ . Par contre, la résonance Roper peut aussi être excitée par les mésons isoscalaires σ et ω . A la densité ordinaire de la matière nucléaire, cette

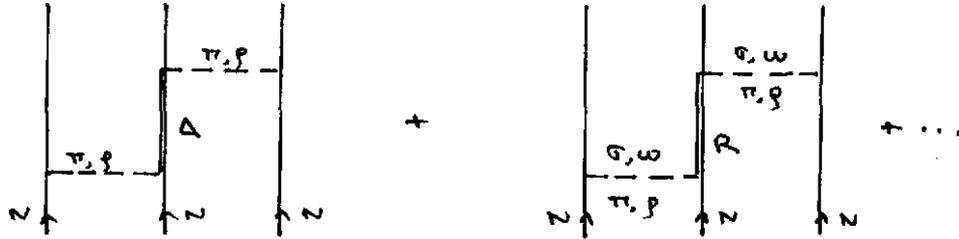


Figure 16 : Contributions à trois corps faisant intervenir les états excités du nucléon

dernière correction est la plus importante car elle contribue au potentiel central. Elle est donc cohérente dans toutes les ondes partielles, alors que la correction due à la résonance Δ ne contribue qu'aux termes spin-spin et tenseur. La contribution à l'énergie par particule de la résonance de Roper est de l'ordre de

$$\left(\delta E/A\right)_{Roper} \approx -4 \text{ MeV} \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2 \quad (31)$$

Si l'on compare cette correction à la contribution relativiste indiquée en (30) dans la même approximation, on remarquera que, à densité ordinaire tout au moins, ces deux corrections sont similaires, et se compensent largement ! Cependant, la dépendance en densité n'étant pas la même, la correction relativiste dynamique domine à plus haute densité, ce qui a pour effet de diminuer la densité de saturation de la matière nucléaire, par rapport à un calcul ne faisant intervenir qu'une force à deux corps.

D'un point de vue conceptuel, les corrections à trois corps représentées sur la figure 16 sont très importantes. En effet, le nucléon n'est pas une particule sans structure, ce qui se traduit par tout un ensemble d'états excités. La résonance Δ est la première excitation du nucléon (300 MeV d'énergie d'excitation), la résonance de Roper étant la suivante ($\Delta E=500$ MeV). Les corrections relativistes dont nous avons parlées, et indiquées sur la figure 15, correspondent quant à elles à une énergie d'excitation de $2M$ (excitation d'une paire $N\bar{N}$), soit environ 1.8 GeV. Il convient alors, pour pouvoir conclure valablement sur l'importance de telles contributions, de considérer en même temps toutes les corrections du type de celles de la figure 16 avec les diverses excitations du nucléon jusqu'à au moins 1.8 GeV d'énergie d'excitation. C'est évidemment un travail considérable compte tenu du nombre de résonances, et surtout du peu d'informations que l'on possède sur elles (en particulier leur couplage aux différents mésons). Les résultats que nous avons mentionnés ci-dessus ne sont qu'une indication des corrections que l'on peut attendre dans cette perspective. En particulier, cela implique qu'il est vain de vouloir reproduire le point de saturation de la matière nucléaire avec une précision supérieure à quelques MeV d'énergie par particule, à partir d'une description microscopique en terme de degrés de liberté nucléoniques et mésoniques.

Afin de conclure cette discussion sur la validité des corrections relativistes, il convient de dire quelques mots sur ce que l'on appelle la polarisation de la mer de Dirac (ou encore, pour la correction à l'énergie, de l'énergie Casimir). Il n'est pas nécessaire, pour la discussion de cet effet au premier ordre tout au moins, de détailler toutes les subtilités de la théorie des champs.

Rappelons simplement ici l'interprétation de Dirac dans laquelle le vide physique, dans une théorie relativiste, est représenté par l'ensemble des particules occupant les orbites d'énergie négative de l'équation de Dirac. Cet état est communément appelé la mer de Dirac, par opposition à la mer de Fermi qui représente les nucléons de valence d'énergie comprise entre 0 et ϵ_f . De par sa structure, le vide physique de l'équation de Dirac est ainsi différent de celui de l'équation de Schrödinger. C'est ainsi que les mésons acquièrent une structure en terme d'excitation particule-trou dans la mer de Dirac (ou en d'autres termes d'excitation $N\bar{N}$). Nous avons déjà représenté ces contributions à la figure 3. En itérant le diagramme en bulle $N\bar{N}$ de cette figure (sommation R.P.A.), nous pouvons faire apparaître explicitement les effets à N corps propre à la définition du vide de Dirac. Cette propriété se généralise facilement en théorie des champs.

L'énergie de Casimir correspond alors à la différence d'énergie entre l'état du vide physique (pas de nucléons de valence) et l'énergie des états occupés de la mer de Dirac en présence de nucléons de valence. C'est la "polarisation" de la mer de Dirac par la présence des particules de valence.

Récrivons la contribution des excitations $N\bar{N}$ à l'énergie par particule, toujours à l'ordre dominant (figure 17). Dans ce cas, et comme nous l'avons déjà indiqué à la figure 14, la seule modification due à la présence des nucléons de valence provient du principe de Pauli qui bloque les états de moment inférieur à p_f dans la boucle, et donne lieu à la correction relativiste de la figure 15. A cet ordre, c'est-à-dire avec seulement deux lignes d'interaction, il n'y a pas d'autres contributions à la polarisation de la mer de Dirac ⁷⁾.

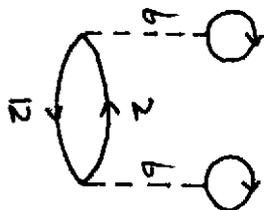


Figure 17 : Correction relativiste dynamique à l'énergie par particule dans l'approximation de champ moyen

La mer de Dirac est alors figée et il conviendrait plutôt de parler de la "terre" de Dirac! Cela correspond à l'approximation en arbre en théorie des champs. Nous avons indiqué, pour illustration, à la figure 18 une contribution du troisième ordre qui devrait participer à la polarisation de la mer de Dirac. Elle contribue ici sous forme de force à quatre corps.

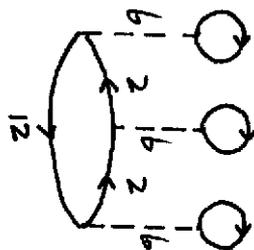


Figure 18 : Correction d'ordre supérieure à la polarisation de la mer de Dirac

V) Conclusions

Comme nous l'avons vu tout au long de ce cours, l'interprétation des modèles de champ moyen relativiste pour la structure des noyaux et de la matière nucléaire n'est pas si simple que cela. En particulier, le fait que le nucléon ne soit pas une particule sans structure, et possède des états excités suffisamment bas en énergie nous interdit de pouvoir donner un sens à un calcul relativiste au sens strict du terme. Par contre, nous avons essayé de montrer au chapitre IV comment on pouvait bâtir un modèle théorique cohérent au deuxième ordre en fonction des insertions de self-énergie, ceci par l'intermédiaire de forces à trois corps. Dans cette perspective, les modèles de champ moyen relativiste ne sont ni nécessaire (on peut introduire les corrections relativistes les plus importantes au niveau du formalisme non-relativiste et d'une force à trois corps) ni suffisant (car il convient de tenir compte de la structure des nucléons). Il reste évidemment à tester une telle interprétation. Au niveau du mécanisme de saturation de la matière nucléaire, des résultats encourageants ont déjà été obtenus ⁶⁾. Il reste à les vérifier plus précisément sur les systèmes à trois et quatre corps pour lesquels il est maintenant possible de calculer les fonctions d'onde exactement (numériquement parlant) à partir d'une interaction à deux et trois corps réalistes.

Remerciements

Je tiens à remercier tout particulièrement Bertrand Desplanques, Pierre Grangé et Jean Delorme pour leurs commentaires et critiques lors de l'élaboration de ce cours.

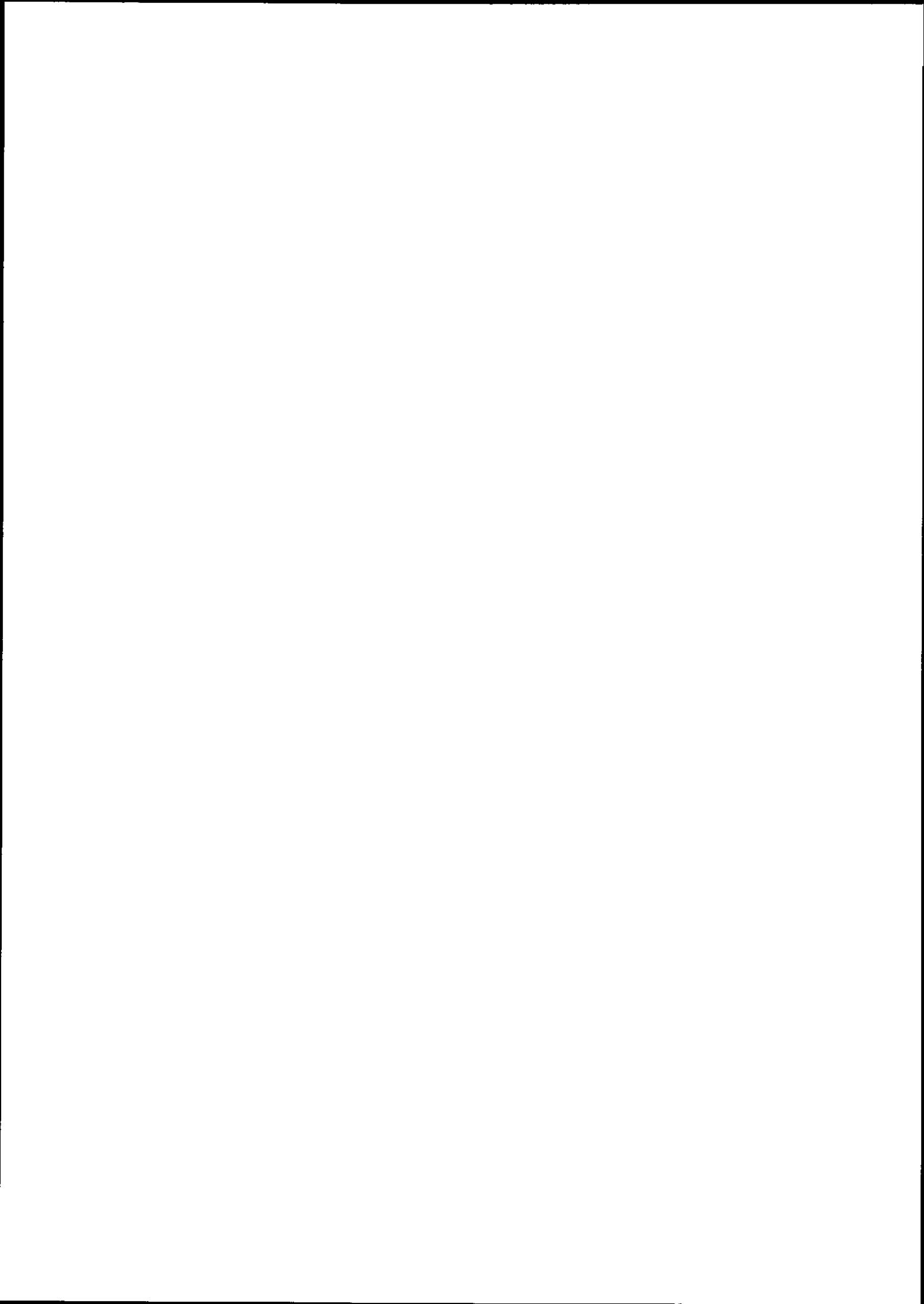
Références

- [1] B.D. Serot et J.D. Walecka, *Adv. Nucl. Phys.* **16** (1985)
- [2] M. Lacombe et al., *Phys. Rev.* **C21** (1980) 861
- [3] R. Vinh Mau dans "Mesons in Nuclei", eds. M. Rho et D. Wilkinson (North-Holland, Amsterdam, 1979)
- [4] J.D. Bjorken et J.D. Drell, "Relativistic Quantum Mechanics" (Mc Graw Hill, New-York, 1964)
- [5] B. ter Haar et R. Malfliet, *Phys. Rep.* **149** (1987) 207
- [6] P. Grangé et al., *Phys. Rev.* **C40** (1989) 1040
- [7] D. Schütte, *Nucl. Phys.* **A411** (1983) 369

La Taille du Nucléon dans le Noyau et l'Effet EMC

M. ERICSON

Institut de Physique Nucléaire de Lyon



La Taille du Nucléon dans le Noyau et l'Effet EMC

M. ERICSON

Institut de Physique Nucléaire de Lyon
IN2P3-CNRS/Université Cl. Bernard, 43, Bd du 11 Novembre 1918
69622 Villeurbanne Cedex, France

Résumé : Nous discutons dans ce cours de divers problèmes reliés à la taille du nucléon dans le noyau. L'hypothèse d'un enfllement du nucléon dans le noyau a été émise à propos de l'effet EMC et de la force manquante dans la réponse de charge du noyau. Nous proposons une interprétation pionique pour cet effet d'enfllement qui le met dans la ligne de l'interprétation basée sur la physique nucléaire traditionnelle de l'effet EMC par les échanges de mésons.

Abstract : In this lectures we discuss various topics linked to the size of the nucleon in the nucleons. It has been suggested, in connection with the EMC effect and the missing strength problem in the charge response of the nucleus, that the nucleon swells in the nuclear medium. We propose a pionic interpretation of this swelling which reconciles this effect with the interpretation of the EMC effects based on the conventional picture of the nucleus through meson exchanges.

Le sujet de cette école porte sur le nucléon dans le noyau. C'est un vaste sujet qui couvre une bonne partie de la physique nucléaire. Je me bornerai à un certain nombre de points, rôle des corrélations tensorielles, excès de pions dans le noyau, fonctions réponse, taille du nucléon dans le noyau. Cet ensemble fait quelque peu "pot pourri" mais le thème unificateur est l'effet EMC, qui a stimulé de nombreuses recherches en physique nucléaire.

L'effet EMC ¹⁾ est l'observation que la fonction de structure (*Figure 1*), mesurée dans les réactions inclusives $\mu\mu'$ de haute énergie, diffère pour un nucléon lié et un nucléon libre. Ces fonctions de structure dans la région du scaling, s'expriment en fonction de la variable de Bjorken $x = \frac{Q^2}{2pq}$ ou $q(\vec{q}, \nu)$ est le moment du photon virtuel échangé $Q^2 = q^2 - \nu^2$, p est celui du nucléon qui interagit avec le photon.

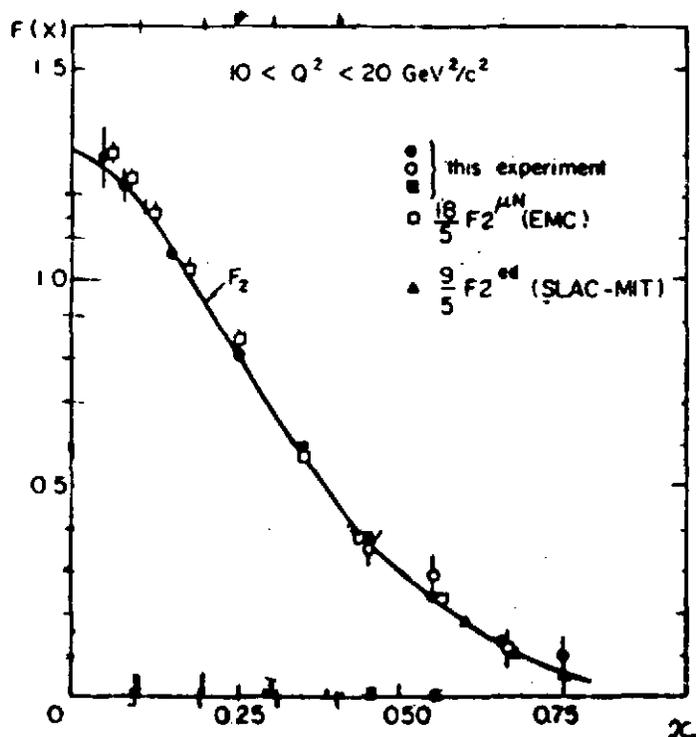


Figure 1 : La fonction de structure $F_2(x)$

L'effet EMC, tel qu'il apparaît aujourd'hui, se divise en quatre régions (Figure 2). La région I à petit x où $r > 1$ est celle du shadow, la région II où r devient supérieur à 1, est appelée antishadow, la III montre une diminution à x moyen, et la IV où r de nouveau dépasse l'unité, est celle où le mouvement de Fermi, provoque ce changement. Des expériences récentes de NMC (New Muon Collaboration) ²⁾ ont atteint une précision record dans la région des petits x . Elles ont confirmé la réalité de l'augmentation à petit x ; bien que celle-ci ne soit que de quelques pour cents. Elles ont montré ²⁾ que cette augmentation n'est pas liée au shadow, un noyau comme ${}^4\text{He}$ qui est dense et peu étendu présente une augmentation mais le shadow apparaît à plus petite valeur de x que pour des noyaux plus étendus. Il est donc lié à la taille, alors que l'augmentation est liée à la densité. Le nom d'antishadow est donc peu approprié.

La découverte de l'effet EMC a fait naître l'espoir, qu'on pourrait enfin comprendre comment les quarks se réajustent lorsque le nucléon est immergé dans le noyau. Ceci reste évidemment valable puisque c'est cela que l'expérience mesure mais il fut rapidement réalisé ce réajustement concerne la structure la plus périphérique du nucléon et qu'il était possible d'expliquer l'effet dans le cadre de la physique nucléaire traditionnelle. Je parlerai donc :

- de l'effet EMC (région III) et la liaison nucléaire, montrant comment les pions interviennent de façon cruciale dans ce phénomène
- de l'augmentation à petit x , où nous allons retrouver les pions
- d'une approche à l'effet EMC qui sort tout à fait du cadre de la physique nucléaire traditionnelle. C'est le rescaling en Q^2 et l'hypothèse de l'enflement des nucléons dans

le noyau. Malgré cela, nous allons voir que l'analyse de ce phénomène de rescaling nous ramène de nouveau aux pions. Le message que je voudrais faire passer est que les nucléons dans le noyau communiquent entre eux surtout par le biais des échanges de pions, c'est-à-dire par l'échange de paires de quarks-antiquarks corrélés et que l'on peut aller loin avec une telle description, même pour des phénomènes de très haute énergie comme l'effet EMC.

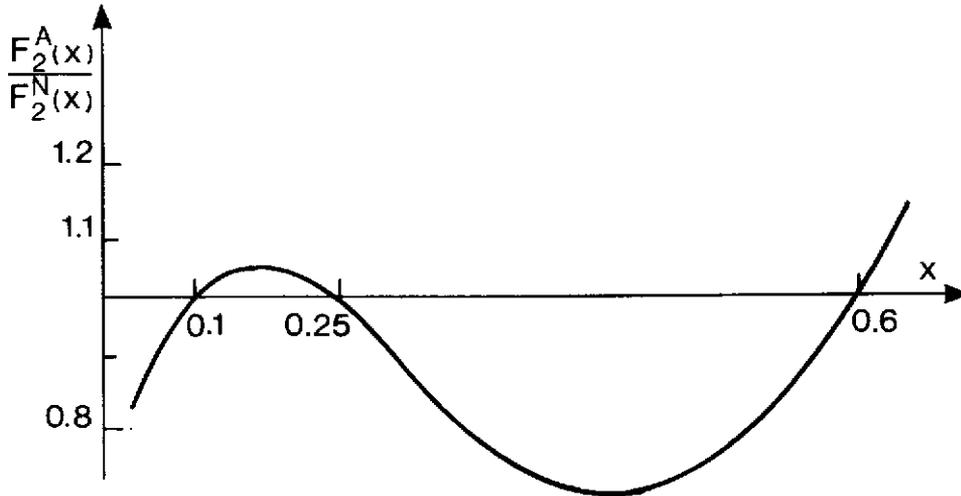


Figure 2: Rapport entre les fonctions de structure pour le nucléon lié et le nucléon libre (traits qualitatifs).

Les descriptions de l'effet EMC dans le cadre traditionnel reposent toutes sur le modèle de convolution. Le noyau est constitué de constituants qui interagissent indépendamment avec le photon qui voit les quarks à l'intérieur de ces constituants (Figure 3).

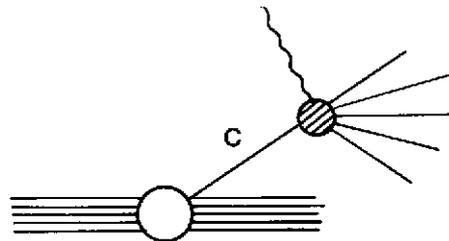


Figure 3 : Diagramme illustrant le modèle de convolution.

Ceci nous conduit à la formule suivante pour la fonction de structure nucléaire $F_2^A(x)$

$$A F_2^A(x) = \sum_C \int_x^A dz f(z) F_2^C\left(\frac{x}{z}\right) \quad [1]$$

où $f(z)$ est le nombre de constituants qui portent la fraction z/A du moment du noyau, F_2^C est la fonction de structure de constituant C. La formule de convolution n'est pas rigoureuse car elle néglige par exemple l'interaction entre les débris lents du constituant et le reste du noyau. Mais l'on peut penser que s'agissant d'une réaction inclusive, ces effets d'interaction dans l'état final peuvent être ignorés.

Les constituants principaux du noyau sont évidemment les nucléons. Si ceux-ci étaient libres et au repos, ils porteraient la fraction $\frac{z}{A} = \frac{M}{M_A} \approx \frac{1}{A}$ du moment du noyau, la fonction $f(z)$ se réduirait alors à $A \delta(z - 1)$ et l'on aurait $F_2^A(x) = F_2^N(x)$. Les nucléons étant liés dans le noyau, il faut faire une analyse plus fine qui conduit à l'idée du rescaling ³⁾ en x et de l'influence de la liaison nucléaire ⁴⁾. L'idée est la suivante : on désigne par (p_0, \vec{p}) le moment du nucléon interagissant. Nous allons supposer pour simplifier que le nucléon est au repos, $\vec{p} = 0$ mais qu'il est lié, son énergie est $p_0 = M + \epsilon$ où ϵ qui est négatif est l'énergie de séparation du nucléon : $p_0 = M_A - M_{A-1}^*$.

La variable de Bjorken x' pour ce nucléon est alors

$$x' = \frac{Q^2}{2pq} = \frac{Q^2}{2p_0\nu} = \frac{Q^2}{2M\nu(1 + \frac{\epsilon}{M})} \quad [2]$$

Pour un Q^2 et ν donnés, elle n'a pas la même valeur que pour un nucléon libre mais elle est augmentée dans le rapport $(1 + \frac{\epsilon}{M})^{-1}$ ($\epsilon < 0$). C'est cette variable qu'il faudrait employer pour des nucléons liés. Comme les expérimentateurs ne se sont pas souciés de ces subtilités et qu'ils ont utilisé $x = Q^2/2M\nu$, il s'ensuit que la fonction de structure qu'ils ont trouvé diffère de celle des nucléons libres $F_2^N(x) \neq F_2^A(x) = F_2^N(x/(1 + \bar{\epsilon}/M))$ en utilisant une énergie de séparation moyenne $\bar{\epsilon}$. C'est le rescaling en x . La quantité $\bar{\epsilon}/M$ étant petite, on peut faire un développement :

$$F_2^N\left(\frac{x}{1 + \bar{\epsilon}/M}\right) = F_2^N(x) - \frac{\bar{\epsilon}}{M} x \frac{dF_2^N}{dx} \quad [3]$$

$\bar{\epsilon}$ et $\frac{dF_2}{dx}$ sont < 0 , l'effet global est donc négatif et il est le plus fort quand $x|\frac{dF_2}{dx}|$ est grand c'est-à-dire pour $0.3 < x < 0.6$.

Avec $\bar{\epsilon}/M \approx 0.05$ cette formule explique la diminution à x moyen. Si on tient compte du mouvement des nucléons, on rend compte également de l'augmentation à grand x . Le problème est donc de savoir si une valeur $\bar{\epsilon}$ de l'ordre de 50 MeV est réaliste. Est-ce que la liaison peut rendre compte du gros de l'effet EMC ? Il a été argumenté que non ⁵⁻⁶⁾, que ce qu'on sait de l'énergie de séparation indique qu'elle est trop faible, qu'elle ne pourrait décrire que 50 % de l'effet. Cependant cette argumentation a été faite dans le cadre de l'approximation de Hartree, où l'on ignore l'effet des corrélations. Or on sait que celles-ci ont une influence cruciale sur la distribution en moment des nucléons. Dans la matière nucléaire, celle-ci au lieu d'être une fonction de Dirac est dépeuplée pour $p < p_F$ et acquiert une queue au-delà de p_F . Ceci est vrai également dans les noyaux finis, comme cela est illustré dans la *Figure 4* où l'on voit que l'effet prépondérant vient des corrélations tensorielles (c'est-à-dire des pions).

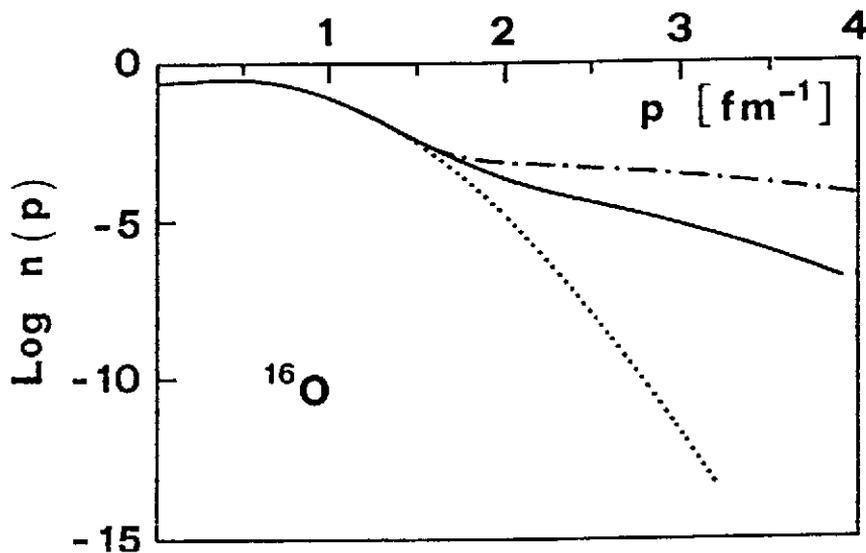


Figure 4 : Distribution en moment de l' ^{16}O sans corrélation (...), avec corrélations (—) et calcul complet (- - -)

Comment inclure les corrélations dans l'énergie de séparation ? Nous avons proposé ⁷⁾ pour cela d'utiliser la règle de somme de Koltun qui relie énergie de liaison B et énergie de séparation ϵ . Elle s'applique dans le cas de forces à 2 corps et se déduit facilement des deux relations

$$A\bar{\epsilon} = \sum_{i \neq j} V_{ij} + A \langle T \rangle \quad [4]$$

où A est le nombre de nucléons.

$$AB = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V_{ij} + A \langle T \rangle \quad [5]$$

(le facteur $\frac{1}{2}$ ici est le même qu'en électrostatique pour calculer l'énergie d'une distribution de charges, où l'on ne doit compter les paires qu'une seule fois).

Ces deux relations entraînent :

$$\bar{\epsilon} = 2B - \langle T \rangle \quad [6]$$

L'énergie de liaison B étant connue expérimentalement, $\bar{\epsilon}$ se déduit de la connaissance de $\langle T \rangle$, qui se détermine à partir de la distribution des moments :

$$\langle T \rangle = \int d\vec{p} \frac{p^2}{2m} n(p) \quad [7]$$

Il est évident que l'apparition d'une queue dans la distribution $n(p)$ augmente $\langle T \rangle$ donc $|\bar{\epsilon}|$. Dans l'évaluation de Schiavilla et al.⁸⁾ pour la matière nucléaire qui inclut les

corrélations $\langle T \rangle = 42$ MeV, au lieu de $\frac{3}{5}\epsilon_F = 23$ MeV du gaz de Fermi. L'énergie de séparation devient donc $|\epsilon| \approx 58$ MeV, largement suffisante pour rendre compte de la totalité de la diminution. Je dois signaler cependant que la façon de tenir compte de la liaison nucléaire n'est pas sans ambiguïté. Strickman et Frankfurt ⁹⁾ ont signalé qu'il manquait un facteur de flux dans les expressions de Akulinichev et al. Ceci a fait l'objet d'un long débat qui n'est pas encore clos. La question a été discutée récemment par Jung et Miller ¹⁰⁾. Ils rendent assez bien compte des données avec $|\bar{\epsilon}| = 39$ MeV, une valeur supérieure comme nous le proposons améliorerait encore l'accord.

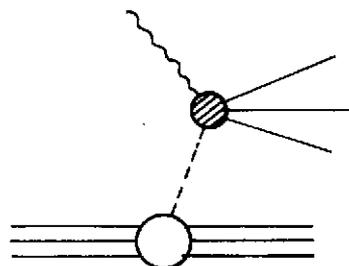


Figure 5 : Contribution pionique à la fonction de structure

La liaison nucléaire seule ne peut rendre compte de l'augmentation à petit x . Il est tout à fait normal que ce modèle soit incomplet puisqu'il ignore les constituants responsables pour la liaison nucléaire, c'est-à-dire essentiellement les pions. Ceux-ci apparaissent à la fois dans l'énergie cinétique puisqu'ils induisent les corrélations et d'autre part dans le potentiel V puisque la liaison nucléaire est pour une bonne part induite par l'échange de deux pions. Il est donc nécessaire d'étendre le modèle de convolution aux pions ¹¹⁻¹²⁾, responsables de l'effet de liaison. En fait, Sullivan ¹³⁾ avait proposé, il y a longtemps, que le nuage de pions participe à la fonction de structure de nucléon. Dans le cas nucléaire, le noyau A émet un pion de moment (ω, \vec{q}) en donnant un état excité A qui est sur la couche de masse. Le pion par contre est hors couche.

La contribution pionique à F_2^A est

$$AF_2^A(x) |_{pion} = \int_x^A dy f(y) F_2^\pi\left(\frac{x}{y}\right) \quad [8]$$

où F_2^π est la fonction de structure du pion hors couche, que l'on prendra égale à celle d'un pion sur couche qui est connue et $f(y)$ est le nombre de pions qui portent la fraction $\frac{y}{A}$ du moment du noyau.

En fait pour l'effet EMC qui est une comparaison entre le nucléon lié et le nucléon libre ce qui nous intéresse ce n'est pas la contribution pionique à la fonction de structure, mais à sa déviation $\Delta F_2 |_{pion}$ par rapport à des nucléons libres. Donc ce n'est pas le nombre de pions, mais l'excès (ou défaut) par rapport à un ensemble de nucléons libres. Le signe de ΔF_2 n'est donc pas évident a priori, il est positif s'il y a un excès de pions dans le noyau, négatif si c'est un défaut. La question se ramène donc à savoir s'il y a excès ou

défaut de pions. La première réaction est qu'il y a excès puisqu'il y a des pions échangés entre différents nucléons et que ceux-ci s'ajoutent à ceux qui sont émis et réabsorbés par le même nucléon. Cependant, on doit aussi tenir compte que dans le dernier processus *Figure 6* certains états intermédiaires sont bloqués par le principe de Pauli, ce qui diminue le nombre. Lequel des deux effets l'emporte ?

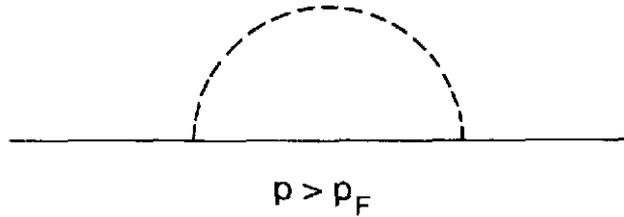


Figure 6 : Bloquage de Pauli pour l'émission du pion.

A. Thomas et moi-même ¹²⁾ avons montré qu'on doit s'attendre à un excédent. Un argument simple a été donné par Friman et al. ¹⁴⁾ qui relie le nombre de pions au potentiel d'échange de pions. Le nombre de particules pour une source statique est

$$n = \sum_K \frac{\rho_K^2}{2\omega_K^2} \quad [9]$$

où ρ_K est la source, ici

$$\rho_K = i \frac{g_r}{2M} \sum_i \vec{\sigma}_i \cdot \vec{k} \tau_i^\alpha \quad [10]$$

Lorsqu'on prend le carré, on ne gardera que les termes avec $i \neq j$ pour obtenir l'excès N_π

$$N_\pi = A n_\pi = \frac{3g_r}{4M^2} \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} \langle 0 | \sum_{i \neq j} \frac{(\vec{\sigma}_i \cdot \vec{k})(\vec{\sigma}_j \cdot \vec{k})}{(k^2 + m_\pi^2)^{3/2}} | 0 \rangle \quad [11]$$

L'effet de bloquage de Pauli est compris dans cette expression par l'antisymétrisation des fonctions d'onde. Le potentiel

$$\langle V_\pi \rangle = \frac{3g^2}{4M^2} \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^2} \langle 0 | \sum_{i \neq j} \frac{(\vec{\sigma}_i \cdot \vec{k})(\vec{\sigma}_j \cdot \vec{k})}{(k^2 + m_\pi^2)} | 0 \rangle \quad [12]$$

Ces deux expressions ne diffèrent que par une puissance de $\omega_K = (k^2 + m_\pi^2)^{1/2}$ au dénominateur. En prenant une valeur moyenne $\langle \omega_\pi \rangle$ on obtient :

$$N_\pi = - \frac{\langle V_\pi \rangle}{\langle \omega_\pi \rangle} \quad [13]$$

Comme V_π est attractif (< 0), il s'agit bien d'un excédent. Avec $\langle V_\pi \rangle | A = - 50$ MeV et $\langle \omega_\pi \rangle = 400$ MeV, on déduit $n_\pi = 0.12$ pions/nucléon. Si l'on croit que la liaison

nucléaire est faite par l'échange de mésons, on est conduit à croire à un excédent de pions, la physique nucléaire traditionnelle l'impose.

Comment pouvons-nous en tenir compte dans l'effet EMC ? Le pions émis (ω, q dans le système du laboratoire) porte une fraction

$$\frac{y}{A} = \frac{\gamma(\omega - q_3)}{\gamma M_A} = \frac{\omega - q_3}{AM} \quad [14]$$

du moment du noyau. La donnée de la distribution en ω et q des pions échangés détermine la fonction $f(y)$. Avant tout calcul, on sait que $f(y)$ est restreint à de petites valeurs de y . Si le pion était au repos et sur couche $f(y) \propto \delta(y - \frac{m_\pi}{M}) = \delta(y - 0.14)$, F_2^π serait limité à la région $0 < x < 0.14$ (puisque $y > x$). Cette zone est élargie par la distribution en moment mais le résultat reste qualitativement valide, la contribution pionique est limitée à la région, $0 < x < 0.3$. Pour obtenir la distribution des pions en (ω, q) on remarque que, au vertex inférieur qui doit être pris au carré dans la section efficace, il apparaît la section efficace inélastique induite par une sonde pionique pour la transition $A \rightarrow A^*$ que l'on appelle aussi fonction réponse de spin-isospin R .

$$q^2 R(q, \omega) = \sum_n |\langle n | \sum_i \vec{\sigma}_i \cdot \vec{q} e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_i} | 0 \rangle|^2 \delta[\omega - (E_n - E_0)] \quad [15]$$

La connaissance de R détermine la distribution $f(y)$

$$f(y) = \frac{3g^2}{4M^2} y \int \frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3} \frac{d\omega}{\omega_q^2} \delta \left[y - \frac{\omega - q_3}{M} \right] q^2 \left[R_A(q, \omega) - A R_N(q, \omega) \right] \quad [16]$$

R_A représente la réponse nucléaire et R_N celle du nucléon libre. Pour cette dernière, si le nucléon est libre et au repos

$$R_N(q, \omega) = \delta \left(\omega - \frac{q^2}{2M} \right) \quad [17]$$

Pour un noyau et en l'absence d'interaction la réponse est modifiée par le blocage de Pauli et élargi par le mouvement de Fermi. La région de réponse pour un gas de Fermi est représentée dans la *Figure 7* par la zone hachurée. La réponse en fonction de ω pour un q fixé est représenté dans la *Figure 8*. A petit moment, l'effet de blocage de Pauli se manifeste par la coupure à petit ω de la fonction réponse. A grand moment, l'allure est symétrique, avec un maximum à $\omega = q^2/2m$. C'est la région du pic quasi-élastique où la sonde extérieure interagit avec des nucléons individuels.

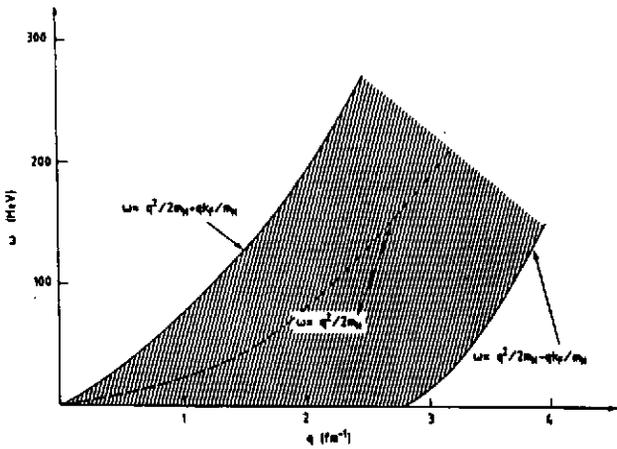


Figure 7 : Région de réponse du gaz de Fermi libre.

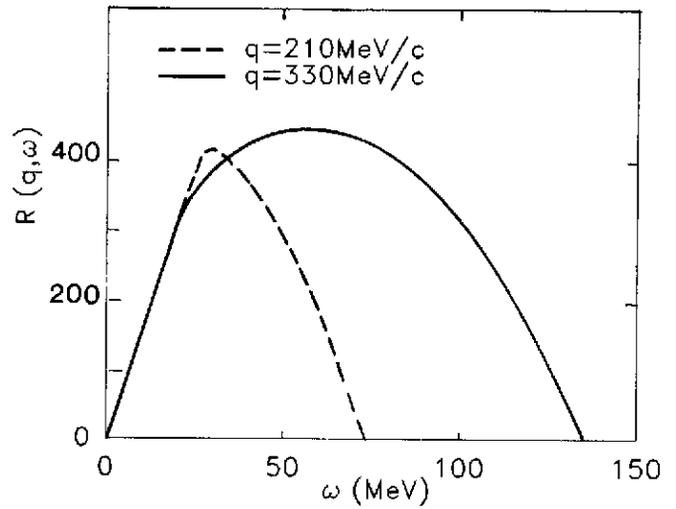


Figure 8 : Fonction réponse en fonction de l'énergie ω pour deux valeurs du moment q .

La comparaison avec le nucléon libre se fait mieux à travers la règle de somme $S(q) = \int d\omega R(q, \omega)$ qui est égale à l'unité pour le nucléon libre et qui a une valeur inférieure dans le cas du gaz de Fermi pour $q < 2p$ par suite du blocage de Pauli (Figure 9). On retrouve le résultat qu'en l'absence d'interactions, l'effet EMC aurait un signe opposé.

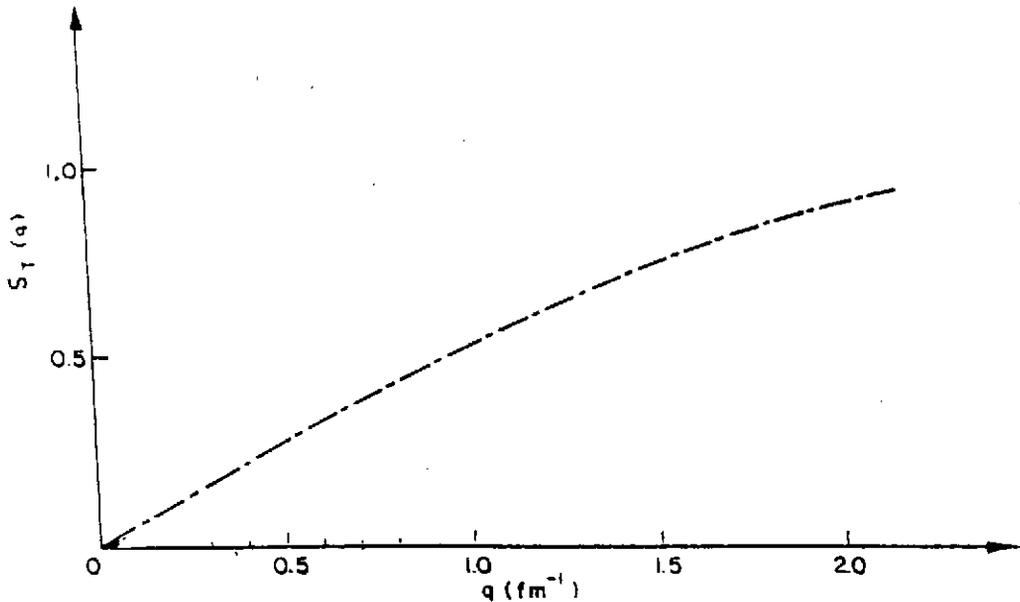


Figure 9 : Règle de somme $S(q)$ pour un gaz de Fermi libre.

L'augmentation est un effet de l'interaction entre nucléons. Celle-ci agit de deux manières :

a) l'excitation est partagée entre deux nucléons qui communiquent par le biais de l'interaction et sortent de la mer de Fermi. L'état final est un état $2p2h$ (Figure 10).



Figure 10 : Excitation d'un état $2p2h$ par le photon.

b) l'interaction propage l'excitation de nucléon en nucléon, mais ceux-ci retombent dans la mer de Fermi sauf un. La sonde excite un état $1p1h$ mais la réponse devient collective. Cet aspect est décrit de manière commode par la RPA (Random Phase Approximation).

L'effet a) des excitations $2p2h$ dans la réponse de spin-isospin se voit très bien dans la réponse magnétique (ou transverse) mesurée en diffusion inélastique inclusive d'électrons. Le couplage est ici un couplage de spin-isospin comme pour les pions mais il est transverse ($\vec{\sigma} \times \vec{q}$) au lieu d'être longitudinal ($\vec{\sigma} \cdot \vec{q}$). Les excitations $2p2h$ créent une queue importante à haute énergie (Figure 11) ¹⁵⁻¹⁶ dont on pense qu'elle se prolonge dans la région du pic quasi-élastique. Elles tendent donc à augmenter la réponse nucléaire. Pour ce type d'excitations on n'attend pas de différence sensible pour le couplage $\vec{\sigma} \times \vec{q}$ et $\vec{\sigma} \cdot \vec{q}$ une queue similaire doit donc exister dans la réponse pionique.

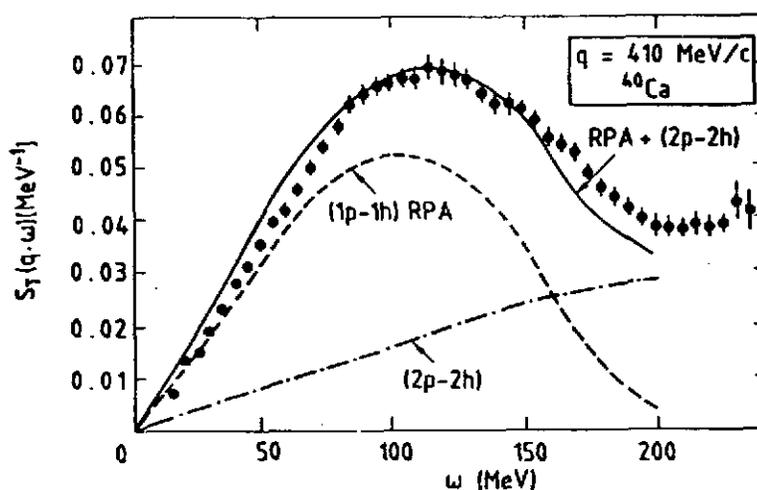


Figure 11 : Réponse transverse du ^{40}Ca .

En ce qui concerne la collectivité de la réponse $1p1h$, nous allons la décrire dans l'approximation anneaux (ring) de la RPA où l'antisymétrisation est ignorée. On introduit le propagateur de polarisation $\pi(q, \omega)$ des états $1p1h$, qui est relié à la réponse par

$R(q, \omega) = -Im \pi(q, \omega)$. La réponse collective π est reliée à la réponse nue π^0 de la manière illustrée dans le diagramme ci-dessous (*Figure 12*), dont l'interprétation est immédiate.

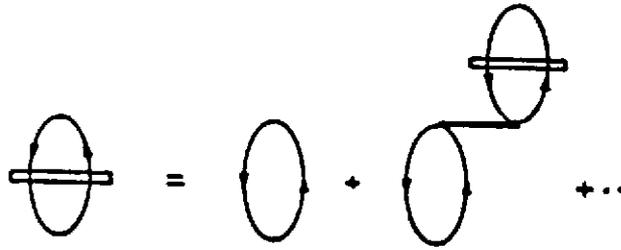


Figure 12 : Approximation ring de la RPA.

Cela conduit à l'expression :

$$\Pi = \Pi^0 + \Pi^0 V \Pi^0 + \Pi^0 V \Pi^0 V \Pi^0 + \dots \frac{\Pi^0}{1 - V \Pi^0} \quad [18]$$

ou encore

$$R = -Im \Pi = \frac{-Im \Pi^0}{(1 - V Re \Pi^0)^2 + (V Im \Pi)^2} \quad [19]$$

Contrairement à ce qui se passait pour les excitations $2p2h$, on attend ¹⁷⁾ cette fois-ci de grandes différences entre les deux canaux $\vec{\sigma} \cdot \vec{q}$ et $\vec{\sigma} \cdot \vec{q}$. L'on ne peut de ce fait obtenir l'information cherchée sur la réponse pionique d'après la diffusion d'électrons. Pourquoi ces différences ? Elles tiennent à la nature du potentiel V d'interaction ph qui diffère dans les deux canaux. Dans le cas du pion, il comprend bien évidemment

$$V_\pi = -\frac{f^2}{m_\pi^2} \frac{q^2}{q^2 + m_\pi^2 - \omega^2} \quad [20]$$

plus une composante répulsive à courte portée, décrite par le paramètre de Landau Migdal $g' (> 0)$. Celui-ci incorpore les effets d'antisymétrisation ignorés dans l'approximation ring.

$$V^\ell = \frac{f^c}{m_\pi^2} g' + V_\pi \quad [21]$$

Dans le cas statique ($\omega = 0$), l'interaction V a l'allure suivante en fonction du moment q . Avec $g' = 0.7$, une valeur compatible avec un ensemble de données diverses, V passe d'une valeur répulsive à $q = 0$ à une valeur attractive au-delà de $q \approx 1 fm^{-1}$, par suite de l'influence grandissante du pion (*Figure 13*). Pour le canal transverse, le pion devient inefficace par suite de son couplage, il est remplacé par le méson ρ de masse supérieure, la composante à courte partie g' étant la même, la force reste répulsive bien plus longtemps. On ne peut donc déduire la collectivité de la réponse pionique par diffusion d'électrons mais on peut obtenir des informations sur la répulsion à courte portée et tester notre compréhension d'une réponse de spin-isospin. Celle-ci semble bonne comme il est illustré dans la *Figure 11* où la réponse du ^{40}Ca à $q = 410 MeV/c$ est représentée. On voit d'une part la composante $2p2h$ et par comparaison entre la réponse libre et la réponse collective se rendre compte de l'importance de la collectivité : elle produit un durcissement et une

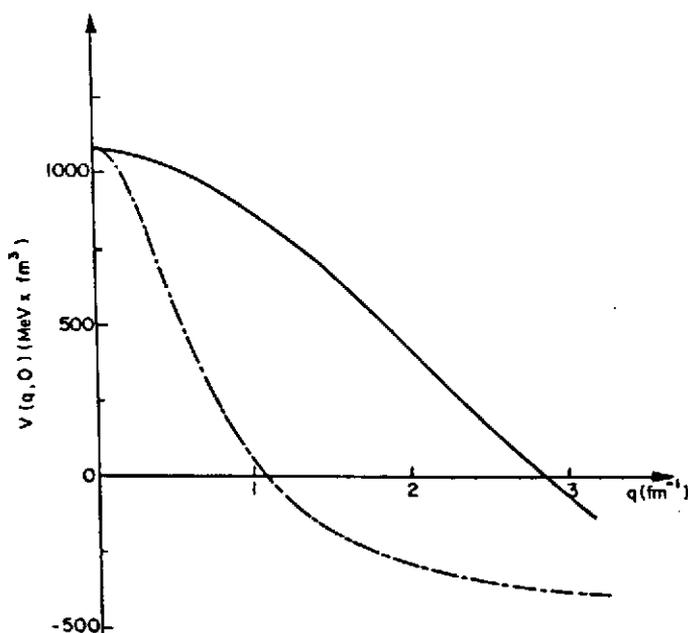


Figure 13 : Force ph dans les canaux longitudinaux (—) et transverse (-----).

suppression de la force. Les données expérimentales sont bien reproduites avec ces deux aspects. Le passage à la réponse pionique devrait être sans problème : le changement de signe de l'interaction renverse le sens des effets collectifs, la réponse est amollie et augmentée (Figure 14). C'est justement cette augmentation qui est liée à celle du nombre de pions.

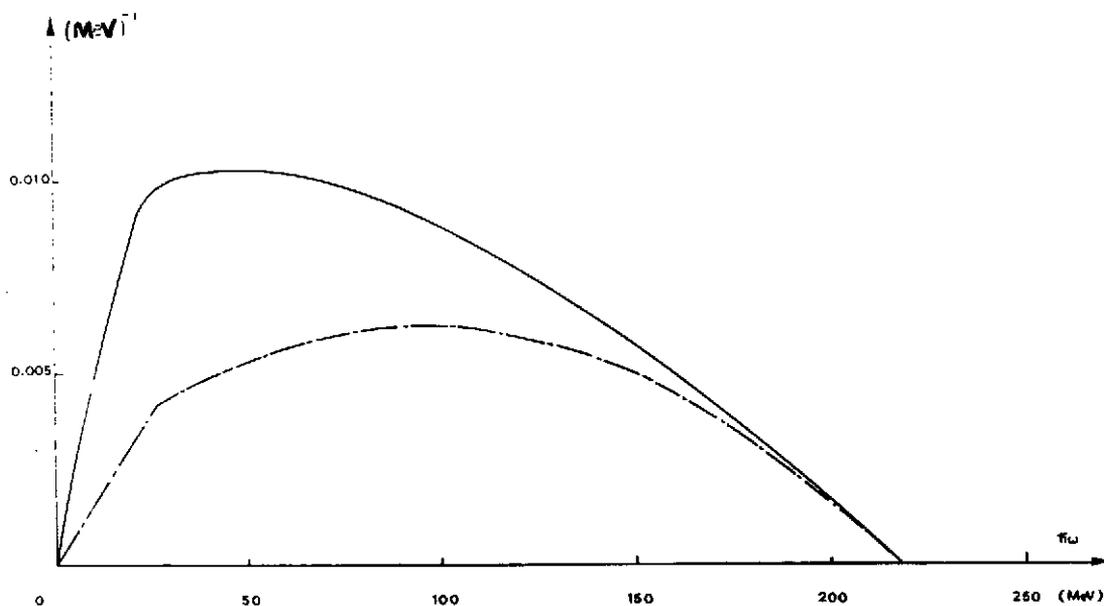


Figure 14 : Réponse longitudinale RPA (—) et libre (-----) pour $q = 2.15 \text{ fm}^{-1}$.

La difficulté pour tester ces idées tient dans la difficulté de trouver des sondes appropriées : les sondes qui interagissent faiblement (photons, électrons) ne testent pas cette réponse. Il reste les sondes hadroniques (p, p'), (p, n), (${}^3\text{He}, T$). L'interaction nucléon nucléon comprenant des termes dépendant du spin et de l'isospin, il est possible de tester la réponse pionique. Mais dans l'interaction nucléon nucléon, toutes les réponses sont présentes à la fois, il faut donc trouver une manière d'éliminer celles qui ne nous intéressent pas. Les réactions d'échange de charge présentent l'avantage que l'on n'a que les réponses isovectorielles. Une expérience a été effectuée à Los Alamos en diffusion de protons polarisés (\vec{p}, \vec{p}') avec mesure du transfert de polarisation ¹⁸⁾. L'idée était de détecter le contraste entre les réponses pioniques et transverses. Le rapport

$$r(\omega) = \frac{R_{\vec{\sigma} \cdot \vec{q}}(q, \omega)}{R_{\vec{\sigma} \times \vec{q}}(q, \omega)} \quad [22]$$

a été mesuré pour q fixé à 350 MeV/c. L'amollissement de la première réponse et le durcissement de la seconde font prévoir un rapport r largement supérieur à 1 dans la région du pic quasi-élastique (de l'ordre de 5 dans la matière nucléaire). Ce n'est pas ce qui a été observé (Figure 15) : le rapport est inférieur à l'unité. Certes la sonde (p, p') n'explore pas tout le volume du noyau car elle est absorbée à l'intérieur, elle reste largement à la surface où les effets collectifs sont diminués. Néanmoins, les tentatives pour rendre compte du rapport expérimentalement ont échoué, les prédictions théoriques se groupent autour de $r \approx 1.5$. La seule possibilité que je vois est celle de la contamination isoscalaire, puisque la sonde (p, p') n'est pas sélective en isospin, qui n'est pas sous contrôle total. Peut-être est-ce là l'origine du problème.

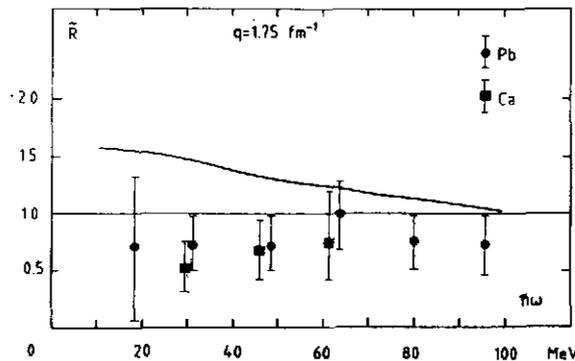


Figure 15 : Rapport entre les réponses de spin longitudinal et transverse à $q = 1.75 \text{ fm}^{-1}$

Ce problème ne se pose pas pour l'expérience en (${}^3\text{He}, T$) effectuée à Saturne ¹⁹⁾ qui sélectionne les réponses isovectorielles. Par contre, aucune mesure de polarisation n'a été effectuée, donc on n'a pas a priori de garantie sur le caractère de spin de la réponse. Cependant, l'interaction NN est dominée à ces énergies (≈ 600 MeV/nucléon) par la composante de spin. Par contre, la sélection entre réponses $\vec{\sigma} \cdot \vec{q}$ et $\vec{\sigma} \times \vec{q}$ n'est pas faite. Cette expérience a fourni la position du maximum du pic quasi élastique en fonction du moment transféré q et le compare à celle d'un gaz de Fermi libre $\omega = q^2/2M$. On observe un

amollissement progressif quand q augmente (*Figure 16*) alors que le pic pour les électrons est toujours à plus haute énergie.

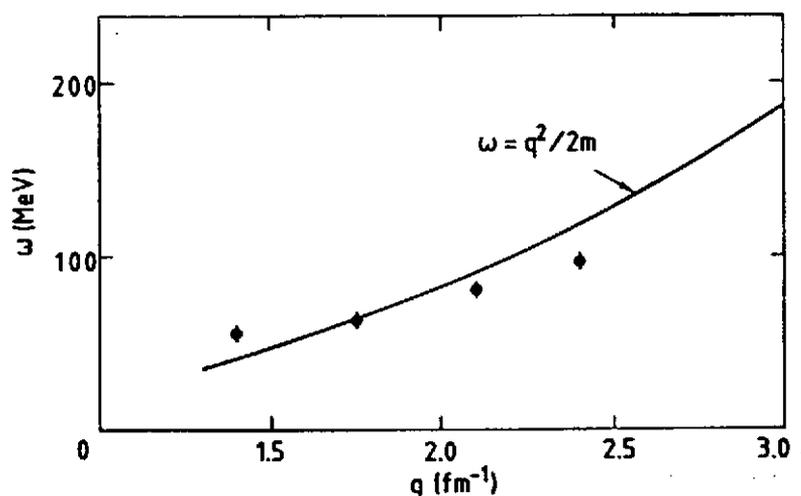


Figure 16 : Position du pic quasi-élastique mesuré dans l'expérience (${}^3\text{He}, T$) en fonction du moment comparé à la valeur pour le gaz de Fermi libre $\omega = q^2/2m$

Même si l'amollissement est modéré (une vingtaine de MeV), il est tentant de rapprocher cette évolution du caractère progressivement de plus en plus longitudinal de l'interaction NN . Delorme et Guichon ²⁰⁾ ont montré de plus que le facteur de forme de la transition (${}^3\text{He}, T$) favorisait le caractère longitudinal de la réponse à grand moment. La sonde (${}^3\text{He}, T$) est donc une sonde idéale pour la réponse pionique. Le durcissement de la réponse transverse visible à petit moment dans la *Figure 16* se transforme progressivement en l'amollissement de la réponse longitudinale. On peut se demander si le caractère très périphérique de cette sonde permet une telle interprétation, les densités explorées ne sont que de l'ordre de 20 % de la densité centrale. Une étude de la réponse dans de telles conditions ²¹⁾ a montré que de la collectivité subsistait. Personnellement, je pense que l'interprétation en terme de collectivité de l'amollissement observé est la bonne. Des expériences similaires en (p, n) n'ont pas révélé d'amollissement, mais elles sont encore à un stade préliminaire et il ne faut pas oublier que pour cette sonde, on ne bénéficie pas de l'avantage procuré par le facteur de forme (${}^3\text{He}, T$) signalé par Delorme et Guichon. Il n'y a peut-être pas contradiction.

La réponse longitudinale de spin reste évasive mais cela ne doit pas entamer notre conviction dans l'existence d'un excès de pions.

J'en viens maintenant à une interprétation non conventionnelle (je veux dire par là, pas dans le cadre traditionnel de la Physique Nucléaire), mais basé sur QCD. Il s'agit du rescaling en Q^2 . Cette idée a été introduite par Nachtmann et Pirner ²²⁾. Elle a acquis une grande popularité à la suite de l'observation suivante faite par Close et al. ²³⁾. Les fonctions de structure ne sont pas seules fonctions de la variable de Bjorken x , il y a une dépendance (modérée) en Q^2 . C'est la violation de scaling, prévue par QCD *Figure 17*.

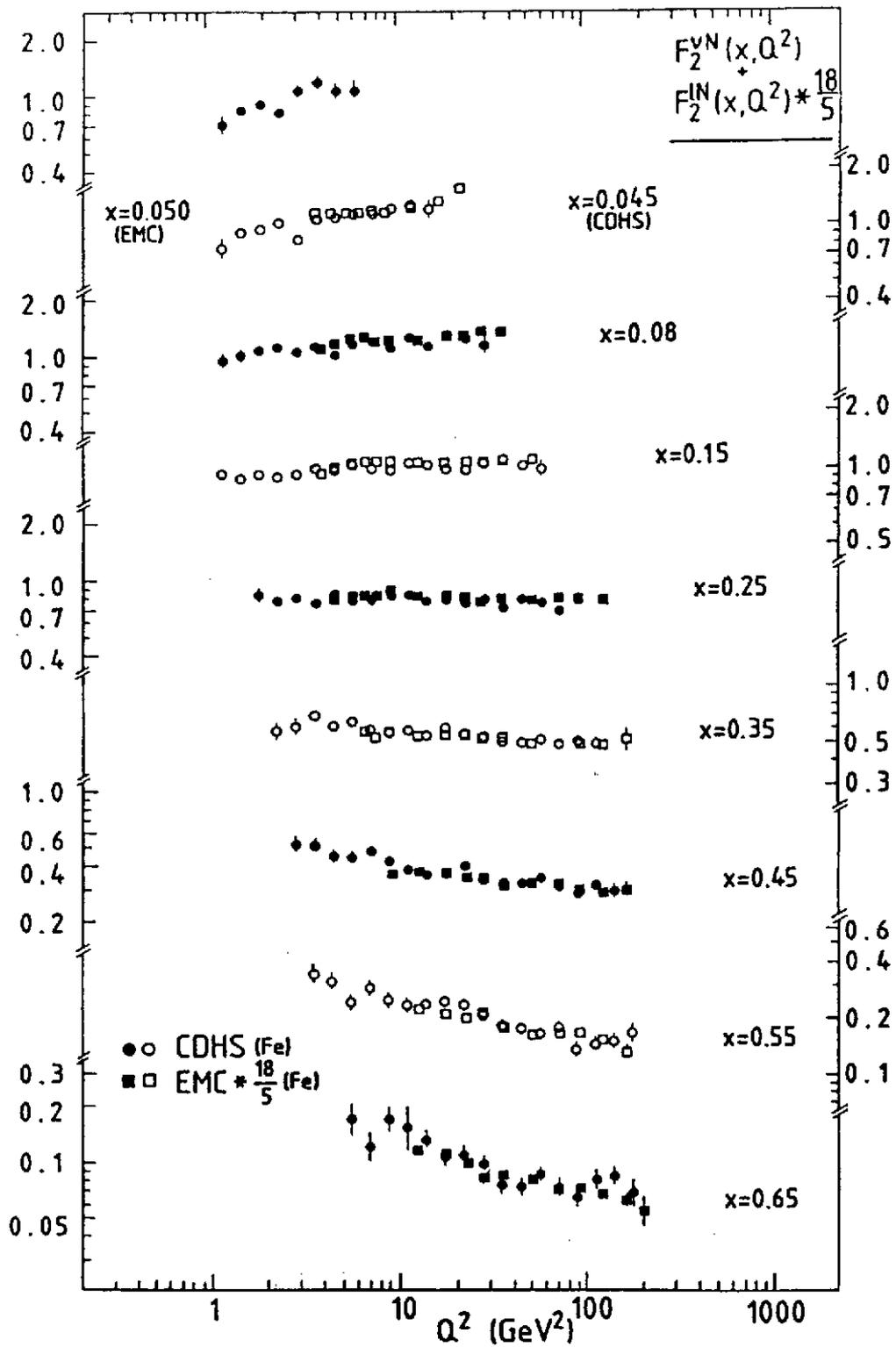


Figure 17 : Evolution avec Q^2 de la fonction de structure F_2 pour différentes valeurs de x .

Lorsque Q^2 augmente la fonction F_2 diminue pour des valeurs de x supérieures à ≈ 0.2 et elle augmente pour $x < 0.2$. Supposons alors qu'à partir d'une valeur donnée de Q^2 l'on augmente Q^2 , F_2 va diminuer à grand x et augmente à petit x . C'est exactement ce qu'on observe en passant du nucléon au noyau. La fonction de structure du noyau est égale à celle du nucléon pour une autre valeur de Q^2

$$F_2^A(x, Q^2) = F_2^N(x, \xi Q^2) \quad \text{Pour le fer} \quad \xi = 2 \quad [23]$$

Le fait que cette formule ne rende pas bien compte des données à petit x (mais il en était de même du rescaling en x), n'empêche pas l'intérêt de cette observation. On est passé de cette observation à une théorie avec l'hypothèse du changement d'échelle ²⁵⁾. L'idée est qu'un changement de Q^2 est associé à un changement de taille a une augmentation ; le nucléon enfle dans le noyau. Pas de peu, l'augmentation de rayon serait de 15 % $\frac{\delta(R)^2}{(R)^2} = 30$ %. Cette hypothèse hardie a de quoi séduire le physicien nucléaire. Des modifications aussi importantes ne sont pas monnaie courante en physique nucléaire où l'on chasse les effets d'échange parfois au niveau de quelques pour cents. Si cela est vrai cela doit se voir ailleurs. C'est à Noble ²⁶⁾ que l'on doit le lien avec le problème de la force manquante dans la réponse de charge. En diffusion d'électrons, on mesure deux réponses : celle transverse et celle longitudinale, induite par une perturbation de la charge. L'opérateur est :

$$O_L(q) = \sum_i \frac{1 + \tau_i^3}{2} e^{i \vec{q} \cdot \vec{r}_i} \quad [24]$$

La réponse a bien la forme attendue ²⁷⁾ pour un pic quasi-élastique *Figure 18* mais son intensité est trop basse. On peut en rendre compte en modifiant (empiriquement), comme l'a suggéré Noble, le facteur de forme électrique du nucléon dans le noyau avec ²⁷⁾ $\langle r^2 \rangle = 1.1 \text{ fm}^2$ au lieu de 0.65 fm^2 . La similarité de cette augmentation avec celle proposée pour EMC est très frappante. Quelle est la signification de cette coïncidence ? Avons-nous mis le doigt sur quelque chose de fondamental ? Est-ce déjà un signe d'un déconfinement partiel des quarks qui verraient leur volume accessible presque doubler, un pas sensible vers le déconfinement total du plasma de quarks gluons. L'autre interprétation du manque de force longitudinale est que des corrélations (de courte portée) déforment la réponse, déplaçant une partie de la force à haute énergie où elle est perdue dans la détection. Le manque de force ne serait alors qu'apparent.

Les deux interprétations, gonflement du nucléon ou effet de corrélations, semblent a priori n'avoir aucun lien. Est-ce bien vrai ? Ne peut-on réconcilier ces deux images ? Non, si on pense à un gonflement comme une augmentation du rayon du sac de quarks. Mais on peut aussi envisager autre chose : un renforcement du nuage de pions autour des nucléons, qui deviennent plus dense dans le noyau ²⁸⁾. Comme les pions sont aussi responsables des corrélations tensorielles, on peut alors envisager un lien entre les deux effets. Personnellement, si gonflement il y a, je trouve beaucoup plus plausible qu'il soit d'origine pionique, car un doublement du volume du sac ne me paraît pas vraisemblable. Par contre estimons ce qu'on peut attendre de l'excès de pions chargés qui est $\frac{2}{3} n_\pi$. Ces

pions sont à une distance de l'ordre de la distance internucléonique $d \approx 2 \text{ fm}$. D'où une augmentation du rayon de charge

$$\delta \langle r^2 \rangle = \frac{2}{3} \times 0.12 \times 4 \approx 0.3 \text{ fm}^2 \quad [25]$$

de l'ordre de ce que nous cherchons. Nous ne pouvons nous contenter de cette estimation, mais ceci nous encourage à poursuivre cette ligne de recherche.

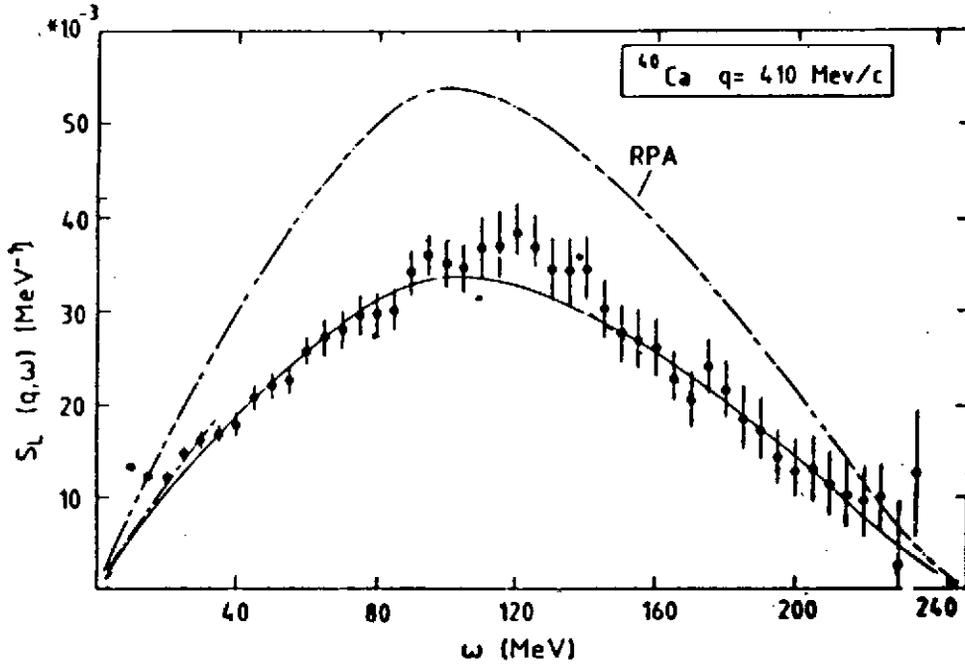


Figure 18 : Réponse longitudinale du calcium calculé avec le rayon de charge libre $\sqrt{r^2} = 0.81 \text{ fm}$ (---) et modifié $\sqrt{r^2} = 1.05 \text{ fm}$ (—).

Pour aller au-delà de cette estimation, nous allons utiliser une règle de somme (bremsstrahlung weighted) qui relie le rayon de charge d'un système à la section efficace électrique dipolaire (non retardée) σ^{dip}

$$\langle r^2 \rangle = 3 \langle z^2 \rangle = 3 \sum_n |\langle n|z|0 \rangle|^2 = \frac{2}{4\pi\alpha^2} \int d\omega \frac{\sigma^{dip}(\omega)}{\omega} \quad [26]$$

Le point crucial dans cette démonstration est l'identification de la quantité ez avec l'opérateur électrique dipolaire D . Cette relation n'est pas générale, elle ne s'applique que quand cette identification est possible (*ex* système à deux corps comme le deuton). Nous allons l'appliquer au cas du proton libre, traitant le pion virtuel du nuage et le proton comme un système à deux corps, r est alors la séparation entre ces deux objets et nous obtiendrons le rayon de charge du proton dû à son nuage de pion $\langle r^2 \rangle^{pion}$. Dans ce cas, la section efficace dipolaire électrique est celle qui apparaît dans la section efficace de photoproduction, dont le seuil est à $\omega = m_\pi$ (Figure 19). Si nous insérons celle-ci dans la règle de somme, nous obtenons $\langle r^2 \rangle^{pion} \approx 0.3 \text{ fm}^2$, une valeur raisonnable, en accord avec des estimations théoriques²⁹⁻³⁰). Passons maintenant au cas du noyau. A

partir de l'équation [26], il est tout à fait naturel d'associer une modification du rayon de charge à une modification de σ^{dip} dans le noyau, une augmentation de celle-ci entraînant un gonflement.

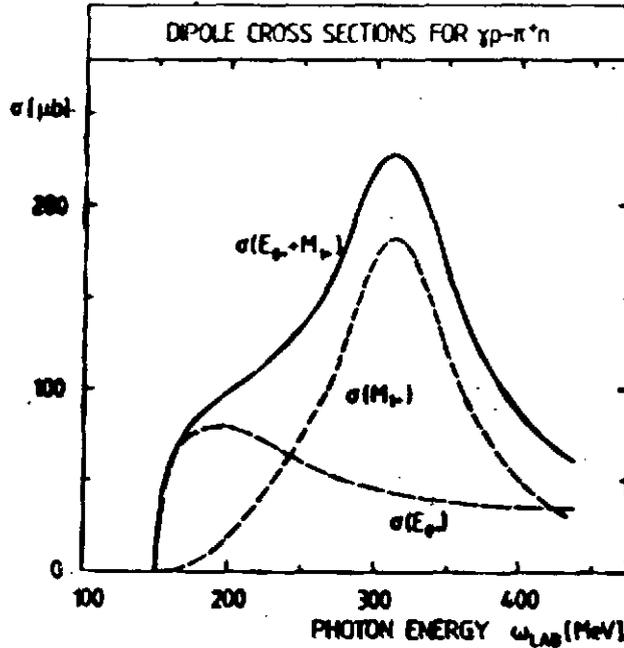


Figure 19 : Contribution électrique et magnétique à la section efficace $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$

Qu'est-ce qui peut modifier σ^{dip} ? Dans ce noyau, on peut produire un pion réel, mais on peut aussi, sans perdre le caractère dipolaire électrique, produire un pion virtuel qui est ensuite absorbé par une paire nucléon trou. L'excitation finale est un état $2p2h$. Le seuil pour ce processus est plus bas que m_π , puisqu'il suffit de porter les nucléons au-dessus de la mer de Fermi. Ce processus est connu, c'est la section efficace quasi-deuteronique dont la paramétrisation conduit à la forme représentée dans la Figure 20. La chose importante est que cette section efficace est proportionnelle au nombre de nucléons (ou plutôt à $\frac{ZN}{A}$). Excepté à basse énergie où le blocage de Pauli intervient, on a

$$\sigma^A(\omega) = L \frac{ZN}{A} \sigma_d(\omega) \quad [27]$$

où σ^d est la section efficace de photoabsorption par le deuton et L le paramètre de Levinger ($L \approx 8$). Puisque cette section efficace n'existe pas pour le proton libre, nous écrirons pour le gonflement :

$$\delta \langle r^2 \rangle = \frac{3}{2p^2 \alpha} \int d\omega \frac{\sigma_{QD}(\omega)/A}{\omega} \quad [28]$$

ce qui conduit à une estimation $\Delta \langle r^2 \rangle \approx 0.25 \text{ fm}^2$, de l'ordre de grandeur recherché. C'est de nouveau une forte indication qu'il faut prendre au sérieux ces effets pioniques. Est-ce là l'origine de la force de charge manquante ? Dans ce cas, il y aurait une relation avec les corrélations tensorielles puisque σ_{QD} est un effet de ces corrélations. Comment la section efficace deuteronique peut-elle influencer la réponse de charge ? La réponse à

cette question a été apportée dans un travail avec Orlandini et Leidemann ³¹⁾. La section efficace quasi-deutéronique est mesurée pour des photons réels, c'est-à-dire transverse. Au contraire, dans la réponse de charge, il s'agit de photons virtuels. Quel rapport peut-il y avoir entre ces deux quantités ? Il provient du théorème de Siegert : la conservation de

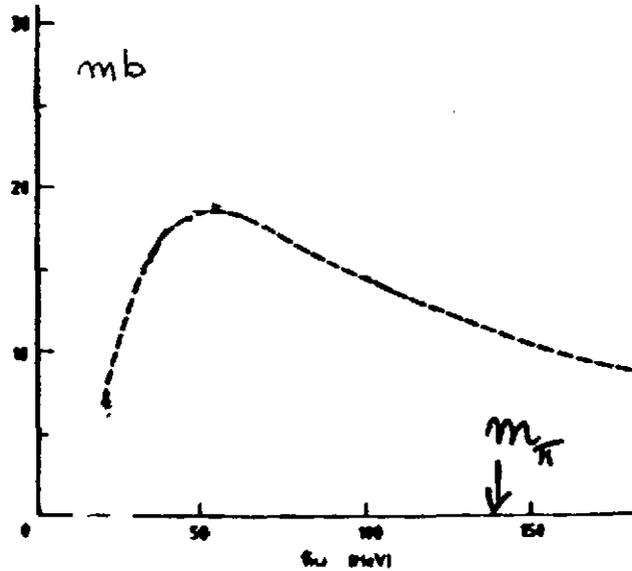


Figure 20 : Section efficace quasi-deutéronique dans le plomb.

la charge, $\partial_\mu J_\mu = 0$ implique une relation entre la réponse de charge R_L et celle qu'on calcule avec le courant em , mais la partie longitudinale du courant (i.e. parallèle à q) $R_{//}$

$$R_L = \frac{q^2}{\omega^2} R_{//} \quad [29]$$

Mais à petite valeur du moment, q on ne peut pas faire de distinction entre les directions parallèle et transverse, donc $R_{//} = R_\perp$ et la réponse de charge se trouve ainsi reliée à la section efficace de photoabsorption. L'intérêt d'une relation est de pouvoir prédire la queue de la réponse longitudinale, dans les régions où elle n'est pas mesurée, à partir de la section efficace mesurée quasi-deutéronique par la relation

$$R_L^{(q,\omega)} = \frac{G_E^2(q^2)q^2}{4\pi^2\alpha} \frac{\sigma_{QD}(\omega)}{\omega} \quad [30]$$

Il est important de remarquer que la réponse dans cette région augmente avec le moment comme q^2 . Elle est représentée dans la Figure 21 pour le ^{12}C à $q = 200$ MeV/c. A plus grand transfert, on se trouve à haute énergie et l'on sort de la région quasi-deutéronique. Nous avons alors fait directement un modèle de Levinger

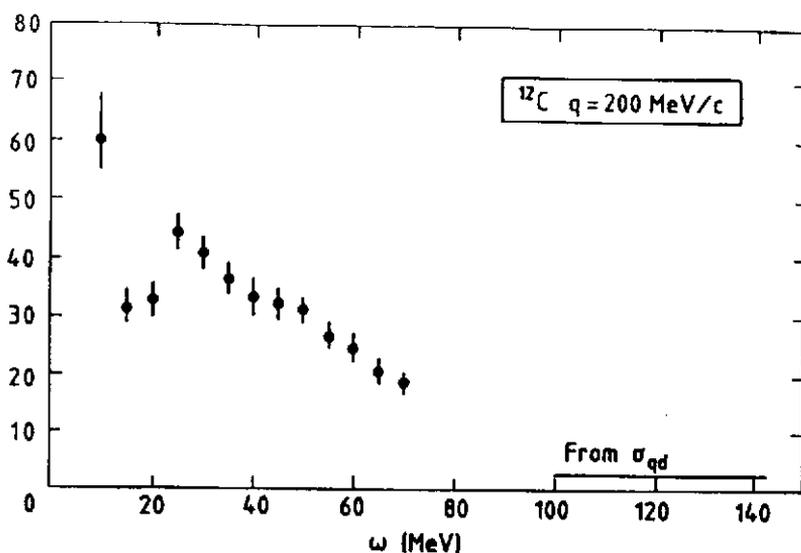


Figure 21 : Queue prévue d'après σ_{QD} dans le ^{12}C .

$$R_L^{(q,\omega)} = L \frac{ZN}{A} R_L^d(d,\omega) \quad [31]$$

pour la réponse longitudinale (Figure 22). L'important est la dépendance en q^2 de la force.

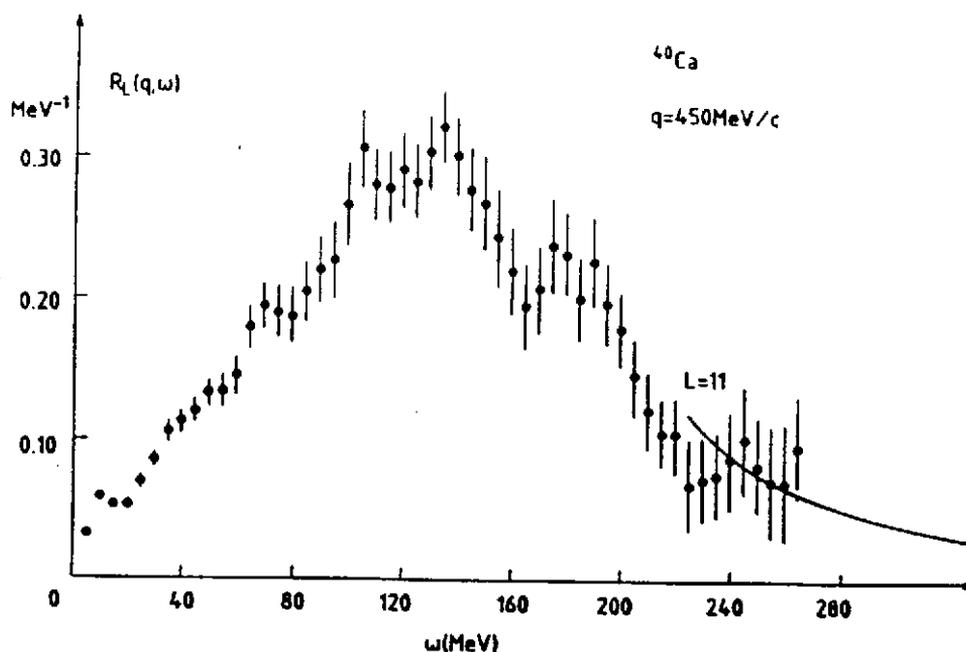


Figure 22 : Queue prévue pour le ^{40}Ca par un modèle quasi-deutéronique

La force contenue dans la queue de la distribution a échappé à la détection. Produit-elle une diminution dans la région du pic quasi-élastique ? Pour répondre à cette

question, il est commode d'introduire la règle de somme $S(q) = \int d\omega R_L(q, \omega)$, qui mesure les corrélations instantanées proton proton. La question est de comprendre le rôle joué par σ_{QD} , c'est-à-dire en fait par les corrélations tensorielles, dans cette quantité. Ces corrélations produisent la queue quasi-deutéronique. Si elles conservent la règle de somme $S(q)$, il faut que la force produite à haute énergie disparaisse du pic quasi-élastique. Or, c'est bien le cas car les corrélations tensorielles affectent les paires proton-neutron, donc ne peuvent modifier $S(q)$ qui n'est sensible qu'à celles proton proton. La force apparue dans la queue a bien été enlevée de la région du pic. Peut-on interpréter cette diminution comme une modification du rayon du nucléon ? Dans ce cas, on identifiera :

$$\left(1 - q^2 \frac{\langle r^2 \rangle}{3}\right) (S(q) - \Delta S) \simeq \left(1 - q^2 \frac{\langle r^2 \rangle + \Delta \langle r^2 \rangle}{3}\right) S(q) \quad [32]$$

Comme $S(q)/Z \approx 1$. Ceci conduit à $q^2 \frac{\Delta \langle r^2 \rangle}{3} = \Delta S$. La question se pose si une telle démarche est utile, si elle a un sens. Pour cela, il faut que la modification $\Delta \langle r^2 \rangle$ soit a) indépendante de q^2 , b) indépendante des frontières d'exploration. La première condition est réalisée puisque ΔS va comme q^2 . Mais pas la seconde, car il y a recouvrement entre les sections efficaces quasi-deutéronique et quasi-élastique. La force perdue dépend de la limite d'exploration. La formule

$$\Delta \langle r^2 \rangle = \frac{3}{2\pi^2 \alpha} \int d\omega \frac{\sigma_{QD}(\omega)/A}{\omega} \quad [33]$$

est une formule limite qui ne s'appliquerait que si les excitations $2p2h$ étaient nettement au-dessus de celles de $1p1h$. (Je pense sans pouvoir encore l'affirmer, que la modification de rayon exprimée dans cette formule ne s'appliquerait qu'au cas du facteur de forme élastique). Dans le cas quasi-élastique, nous trouverons une force manquante moindre, de l'ordre de 12% à $q \approx 500$ MeV/c, significative certes, mais inférieure à la suppression expérimentale.

Ce résultat montre les limitations d'une formule comme celle [33], et rend douteuses les affirmations que les corrélations entre nucléons peuvent expliquer entièrement la force manquante.

D'où vient alors le reste ? Mettons-nous enfin en évidence un véritable effet dû aux quarks ? Je pense que non, du moins qu'il est trop tôt pour l'affirmer. En effet, il manque la contribution de la résonance Δ à l'augmentation du rayon de charge. Cette résonance n'est pas excitée directement par l'opérateur de charge. Mais elle intervient dans la contribution pionique du rayon du nucléon. D'autre part, elle intervient aussi de façon cruciale dans l'augmentation du nombre de pions. Le premier fait indique qu'il y a de la force électrique dipolaire associée au Δ . Celle-ci existe effectivement, c'est la contre-partie à haute énergie de la section efficace E_0^+ discutée précédemment. Il s'agit de la photoproduction avec excitation du delta, $\gamma + p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ ou $\pi^+ \Delta^0$, par un terme de contact. Cette section efficace a été mesurée et est importante. Son seuil est vers 400 MeV. Dans un noyau, on s'attend à ce qu'elle soit augmentée par la distribution des

pions. Et d'autre part, elle doit être prolongée au-dessous du seuil par une absorption à deux nucléons, qui n'existe pas dans le cas du proton isolé. La partie quasi-deutéronique de cette section efficace, par les mêmes arguments que précédemment, doit dépeupler la région du pic quasi-élastique. Cette dépopulation pourra cette fois-ci s'interpréter comme une augmentation du rayon car la force perdue se retrouve à haute énergie, bien séparée de la région du pic, un déplacement de la limite d'exploration n'affecte donc pas la règle de somme dans l'intervalle entre les deux régions de réponse. Il est possible que ce mécanisme puisse expliquer le reste du manque de force. L'effet peut être important puisque toute la force " Δ quasi-deutéronique" est perdue dans la détection, et pas seulement une faible partie.

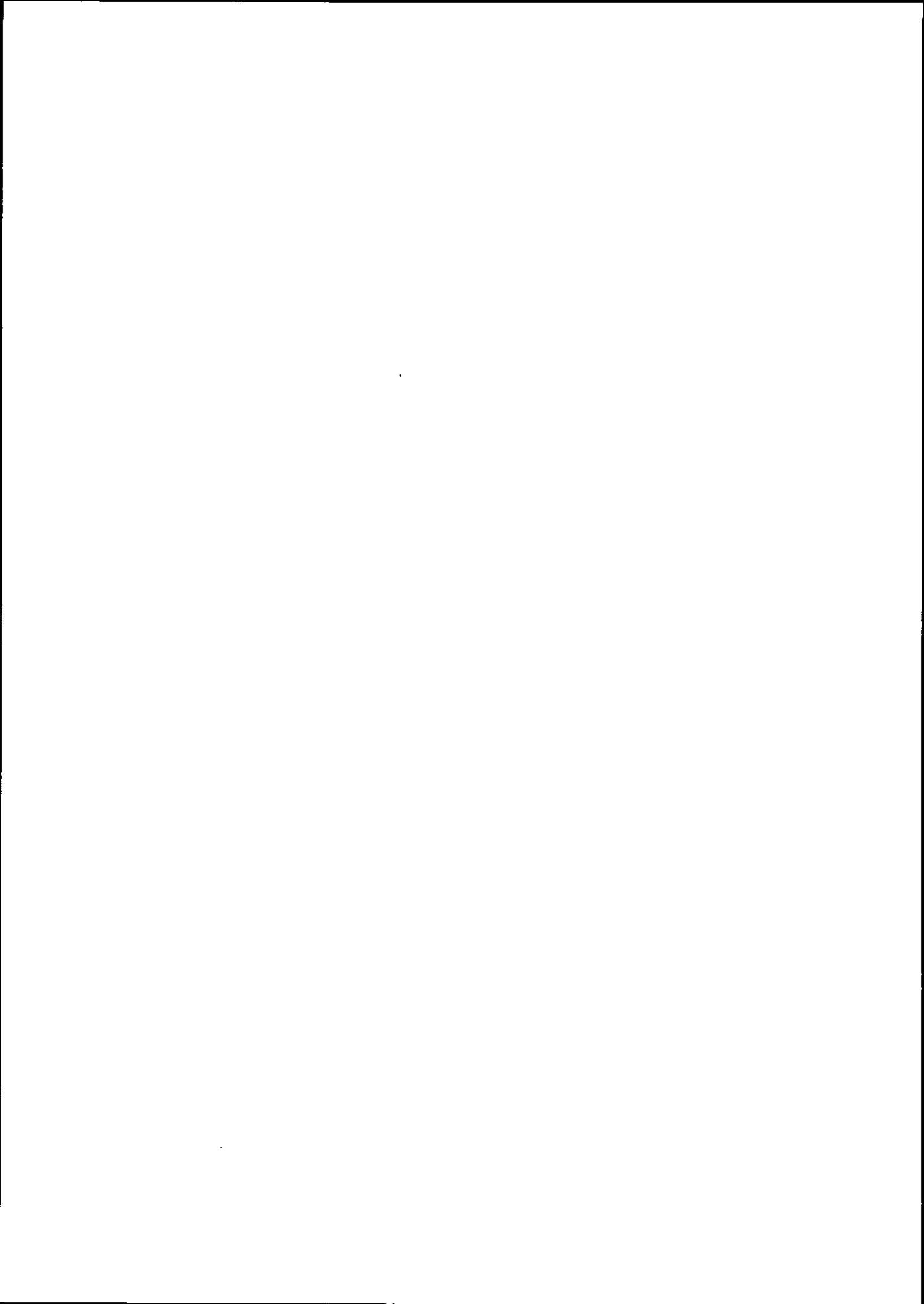
Il est trop tôt pour dire si l'introduction du Δ pourra résoudre le problème de la force manquante mais tant que ceci n'est pas fait, on ne peut invoquer des effets de déconfinement de quarks.

En conclusion, nous voyons que les idées du rescaling dans EMC et de l'enflément des nucléons dans le noyau nous ont ramenés au concept d'un excédent de pions, c'est-à-dire à notre point de départ. Il serait alors très intéressant de parcourir le chemin en sens inverse et de comprendre si la notion d'enflément par le biais du nuage de pions conduit au rescaling. Cette étude exige une meilleure compréhension de la région intermédiaire entre le domaine du pic quasi-élastique et celui du scaling. C'est un travail pour le futur.

REFERENCES

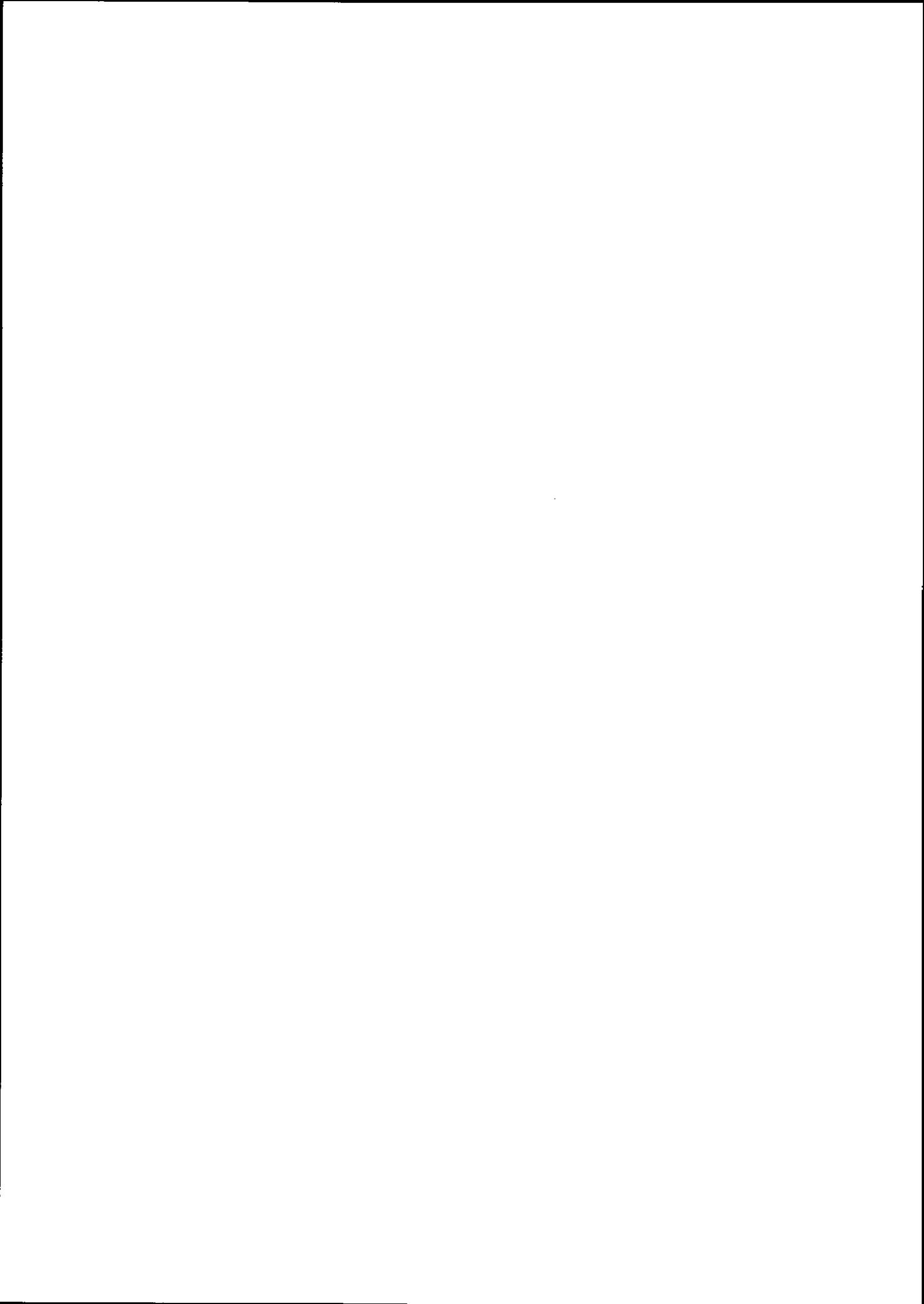
- 1) J.J. Aubert and co-workers, Phys. Lett. 123B (1983) 275.
- 2) Communication Privée de NMC. Voir C. Brogini. Proceedings of the European Conference on High Energy Physics, Madrid 1989, NMC 89/21.
- 3) C.A. Garcia-Canal, E.M. Santangelo and H. Vucetich, Phys. Rev. D35 (1987) 382.
- 4) S.V. Akulinichev, S.A. Kulagin and G.M. Vagradov, Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2239.
- 5) A.G. Williams and A.W. Thomas, Phys. Rev. C33 (1986) 1070.
- 6) B.L. Birbrair, A.B. Gridnev, M.B. Zhalov, E.M. Levin and V.E. Starodubski, Phys. Lett. B166 (1986) 119.
- 7) Voir Communication M. Ericson, Abstracts Conference "Panic 87", Kyoto, 1987.
- 8) R. Schiavilla, V.R. Pandharipande and R.B. Wiringa, Nucl. Phys. A449 (1986) 219.
- 9) M.I. Strikman and L.L. Frankfurt, Phys. Lett. B183 (1987) 254.
- 10) H. Jung and G.A. Miller, Phys. Lett. B200 (1988) 351.
- 11) Llevellyn Smith C., Phys. Lett. 128B (1983) 107.

- 12) M. Ericson and A.W. Thomas, *Phys. Lett.* 128B (1983) 112.
- 13) J.D. Sullivan, *Phys. Rev. D*5 (1972) 1732.
- 14) B.L. Friman, V.R. Pandharipande and R.B. Wiringa, *Phys. Rev. Lett.* 51 (1981) 763.
- 15) P. Barreau et al., *Nucl. Phys.* A402 (1983) 515.
- 16) W.M. Alberico, A. Molinari, A. De Pace, M. Ericson and M.B. Johnson, *Phys. Rev. C*34 (1986) 977.
- 17) W.M. Alberico, M. Ericson and A. Molinari, *Nucl. Phys.* A379 (1982) 429.
- 18) T.A. Carey et al., *Phys. Rev. Lett.* 53 (1984) 144.
L.B. Rees et al., *Phys. Rev. C*34 (1986) 627.
- 19) I. Berqvist et al., *Nucl. Phys.* A469 (1987) 648.
- 20) J. Delorme and P.A.M. Guichon, Preprint LYCEN/8906, Lyon (1989).
- 21) W.M. Alberico, A. De Pace, M. Ericson, M.B. Johnson and A. Molinari, *Phys. Rev. C*38 (1988) 109.
- 22) O. Nachtmann and H.J. Pirner, *Phys. Rev. C*21 (1984) 277.
- 23) F.G. Close, R.G. Roberts and G.G. Ross, *Phys. Lett.* 129B (1983) 346.
- 24) J.J. Aubert et al. *Phys. Lett.* 105B (1981) 322.
H. Abramowicz et al. *Z. Phys.* C17 (1983) 283.
- 25) F.G. Close, R.L. Jaffe, R.G. Roberts and G.G. Ross, *Phys. Rev. D*31 (1985) 1004.
- 26) J. Noble, *Phys. Rev. Lett.* 46 (1981) 412.
- 27) W.A. Alberico, P. Czerski, M. Ericson and A. Molinari, *Nucl. Phys.* A462 (1987) 269.
- 28) M. Ericson and M. Rosa-Clot, *Z. Phys.* A324 (1986) 373.
- 29) S. Theberge, G. Miller and A.W. Thomas, *Can. J. Phys.* 60 (1982) 59.
- 30) E. Oset, R. Tegen and W. Weise, *Nucl. Phys.* B426 (1984) 456.
- 31) M. Ericson, W. Leidemann and G. Orlandini, *Z. Phys.* A331 (1988) 369.



Quarks and Gluons in Nuclei

H.-J. Pirner
Institute for Theoretical Physics
Philosophenweg 19
D6900 Heidelberg, F. R. Germany



Quarks and Gluons in Nuclei

H.-J. Pirner

Institute for Theoretical Physics

Philosophenweg 19

D6900 Heidelberg, F. R. Germany

Abstract

We give an overview of current results and problems in deep inelastic scattering of leptons on nucleons and nuclei

I. Deep Inelastic Lepton-Nucleus Scattering

PARTON MODEL OF THE NUCLEON

The most natural way of studying the nucleus in detail is to look at it with a high resolution microscope. Nowadays high energy electron, muon or neutrino beams are the best instruments to investigate hadronic structure, at short distances. The resolution Δ of these microscopes is related to the maximal momentum transfer Q

$$\Delta \sim \pi/Q \tag{1.1}$$

which is a function of scattering angle and incoming energy. In the post-war history of nuclear and particle physics we saw lepton scattering experiments with increasing resolving power. In the 1950s Hofstadter (1963) and his collaborators studied the sizes of nuclei with elastic electron scattering. In the 60s SLAC's (Stanford Linear Accelerator) new GeV accelerator was used to study the charge and current distribution of the proton. In Cornell and DESY many interesting experiments were done on nuclei, especially shadowing (Grammer, jr. and Sullivan, 1978) due to the hadronic component of the photon was measured at GeV energies. Only in the 1970s (Bloom, 1975; Friedman and Kendall, 1972), with a beam energy of 20 GeV, were the hard constituents of hadronic matter - the quarks - discovered in deep inelastic electron-proton scattering. Very recently at CERN (Drees and Montgomery, 1983) muons have been used to map out the motion and distribution of partons (quarks and gluons) in hadrons. Muons have the advantage that radiative QCD corrections are less important. Deep inelastic lepton scattering experiments were of fundamental significance for the establishment of Quantum Chromodynamics (QCD) as the theory of strong interactions (Wilczek, 1982). A change of parton structure function with photon resolution ΔQ^2 can be attributed to a weak, i.e. asymptotically vanishing QCD-interaction between quarks and gluons. It is this success of parton models which has triggered also the development of bag models (Chodos and others, 1974; Thomas, 1982) for the static structure of baryons. In these bag models free quarks are imprisoned in a cavity by the QCD-vacuum fluctuations. How the confinement of quarks (Hooft, 1980) really works is an intensive topic of actual research. Lattice gauge theory (Kogut, 1982) seems to be the most promising method to demonstrate confinement and calculate the mass spectrum of hadrons. However, it is still not clear how to combine the picture of the proton obtained in deep inelastic scattering with the static description of the proton.

The electromagnetic interaction of a lepton with a hadron is mediated by the ex-

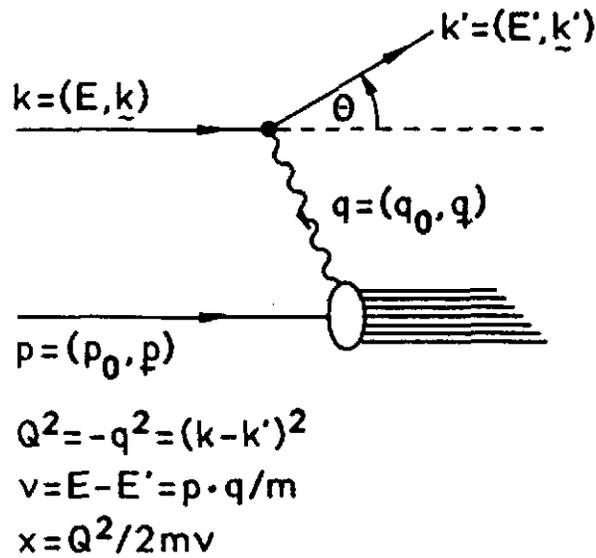


Fig. 1.1. Basic kinematic variables for deep inelastic lepton scattering.

change of a virtual photon with four-momentum q . The basic variables of the photon are its four-momentum square (e.g. Fig. 1.1)

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 = 4EE' \sin^2 \theta / 2 > 0 \quad (1.2)$$

and its energy

$$\nu = E - E' \quad (1.3)$$

where E, E' (k, k') are the laboratory energies (four-momenta) of the incident and scattered lepton. The photon can have transverse (helicity ± 1) or longitudinal ($h = 0$) polarization. The momentum and mass of the hadron are p and m . One can re-express the lepton-energy loss in the laboratory with Lorentz-four vectors as

$$\nu = p \cdot q / m. \quad (1.4)$$

Instead of ν it is also possible to choose W^2 , the mass squared of the hadronic system after scattering, as second variable:

$$W^2 = (p + q)^2 = m^2 + 2m\nu(1 - \frac{Q^2}{2m\nu}) \quad (1.5)$$

or the Bjorken variable $x = Q^2 / 2m\nu$ such that

$$W^2 = m^2 + Q^2(\frac{1}{x} - 1). \quad (1.6)$$

For elastic scattering $W^2 = m^2$, i.e. $x = 1$. Because of eq. (1.2) $0 \leq x \leq 1$.

In general the inelastic cross-section of a lepton (e, μ) from an unpolarized target can be reduced to two structure functions due to the two polarizations of the exchanged virtual photon. The polarization vector of the photon is $\epsilon(\lambda)$ with helicity $\lambda = \pm 1$ for transverse photons and helicity $\lambda = 0$ for longitudinal scalar

photons[†] is given as

$$\begin{aligned} \epsilon(\lambda = \pm 1) &= \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (0, 1, \pm i, 0), \\ \epsilon(\lambda = 0) &= \frac{1}{\sqrt{Q^2}} (\sqrt{Q^2 + \nu^2}, 0, 0, \nu), \end{aligned} \quad (1.7)$$

where we have chosen the three-momentum of the photon in z-direction $q = (\nu, 0, 0, |q|)$. The above vectors are normalized to $\epsilon_\mu \epsilon^\mu = \epsilon \cdot \epsilon = 1$ and satisfy gauge invariance which demands $\epsilon \cdot q = 0$. The scattering amplitude for inelastic scattering of a target T leading to a final state X is (Bjorken and Drell, 1964; Close, 1979)

$$S_{fi} = i(2\pi)^4 \delta(k + p - k' - p_X) \bar{u}(k') \gamma^\mu u(k) \frac{e^2}{q^2} \langle p_X | J_\mu | p \rangle. \quad (1.8)$$

J_μ is the hadronic component of the electromagnetic current. For unpolarized lepton and target the inclusive cross-section $\ell + T \rightarrow \ell' + X$ becomes for relativistic lepton energies $E \gg \mu$ ($\mu =$ mass of the lepton, $M =$ mass of the target nucleus)

$$\begin{aligned} d\sigma &= \frac{\mu^2}{EE'} \frac{d^3k'}{(2\pi)^3} \sum_X (2\pi)^4 \delta^4(k + p - k' - p_X) \left(\frac{e^2}{q^2}\right)^2 \\ &\quad \frac{1}{2} \text{Tr}(\gamma^\mu \frac{\not{k}}{2\mu} \gamma^\nu \frac{\not{k}'}{2\mu}) \sum_{\text{Pol}} \langle p | J_\mu(0) | p_X \rangle \langle p_X | J_\nu(0) | p \rangle. \end{aligned} \quad (1.9)$$

This formula is derived in Bjorken-Drell (Bjorken and Drell, 1964) for a current J_μ given by a massive spin-1/2 particle. The \sum_{Pol} includes the averaging over initial polarizations. The trace over the lepton spin gives

$$\frac{1}{2} \text{Tr}(\gamma^\mu \frac{\not{k}}{2\mu} \gamma^\nu \frac{\not{k}'}{2\mu}) = \frac{1}{2\mu^2} (k^\mu k'^\nu + k^\nu k'^\mu - g^{\mu\nu} k k'). \quad (1.10)$$

All the physics of the hadron is contained in the current-current correlation function

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= \sum_X (2\pi)^4 \delta^4(p_X - p - q) \sum_{\text{Pol}} \langle p | J_\mu(0) | p_X \rangle \langle p_X | J_\nu(0) | p \rangle \\ &= \sum_{\text{Pol}} \int d^4x e^{iqx} \langle p | J_\mu(x) J_\nu(0) | p \rangle \end{aligned} \quad (1.11)$$

using

$$\langle p | 0(x) | p_X \rangle = e^{-i(p_X - p)x} \langle p | 0(0) | p_X \rangle. \quad (1.12)$$

Because of the symmetry under exchange of μ and ν in eq. (1.10) $W_{\mu\nu}$ has to be symmetric, too. Gauge invariance demands $q^\mu W_{\mu\nu} = 0$; consequently $W_{\mu\nu}$ depends only on two unknown functions $W_1(\nu, q^2)$ and $W_2(\nu, q^2)$ ($M =$ mass of the target nucleus)

[†]Note: Four vectors are written as (a_0, a_1, a_2, a_3) if not indicated otherwise.

$$W_{\mu\nu} = W_1(\nu, q^2) \left(\frac{q_\mu q_\nu}{q^2} - g_{\mu\nu} \right) + W_2(\nu, q^2) \frac{1}{M^2} \left(p_\mu - \frac{pq}{q^2} q_\mu \right) \left(p_\nu - \frac{pq}{q^2} q_\nu \right). \quad (1.13)$$

The cross-section can then be expressed with $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}}$, the Mott cross-section for the scattering of a relativistic electron in a Coulomb field (Bjorken and Drell, 1964)

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = \frac{4\alpha^2 E^2 \cos^2\theta/2}{Q^4} \quad (1.14)$$

as

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE'} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} [W_2 + 2W_1 \text{tg}^2\theta/2]. \quad (1.15)$$

In general it is not easy to measure large angle scattering. Therefore W_2 is better known than W_1 .

Using the polarization vectors $\epsilon(\lambda)$ (eq. (1.7)) it is conventional to define longitudinal and transverse response functions S_L and S_T in nonrelativistic nuclear physics (Donnelly and Walecka, 1975)

$$S_L(\nu, Q^2) = \frac{\vec{q}^2}{Q^2} \epsilon_{\mu 0}^* \epsilon_{\nu 0}^{\nu} W^{\mu\nu} = \frac{\vec{q}^2}{Q^2} (-W_1 + \frac{\vec{q}^2}{Q^2} W_2) \quad (1.16)$$

$$S_T(\nu, Q^2) = \sum_{\lambda=\pm 1} \epsilon_{\lambda}^* \epsilon_{\lambda}^{\nu} W^{\mu\nu} = 2W_1.$$

Note the additional factor \vec{q}^2/Q^2 in eq. (1.16) for the nonrelativistic definition of $S_L(\nu, Q^2)$. Then the double differential cross-section has the form ($Q^2 = -q^2$)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE'} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} [S_L(\nu, Q^2) \left(\frac{Q^2}{\vec{q}^2}\right)^2 + S_T(\nu, Q^2) (\text{tg}^2\theta/2 + \frac{Q^2}{2\vec{q}^2})]. \quad (1.17)$$

In relativistic deep inelastic scattering the virtual scalar-longitudinal σ_S and transverse σ_T photon cross-sections are defined such that (Close, 1979)

$$\begin{aligned} \sigma_T &= \Gamma W_1 \\ \sigma_L &= \Gamma \left(-W_1 + \frac{Q^2 + \nu^2}{Q^2} W_2 \right). \end{aligned} \quad (1.18)$$

Γ contains the photon flux $K \approx \nu + Q^2/2\nu$ and the coupling constant α , i.e.
 $\Gamma = 4\pi^2 \alpha / K.$

The most important consequence of the high energy experiments was the existence of point-like substructure in the proton. These experiments were performed at SLAC around 1967 - 1970. A review of the results is given by Bloom (1975) and by Friedman and Kendal (1972). Theoretically the naive quark-parton model of the nucleon can describe the essential features of deep inelastic lepton-nucleus scattering. Its main assumptions are the following ones:

- (i) partons (= quarks and gluons) behave like free particles,
- (ii) a fast-moving hadron looks like a jet of partons moving in the same direction as the hadron.

The assumption (ii) is based on the cut-off of transverse momenta [$p_{\perp}^C \sim 300 \text{ MeV}$] observed in all hadronic reactions. Hypothesis (i) is related to the asymptotic

freedom of Quantum Chromodynamics. Stated differently the interaction time of the photon in deep inelastic scattering is so short that the partons are quasifree. This assumption is similar to the Fermi Gas Model of nucleons in the nucleus. When the energy transfer $\nu \gg \hbar\omega_{\text{shell model}}$, we can neglect the residual interaction. In the same way we expect when $\nu \gg \hbar\omega_{\text{quark model}} \approx 600 \text{ MeV}$ that the incoherent summation over final states is valid.

The ideal formulation of the parton model is in a reference system, where the bound state moves very fast with P_∞ . Intuitively because of Lorentz time dilatation, the internal motion of the constituents is slowed down. The fast-bound state momentum P_∞ can serve as a reference scale if the transverse momenta of the constituents are limited, then in the limit

$$P_\infty \gg \sqrt{\langle \vec{p}_\perp^2 \rangle + m^2} \quad (1.19)$$

one can expand the "nasty" relativistic energy operator of each constituent i around the z-component of its momentum

$$p_{z,i} = \eta_i P_\infty \quad (1.20)$$

and obtain

$$H_i = \sqrt{(\eta_i P_\infty)^2 + \vec{p}_{\perp,i}^2 + m^2} \approx \eta_i P_\infty + \frac{\vec{p}_{\perp,i}^2 + m^2}{2\eta_i P_\infty} \quad (1.21)$$

This expansion allows to represent the total Hamilton operator as a sum of operators H_i ,

$$H = \sum_i H_i = P_\infty + \sum_{i=1}^A \frac{\vec{p}_{\perp,i}^2 + m^2}{2\eta_i P_\infty} \quad (1.22)$$

which look very similar to operators in nonrelativistic Schrödinger mechanics. Since we can use the conservation law for the momentum fractions of all constituents, we have

$$\begin{aligned} \sum_i^A p_{z,i} &= \sum_i^A \eta_i P_\infty = P_\infty & \text{or} \\ \sum_{i=1}^A \eta_i &= 1. \end{aligned} \quad (1.23)$$

In this infinite momentum frame the wavefunctions will depend on η and k_\perp , as $\psi(\eta, k_\perp)$, and evolve with the Hamilton operator of eq. (1.22). A more general framework than the heuristic discussion given above is the concept of light-cone-coordinates. It amounts to a new choice of coordinates rotated by $\pi/4$ from the regular system and has all the advantages of the infinite momentum frame without sharing its limitations (eq. (1.19)).

We define Light-Cone-Coordinates, a new time τ and a new z-axis ξ and the corresponding momenta

$$\begin{aligned} \tau &= t + z & p^+ &= E + p_z \\ \xi &= t - z & p^- &= E - p_z \\ \vec{x}_\perp &= \vec{x}_\perp & \vec{p}_\perp &= \vec{p}_\perp \end{aligned} \quad (1.24)$$

The scalar product $a \cdot b = 1/2(a^+b^- + a^-b^+) - \vec{a}_\perp \cdot \vec{b}_\perp$. The integration volume $\int d^4x = \int dt dz d\vec{x}_\perp = \int 1/2 dt d\xi d\vec{x}_\perp$. The coordinates of a particle on mass shell are normally

$$\begin{aligned} (p_0, \vec{p}) & & (p^+, p^-, \vec{p}_\perp) \\ & = (\sqrt{\vec{p}^2 + m^2}, \vec{p}_\perp, p_z) & = (p^+, \frac{\vec{p}_\perp^2 + m^2}{p^+}, \vec{p}_\perp), \end{aligned} \quad (1.25)$$

i.e., in the same way as normally the energy is constrained the p^- -component is constrained by the on-shell condition. The free wavefunction propagates in light-cone time τ as

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial \tau} |\psi\rangle & = \frac{i}{2} \left(\frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial z} \right) |\psi\rangle = \frac{i}{2} \left(\frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial z} \right) e^{-ip_0 \tau + ip_z z} |p_0, \vec{p}_\perp, p_z\rangle \\ & = \frac{1}{2} (p_0 - p_z) |\psi\rangle = \frac{1}{2} p_- |\psi\rangle, \end{aligned} \quad (1.26)$$

i.e. off the p^- -shell. The role of the Hamilton operator is played by the p^- -operator

$$p^- = \sum_{i=1}^A \frac{\vec{p}_{\perp,i}^2 + m^2}{\eta_i p^+} \quad (1.27)$$

which has the same form as eq. (1.22) when one identifies

$$p_+ = \sqrt{p_\infty^2 + M^2} + p_\infty \approx 2p_\infty$$

for large bound-state z-momentum p_∞ . For a longer discussion of the light-cone-formalism we refer to Brodsky (1982), Chemtob (1980), Frankfurt and Strikman (1981) and Kogut and Susskind (1973). In Fig. 1.2 we give the derivation of the Bjorken variable for cartesian and light-cone-variables. We neglect the transverse momentum of the partons. In the Breit-frame the initial parton momentum p_z is reversed after the collision with the photon. Applying the parton model to deep inelastic scattering we obtain the current-current correlation function of the proton (eqs. (1.11) and (1.13)) by an incoherent summation of scatterings of the lepton on each parton with charge e_i . Let $N_i(\eta)$ be the probability to find a quark i with momentum fraction η in the proton. Then the current-current tensor $\langle J_\mu J_\nu \rangle$ for massless spin-1/2 quarks is given by

$$\begin{aligned} w_{\mu\nu}^{1/2} & = \text{Tr}_{s,s'} \langle p | J_\mu | p' \rangle \langle p' | J_\nu | p \rangle = \frac{1}{2} \text{Tr}(\gamma^\mu \not{p}' \gamma^\nu \not{p}) = \\ & = 2(p_\mu p'_\nu + p_\nu p'_\mu - g_{\mu\nu} p p') \end{aligned} \quad (1.28)$$

with $p_\mu = \eta P_\mu$ and $p'_\mu = p_\mu + q_\mu$.

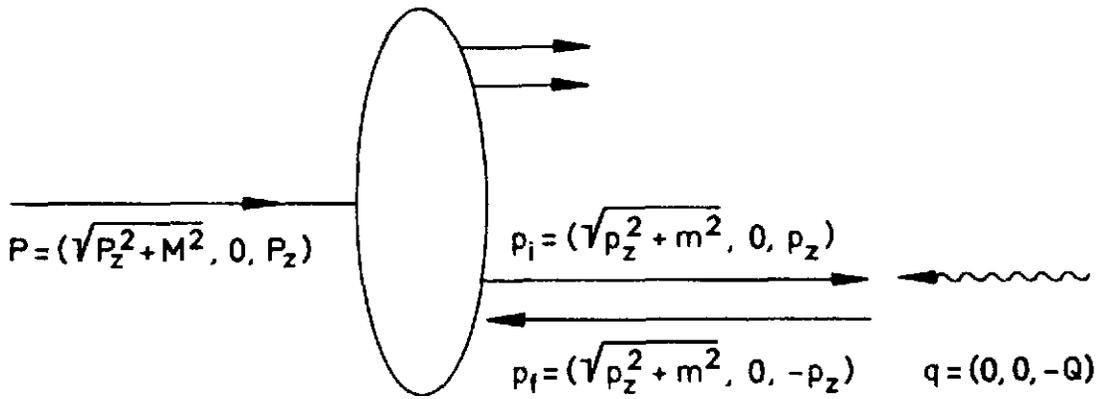
To get $w_{\mu\nu}$ for the proton we add incoherently the quark contributions demanding that the quark in the final state is on the mass shell $m_q^2 \approx 0$:

$$w_{\mu\nu}(\nu, Q^2) = \frac{1}{2m} \sum_i e_i^2 \int \frac{d\eta}{\eta} N_i(\eta) w_{\mu\nu}^{1/2} \delta((p+q)^2). \quad (1.29)$$

The δ -function yields $\delta(2\eta P \cdot q + q^2) = \delta(2m\nu \cdot \eta - Q^2)$ or for η we get the Bjorken value $\eta = x_B$

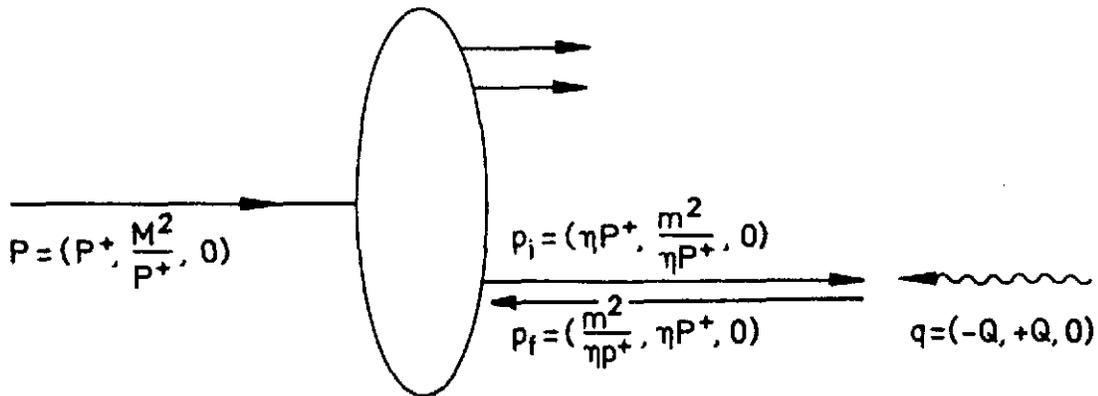
$$x_B = \frac{Q^2}{2m\nu}. \quad (1.30)$$

CARTESIAN COORDINATES: $p = (p_0, p_1, p_2)$



$P \cdot q = Mv = P_z \cdot Q; \quad Q^2 = 4p_z^2; \quad \curvearrowright \quad x = Q^2/2Mv = \frac{p_z}{P_z} \cdot (P_z \gg M)$

LIGHT CONE COORDINATES: $p = (p^+, p^-, p_\perp) = (p_0 + p_z, p_0 - p_z, p_\perp)$



$P \cdot q = Mv = \frac{1}{2} P^+ Q; \quad Q^2 = \eta^2 P^{+2}; \quad \curvearrowright \quad x = Q^2/2Mv = \eta$

Fig. 1.2. Light-Cone-Coordinates versus cartesian coordinates for the absorption of the virtual photon on a constituent in the Breit-frame.

The representation of W_1 and W_2 in terms of the quark distribution function $N_i(\eta)$ is obtained by comparing eq. (1.29) with eq. (1.13) for the proton with mass m and momentum P_μ as target, i.e.

$$W_{\mu\nu} = W_1(\nu, Q^2) \left(\frac{q_\mu q_\nu}{q^2} - g_{\mu\nu} \right) + W_2(\nu, Q^2) \frac{1}{m^2} \left(P_\mu - \frac{Pq}{q^2} q_\mu \right) \left(P_\nu - \frac{Pq}{q^2} q_\nu \right). \quad (1.31)$$

For simplicity we set all terms containing q^μ to zero. We can reconstruct them afterwards from gauge invariance. Then two equations follow from eqs. (1.29) and (1.31)

$$\begin{aligned} \frac{1}{2m} \sum_i e_i^2 \int \frac{d\eta}{\eta} N_i(\eta) \frac{1}{2m\nu} \delta(\eta - x_B) (4\eta^2 P_\mu P_\nu - 2g_{\mu\nu} \cdot \eta m \cdot \nu) &= \\ &= W_2 \frac{1}{m^2} P_\mu P_\nu - g_{\mu\nu} W_1. \end{aligned} \quad (1.32)$$

Consequently we have the scaling of the inelastic structure functions of Bjorken (1969) for spin-1/2-partons (c.f. Fig. 1.3)

$$\begin{aligned} \nu W_2(\nu, Q^2) &= x_B \sum_i e_i^2 N_i(x_B) = F_2(x_B) \\ 2m W_1(\nu, Q^2) &= \sum_i e_i^2 N_i(x_B) = F_1(x_B). \end{aligned} \quad (1.33)$$

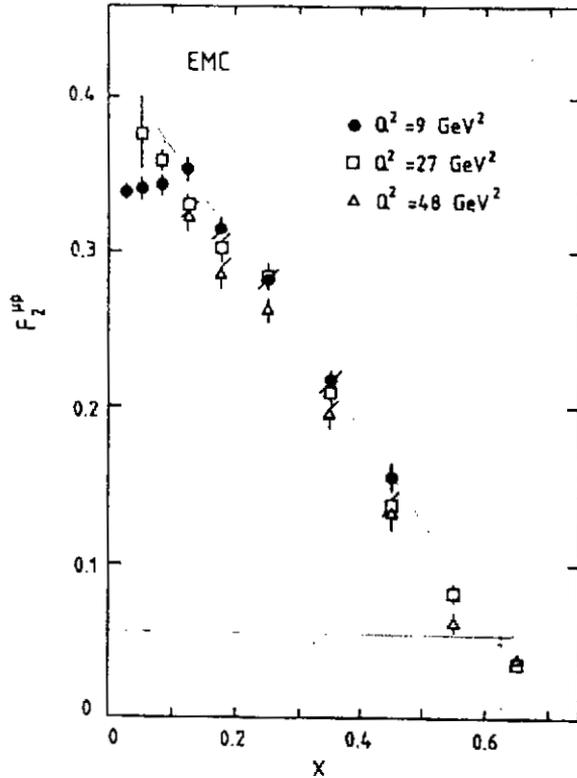


Fig. 1.3. Measurement of the structure function $F_2^{\mu p}(x, Q^2)$ in muon proton scattering (Drees and Montgomery, 1983).

Bjorken scaling states that W_1 and W_2 become in the limit $Q^2 \rightarrow \infty, \nu \rightarrow \infty$ functions of one variable x_B . For spin-0-partons one would find an expression similar to eq. (1.28). Only the current-current tensor $w_{\mu\nu}^{1/2}$ is replaced by

$$w_{\mu\nu}^0 = (R_\mu + R'_\mu)(R_\nu + R'_\nu). \quad (1.34)$$

This tensor produces a vanishing W_1 as can be easily seen (eq. (1.32))

$$\begin{aligned} \nu W_2^0(\nu, Q^2) &= x_B \sum e_i^2 N_i^0(x_B) \\ 2m W_1^0(\nu, Q^2) &= 0. \end{aligned} \quad \text{Spin-0-Partons} \quad (1.35)$$

A good way of measuring the spin of the partons is the ratio $R = \sigma_L / \sigma_T$ (eq. (1.18)). For spin-1/2-partons one obtains $R \rightarrow 0$, whereas for spin-0-partons the ratio $R \rightarrow \infty$. In the scaling limit $\nu, Q^2 \rightarrow \infty$ but $Q^2/2m\nu$ fixed R can be expressed by F_1 and F_2

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{(1 + \nu^2/Q^2) W_2 - W_1}{W_1} \rightarrow \frac{F_2 - xF_1}{xF_1}. \quad (1.36)$$

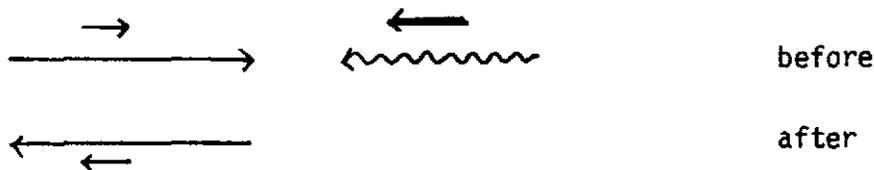
If the fraction of scalar partons weighted with their charges squared is $\gamma(x)$, i.e.

$$\gamma(x) = \frac{\sum e_i^2 N_i^0(x)}{\sum e_i^2 N_i^0(x) + \sum e_i^2 N_i(x)}, \quad (1.37)$$

one finds for R

$$R_{\text{theor}} = \frac{\gamma(x)}{1-\gamma(x)} \approx \begin{aligned} &0.20 \pm 0.10 \quad (\text{SLAC}) \\ &0.03 \pm 0.10 \quad (\text{EMC}) \quad (\text{Drees and Montgomery, 1983}), \end{aligned} \quad (1.38)$$

where the larger experimental value is obtained for $Q^2 \sim 10 \text{ GeV}^2$ typical of SLAC. This $R = 0.2$ corresponds to a fraction of scalar partons $\gamma \leq 0.25$. So most charged partons have half integer spin. The physical picture to explain a vanishing longitudinal cross-section for quarks is easy to understand. In a head on collision at high energies the helicity of the quark is conserved, i.e.



This can only occur if the helicity of the photon is $\lambda = \pm 1$, i.e. for transverse photons. On the other hand consider a spin-0-parton, then only a photon with helicity $\lambda = 0$ can be absorbed. Allowing for an initial transverse momentum and finite mass μ of the spin-1/2-parton one obtains $R = 4(k_T^2 + \mu^2)/Q^2$. In QCD (Reya, 1981) R becomes of order α_s , the QCD-coupling constant, due to the recoil of the quark having emitted a gluon. Unfortunately, up to now a reliable experimental determination of R does not exist (c.f. for reasons Drees and Montgomery (1983)).

Commonly one differentiates between different flavors in the quark distribution functions and their charges

$$\begin{array}{l}
 N_j(x): \quad u(x) \quad c(x) \quad t(x) \quad d(x) \quad s(x) \quad b(x) \quad \bar{u}(x) \dots \\
 e_j \quad : \quad 2/3 \quad 2/3 \quad 2/3? \quad -1/3 \quad -1/3 \quad -1/3 \quad -2/3 \dots
 \end{array}$$

The antiquark distributions are denoted by $\bar{u}(x)$, $\bar{d}(x)$, etc. For the proton the following normalizations have to be satisfied

$$\begin{aligned}
 \int [u(x) - \bar{u}(x)] dx &= 2 \\
 \int [d(x) - \bar{d}(x)] dx &= 1 \\
 \int [s(x) - \bar{s}(x)] dx &= 0 \quad \text{etc.}
 \end{aligned} \tag{1.39}$$

$F_2(x)$ is given by correctly weighting the individual quark contributions, i.e.

$$F_2^p(x) = x \left\{ \frac{4}{9} [u(x) + \bar{u}(x)] + \frac{1}{9} [d(x) + \bar{d}(x)] + \frac{1}{9} [s(x) + \bar{s}(x)] + \dots \right\}. \tag{1.40}$$

In neutrino reactions a charged W^{\pm} is exchanged between the leptons and hadrons. Again there are three helicity states of the weak current and one can define cross-sections $\sigma(\lambda = +1)$, $\sigma(\lambda = -1)$ and $\sigma(\lambda = 0)$. Note, however, the current correlation function contains in

$$J_{\mu}^{\text{weak}}(x) J_{\nu}^{\text{weak}}(0) = \{V_{\mu}(x) - A_{\mu}(x)\} \{V_{\nu}(0) - A_{\nu}(0)\}, \tag{1.41}$$

terms which are parity violating (-AV-VA); and two contributions (VV+AA) which are parity conserving. For a derivation of the cross-section of inclusive ν and $\bar{\nu}$ -scattering we refer to the literature (Close, 1979), it is ($M = \text{target mass}$)

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial^2 \sigma(\nu)}{\partial \Omega \partial E'} &= \frac{G^2}{2\pi^2} E'^2 \left(\frac{m_W^2}{m_W^2 + Q^2} \right)^2 \cdot \\
 &\cdot \{2W_1 \sin^2 \theta/2 + W_2 \cos^2 \theta/2 \pm W_3 \frac{(E+E')}{M} \sin^2 \theta/2\}.
 \end{aligned} \tag{1.42}$$

The photon exchange in eq. (1.42) $\frac{\alpha}{Q^2}$ has been replaced by $G = 1.2 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$, the weak Fermi coupling constant[†], the extra factor $m_W^2/(m_W^2 + Q^2)$ corrects for the finite W-mass and can be ignored for all existing experiments. W_1 and W_2 parametrize the parity conserving interaction. W_3 arises from the interference terms -AV-VA. For the proton with mass $M = m$, $W_{1,2,3}$ are related to the parton distributions according to eqs. (1.43). The neutrinos measure down (d) and anti-up (\bar{u}) distributions and vice versa for the anti-neutrinos.

$$\begin{aligned}
 2m W_1^{\nu} &= 2[d(x) + \bar{u}(x)] = F_1^{\nu}(x), \\
 \nu W_2^{\nu} &= x F_1^{\nu}(x) = F_2^{\nu}(x), \\
 \nu W_3^{\nu} &= 2[d(x) - \bar{u}(x)] = F_3^{\nu}(x).
 \end{aligned} \tag{1.43}$$

The sign difference in νW_3^{ν} in eqs. (1.42) and (1.43) concerning particle anti-particle conjugation is related to the change in the relative sign of the V and A terms in the weak current, when one goes from particles to anti-particles

[†]We set $\cos \theta_{\text{Cabibbo}} = 1$.

$$L^{\nu} = \bar{\nu}_{\mu} \gamma^{\nu} (1 - \gamma_5) \nu_{\mu} \quad (1.44)$$

$$L^{\nu+} = \bar{\nu}_{\mu} \gamma^{\nu} [\gamma^{\nu} (1 - \gamma_5)]^{\dagger} \gamma^0 \nu_{\mu} = \bar{\nu}_{\mu} \gamma^{\nu} (1 + \gamma_5) \nu_{\mu}.$$

For anti-neutrinos we have from eq. (1.43)

$$2m W_1^{\nu} = 2[u(x) + \bar{d}(x)] = F_1^{\nu}(x),$$

$$\nu W_1^{\nu} = x F_1^{\nu}(x) = F_2^{\nu}(x), \quad (1.45)$$

$$\nu W_3^{\nu} = 2[u(x) - \bar{d}(x)] = F_3^{\nu}(x).$$

The fraction of momentum carried by anti-quarks in the proton can be extracted from the ratio

$$B = \frac{\int x(F_3^{\nu} + F_3^{\bar{\nu}}) dx}{\int (F_2^{\nu} + F_2^{\bar{\nu}}) dx} = \frac{2 \int x[d(x) + u(x) - \bar{u}(x) - \bar{d}(x)] dx}{\int x[u(x) + d(x) + \bar{u}(x) + \bar{d}(x)] dx}. \quad (1.46)$$

One obtains for $\langle x \rangle_q \approx 0.05$. The anti-quarks carry only 5% of the momentum of the proton. Therefore one attributes them to the sea of soft partons. How much of the momentum do the quarks carry? An isoscalar target with baryon number 1 can be represented as the average of a free proton and neutron structure function. This average is denoted with N , then

$$\int dx x(u + \bar{u} + d + \bar{d} + s + \bar{s}) = \int dx (9 F_2^{eN} - \frac{3}{2} F_2^{\nu N}) \approx 0.5. \quad (1.47)$$

So only fifty percent of the momentum is carried by quarks and anti-quarks. The residual fifty percent have to be attributed to gluons, the uncharged colored vector bosons mediating the strong interaction. Looking at the nucleon with this number in mind one would expect that also at rest about 50% of the energy[†] is quark energy, the rest is contained in the bag or the confinement. This division goes well with string-like confinement, where the kinetic energy of the quarks N/R and the potential energy σR add up to the total energy

$$E_{\text{tot}} = N/R + \sigma R. \quad (1.48)$$

Minimizing the energy $\partial E/\partial R = 0$ makes both contributions equal. Substituting typical values for $N \approx 3x_0 \approx 6$ and $\sigma = 1$ GeV/fm one gets for the optimal size $R \approx 1$ fm. Unfortunately, the MIT-Bag-Model (Chodos and others, 1974) and several similar models give a bag energy $4\pi/3(B \cdot R^3)$ of the volume type. Thereby the ratio of quark to bag energy becomes unbalanced: quarks/bag = 3/1. Topological solitons (Kahana, Ripka and Soni, 1983) have the nice feature of giving an energy formula of the kind of eq. (1.48), unfortunately with constituents which have $(q\bar{q})$ substructure like pions. Probably such strong-binding solutions can be ruled out from deep inelastic scattering.

Güttner and others (1984) have analyzed the longitudinal π^+ electroproduction data $e + p \rightarrow e + n + \pi^+$ in terms of a pion distribution function of the proton. This interpretation is based on the assumption that the pion can be considered as a parton in the nucleon for low momentum transfer Q^2 . We found a total percentage of $3\% \pm 0.5\%$ (π^+n) in the proton. Adding up the other pionic components (π^0p , $\pi\Delta$, πN^*) we obtain as an upper limit less than 8% pionic content. The amount of momentum carried by the pions would be $\approx 1.6\%$. Consequently the nucleon has to be described

[†]Using light-cone-coordinates xP^+ becomes $x \cdot \text{mass at rest}$ and we obtain the naive extrapolation above.

in terms of gluons and quarks. Nevertheless it is interesting to look at $(q\bar{q})$ correlations at low Q^2 . This domain can be analyzed very well with the SURA machine. It is well known that the naive parton model with Bjorken scaling has to be corrected for low Q^2 and very high Q^2 . At low $Q^2 \leq 5 \text{ GeV}^2$ correlations between quarks are important in the same way as the two-body nucleon density $\rho_{ij}(k_i, k_j, q)$ is relevant for low q^2 nuclear structure functions. Final state interactions (Fig. 1.4) may also play a role at low Q^2 . The Bag Model (Chodos and others, 1974) should be useful to calculate power corrections $1/Q^2$ to deep inelastic scattering (Figs. 1.4a, 1.4b). If the momentum transfer is small, the time $\Delta\tau \sim 1/Q$ is sufficiently long so that the struck quark can interact with a quark or anti-quark in its neighbourhood. These power corrections $O(1/Q^2)$ ("higher twist" corrections) have caused some problems in determining the parameter Λ_{QCD} related to scaling violations at large Q^2 . In the limit of $Q^2 \gg \Lambda_{\text{QCD}}^2$ the strong interactions between partons become weak and can be treated perturbatively. The deviations from naive scaling due to QCD are one of the cornerstones to establish Quantum Chromodynamics as the theory of strong interactions (Figs. 1.4c, 1.4d). Deep inelastic lepton-nucleus scattering at large Q^2 has to take these effects into account, too. Therefore let us discuss them now; for more detailed reviews see Buras (1981); Nachtmann (1980); Pennington (1983); Reya (1981).

A photon with invariant mass Q^2 resolves distances $\Delta r_{\perp} \sim 1/Q$ and (light-cone) times $\Delta\tau \sim 1/Q$. The interpretation of the deep inelastic scattering in terms of distribution functions $N_i(x, Q^2)$ can be maintained, when one distinguishes the "size" of the constituents, which the photon can resolve. At low Q^2 a quark and

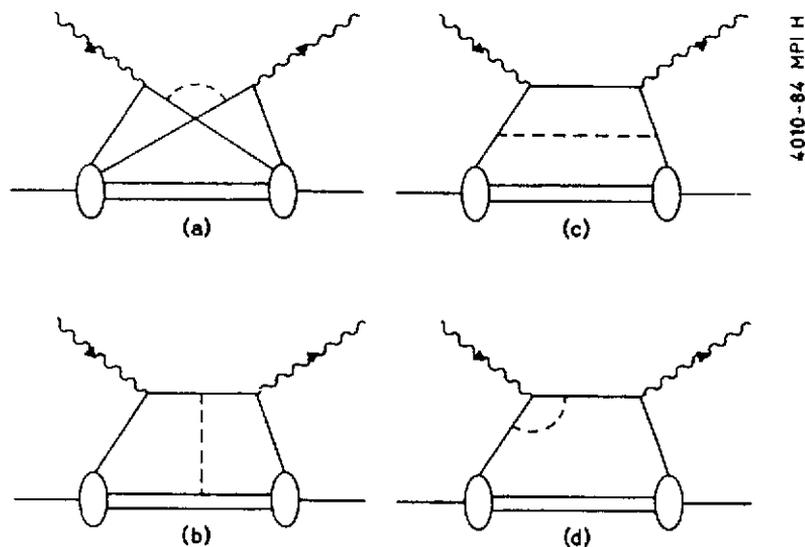


Fig. 1.4. Correlations (1.4a) and final state interactions (1.4b) important at low Q^2 ("twist-4 contributions"). Scaling corrections (1.4c, 1.4d) at large Q^2 ("twist-2 effects"). Dotted lines are gluons.

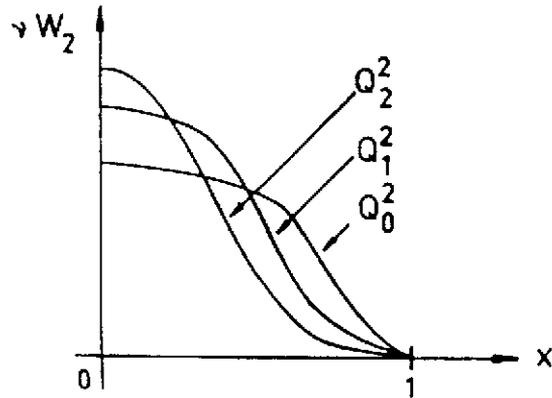
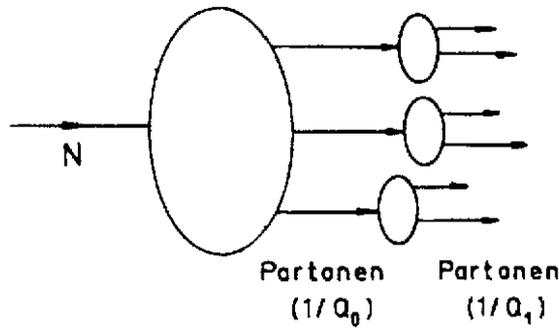


Fig. 1.5. Softening of the x -distribution for "smaller" ($1/Q_2 < 1/Q_1 < 1/Q_0$) constituents.

gluon nearby at $\Delta r_i \leq 1/Q$ look like one quark with a "size" $1/Q$. We do not have to calculate their interaction, they form one effective quark. We treat deep inelastic scattering in impulse approximation for this effective constituent of size $1/Q$. Increasing the resolution of the photon, however, resolves the composite quark gluon system. It increases the number of partons, which will manifest itself qualitatively as a softening of the structure function because more "smaller" partons have a smaller average momentum fraction each (Fig. 1.5). The amount of sea quarks increases, whereas the valence quarks lose momentum due to radiating soft gluons.

We will take the dependence of the distribution functions on the effective quark size $1/Q^2$ into account by defining $N_i(x, Q^2)$ as the probability to find a quark of size $1/Q^2$ with momentum fraction x . We can keep the relation between the structure function νW_2 and the quark distribution function, i.e.

$$\nu W_2(\nu, Q^2) = \sum_i e_i^2 x \cdot N_i(x, Q^2). \quad (1.49)$$

How do the quark and gluon distribution functions change with Q^2 ? Assume the parton distribution $N_i(x, Q_0^2)$ is known and we want to calculate $N_i(x, Q_1^2)$ with

$$Q_1^2 > Q_0^2. \quad (1.50)$$

Due to the increase on the cut-off of transverse momenta from Q_0^2 to Q_1^2 new modes of the QCD-fields, i.e. new quark and gluon modes, can become occupied.

The gluon distribution $\Delta N_G(x)$ resulting from the bremsstrahlung of a quark having momentum fraction $y = 1$ is obtained from first-order perturbation theory (Fig. 1.6)

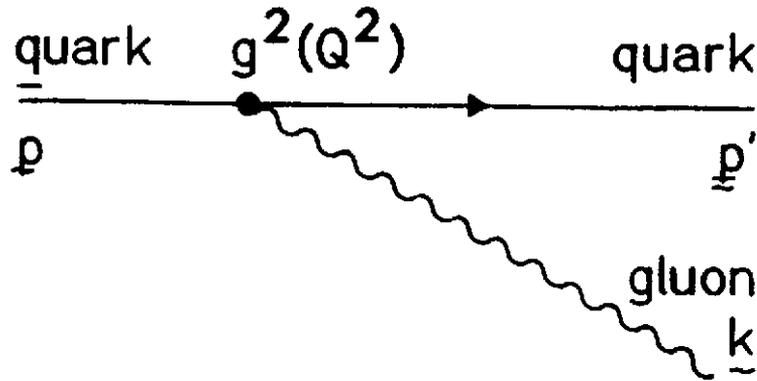


Fig. 1.6. Quark radiating a gluon. The gluon mode is only allowed in the transverse space $Q_0^2 \leq k_\perp^2 \leq Q_1^2$, which is resolved by increasing the photon momentum from Q_0^2 to Q_1^2 .

$$\Delta N_G(x) = \int_{Q_0^2 \leq k_\perp^2 \leq Q_1^2} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{k_0} \frac{d^3p'}{(2\pi)^3} \frac{1}{p_0'} \delta^3(\vec{p} - \vec{p}' - \vec{k}) \delta(x - \frac{\vec{k} \cdot \vec{p}}{p^2}) \cdot$$

$$\cdot \left| \frac{\langle G^a(k) q(p') | H_{QCD} | q(p) \rangle}{|\vec{k}| + |\vec{p}'| - |\vec{p}|} \right|^2 = \tag{1.51}$$

$$= \frac{g^2(Q^2)}{8\pi^2} \frac{4}{3} \frac{1 + (1-x)^2}{x} \ln \frac{Q_1^2}{Q_0^2} = \frac{g^2(Q^2)}{8\pi^2} P_{Gq}(x) \Delta \ln Q^2.$$

One recognizes the familiar logarithmic dependence of bremsstrahlung weighted with the running coupling constant of QCD $g^2(Q^2)$, which at large Q^2 has the dependence (Wilczek, 1982; Reya, 1981)

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{g^2(Q^2)}{4\pi} = \frac{4\pi}{(11 - 2f/3) \ln Q^2 / \Lambda^2}, \tag{1.52}$$

where the scale parameter of QCD is $\Lambda \approx 100 - 300$ MeV and f is the number of flavors important in the problem. For a general initial distribution of partons $N_i(y, Q^2)$ the Altarelli-Parisi equation summarizes the Q^2 -evolution of the distri-

bution functions. Generalizing eq. (1.51) one obtains (Altarelli and Parisi, 1977)

$$\frac{\partial N_i(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{g^2(Q^2)}{8\pi^2} \int_0^1 dy \int_0^1 dz P_{i \leftarrow j}(z) N_j(y, Q^2) \delta(x - zy), \quad (1.53)$$

where i and j mean quarks or gluons and $P_{ij}(z)$ is the probability of a constituent j to emit a constituent i with momentum fraction z . $P_{i=\text{gluon}, j=\text{quark}}$ has been given in eq. (1.51); for others consult the literature (Reya, 1981; Pennington, 1983). Since the folding in eq. (1.53) is multiplicative, the moments of the structure functions obey first-order differential equations. The moments of the non-singlet distribution function $N^{\text{NS}}(x, Q^2)$ behave particularly simple. How is the non-singlet function defined? It corresponds to the average structure function when neutron and proton are in an $I = 1$ state. Similarly the average $I = 0$ deuteron structure function defines the singlet distribution for flavor SU2. For the proton we have eq. (1.40) and for the neutron we use isospin invariance, which makes the distribution of $u(n)$ and $d(n)$ -quarks in the neutron equal to the distribution of d and u -quarks in the proton, i.e. $u(n) = d(p) = d$, $d(n) = u(p) = u$.

$$F_2^{\text{ep}}/x = \frac{4}{9} (u+\bar{u}) + \frac{1}{9} (d+\bar{d}) + \dots = \frac{5}{18} (u+\bar{u}+d+\bar{d}) + \frac{1}{6} (u+\bar{u}-d-\bar{d}) \quad (1.54)$$

$$F_2^{\text{en}}/x = \frac{1}{9} (u+\bar{u}) + \frac{4}{9} (d+\bar{d}) + \dots = \frac{5}{18} (u+\bar{u}+d+\bar{d}) - \frac{1}{6} (u+\bar{u}-d-\bar{d}).$$

Consequently the non-singlet structure function corresponds to the difference

$$N^{\text{NS}}(x, Q^2) = (F_2^{\text{ep}} - F_2^{\text{en}})/x. \quad (1.55)$$

The Altarelli-Parisi equation for $N^{\text{NS}}(x, Q^2)$ does not differentiate between quarks and anti-quarks. Since it is an equation for probability densities, it contains transition probabilities P_{ij} , which are the same for quarks and anti-quarks radiating gluons. Therefore the coupling between gluons and quarks drops out for the non-singlet structure function.[†] Using eqs. (1.52) and (1.53) one obtains for the moments of N^{NS}

$$M_n^{\text{NS}}(Q^2) = \int_0^1 x^{n-1} N^{\text{NS}}(x, Q^2) dx \quad (1.56)$$

the following equation

$$\frac{d M_n^{\text{NS}}(Q^2)}{d \ln Q^2} = - \frac{1}{\ln Q^2/\Lambda^2} d_{qq}^n M_n^{\text{NS}}(Q^2) \quad (1.57)$$

with the anomalous dimension d_{qq}^n

$$d_{qq}^n = \frac{-6}{(33 - 2F)} \int dz z^{n-1} P_{qq}(z). \quad (1.58)$$

The solution of eq. (1.57) $(M_n^{\text{NS}})^{-1/d_{qq}^n}$ must depend linearly on $\ln Q^2$. The anomalous

[†]The same holds for the average neutrino structure function $F_3^{\nu N} = \frac{1}{2} (F_3^{\nu p} + F_3^{\nu n})$.

dimensions d_{qq}^n have a direct interpretation in the field theoretic treatment of deep inelastic scattering where one makes a Taylor expansion of the bilocal operator product $j_\mu(x)j_\nu(0)$ (Reya, 1981).

Let us summarize this chapter on the parton model of the nucleon. In the infinite momentum frame the nucleon can be approximated as a jet of partons which interact with the virtual photon as point charges. This leads to Bjorken scaling, i.e. a dependence of the structure function $\nu W_2(\nu, Q^2)$ and $2m W_1(\nu, Q^2)$ on $x = Q^2/2m\nu$ only. There are weak violations of Bjorken scaling due to QCD-radiation.

REFERENCES

- Altarelli, G., and G. Parisi (1977). Asymptotic freedom in parton language. Nucl. Phys. B, 126, 298.
- Arnold, R. G., and others (1984). Measurement of the A dependence of deep-inelastic electron scattering from nuclei. Phys. Rev. Lett., 52, 727.
- Aubert, J. J., and others (1981). European Muon Collaboration (EMC): Measurement of the proton structure function F_2 in muon hydrogen interactions at 120 and 280 GeV. Phys. Lett., 105B, 315.
- Aubert, J. J., and others (1983). European Muon Collaboration (EMC): The ratio of the nucleon structure functions F_2^N for iron and deuterium. Phys. Lett., 123B, 123.
- Berger, E. L., F. Coester, and R. B. Wiringa (1984). Pion Density in nuclei and deep inelastic lepton scattering. Phys. Rev. D, 29, 398.
- Bjorken, J. D. (1969). Asymptotic sum rules at infinite momentum. Phys. Rev., 179, 1547.
- Bjorken, J. D., and S. D. Drell (1964). Relativistic Quantum Mechanics. McGraw Hill.
- Bloom, E. D. (1975). Deep hadronic structure and the new particles. SLAC Summer Institute on Particle Physics, p. 25.
- Bodek, A., and others (1983). Electron scattering from nuclear targets and quark distributions in nuclei. Phys. Rev. Lett., 50, 1431.
- Brodsky, S. J. (1982). In D. C. Fries, and B. Zeitnitz (Eds.), Quantum Chromodynamics at Nuclear Dimensions in Quarks and Nuclear Forces, Springer Tracts 100.
- Buras, A. J. (1981). A tour of perturbative QCD. Proc. Lepton Photon Conference, Bonn (Germany).
- Carlson, C. E., and T. J. Havens (1983). Quark distributions in nuclei. Phys. Rev. Lett., 51, 261.
- Chemtob, M. (1980). Scaling laws in high-energy electron nuclear scattering. Nucl. Phys. A, 336, 299.
- Chemtob, M., and R. Peschanski (1984). Clustering and quark distributions. To appear in J. Phys. G.
- Chodos, A., R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn, and V. F. Weisskopf (1974). New extended model of hadrons. Phys. Rev. D, 9, 3471.
- Cleymans, J. (1983). The nucleus as one quark bag. Bielefeld preprint.
- Close, F. E. (1979). An introduction to quarks and partons. Acad. Press, London.
- Close, F. E., R. G. Roberts, and G. G. Ross (1983). The effect of confinement size on nuclear structure functions. Phys. Lett., 129B, 346.
- Date, S., and A. Nakamura (1983). Mass number dependence of large transverse momentum production and massive lepton pair production. Progr. Theo. Phys., 69, 565.
- Date, S., K. Saito, H. Sumiyoshi, and H. Tezuka (1984). New scaling phenomena in nuclear structure functions. Waseda University preprint WU-HEP-84-1.
- Day, D., J. S. McCarthy, I. Sick, R. G. Arnold, B. T. Chertok, S. Rock, Z.M. Szalata, F. Martin, B. A. Mecking, and G. Tamas (1979). Inclusive electron scattering from He^3 . Phys. Rev. Lett., 43, 1143.
- Dias de Deus, J. (1983). Multiquark clusters in nuclei and the EMC-effect. MPI-PAE/PTh 61/83.
- Dias de Deus, J., M. Pimenta, and J. Varela (1984). Structure functions in nuclei: quark clusters and size effects. CFMC-E-1/84, Lisboa.
- Dominguez, C. A., P. D. Morley, and I. A. Schmidt (1984). Relativistic nuclear wave functions, off-mass shell nucleon structure functions and the EMC-effect. USM-TH-19, Valparaiso, Chile.
- Donnelly, T. W., and J. D. Walecka (1975). Electron scattering and nuclear structure. Ann. Rev. of Nucl. Science, 25, 329.
- Drees, J., and H. E. Montgomery (1983). Muon scattering. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 33, 383.
- Efremov, A. V., and E. A. Bondarchenko (1984). Multiquark states in nuclei and the deep inelastic scattering. Dubna preprint, submitted to Jadernaya Physica.

- Ericson, M., and A. W. Thomas (1983). Pionic corrections and the EMC-enhancement of the sea in iron. *Phys. Lett.*, 128B, 112.
- Faissner, H., and B. R. Kim (1983). The influence of α -clusters on deep inelastic lepton nucleus scattering. *Phys. Lett.*, 130B, 321.
- Frankfurt, L. L., and M. I. Strikman (1981). High energy phenomena, short range nuclear structure and QCD. *Phys. Rep. C*, 76, 216.
- Frankfurt, L. L., and M. I. Strikman (1984a). EMC-effect and point-like components in hadrons. Leningrad preprint 929.
- Frankfurt, L. L., and M. I. Strikman (1984b). Proceedings of the Dubna meeting on Multiquark Phenomena, Dubna.
- Friedman, J. I., and H. W. Kendall (1972). Deep inelastic electron scattering. *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 22, 203.
- Grammer, jr., G., and J. D. Sullivan (1978). Nuclear shadowing of electromagnetic processes. In A. Donnachie, and G. Shaw (Eds.), *Electromagnetic Interactions of Hadrons*, Vol. 2, p. 195.
- Goldflam, R., and L. Willets (1982). Soliton bag model. *Phys. Rev. D*, 25, 1951.
- Güttner, F., G. Chanfray, H. J. Pirner, and B. Povh (1984). Analysis of pion electroproduction data in terms of a pion distribution function of the proton. MPI-H-1984-V14, to be published in *Nucl. Phys.*
- Hofstadter, R. (1963). Nuclear and nucleon structure. In Benj. Incorp. (Ed.), New York.
- Jaffe, R. L. (1983a). Quark distributions in nuclei. *Phys. Rev. Lett.*, 50, 228.
- Jaffe, R. L. (1983b). The EMC-effect: looking at the quarks in the nucleus. Preprint CTP-1120, MIT.
- Jaffe, R. L., F. E. Close, R. G. Roberts, and G. G. Ross (1984). On the nuclear dependence of electroproduction. *Phys. Lett.*, 134B, 449.
- Kahana, S., G. Ripka, and V. Soni (1984). Soliton with valence quarks in the chiral invariant σ -model. *Nucl. Phys. A*, 415, 351.
- Kogut, J. (1982). Lectures on Lattice Gauge Theory. Proceedings of the Cargèse Summer School.
- Kogut, J., and L. Susskind (1973). The parton picture of elementary particles. *Phys. Rep. C*, 8, 76.
- Krzywicki, A., and W. Furmanski (1983). Anomalous behaviour of nuclear structure functions revisited. Proceedings of the 6th High Energy Heavy Ion Study, Berkeley.
- Landolt-Börnstein (1967). In H. Schopper (Ed.), *Zahlenwerte und Funktion aus Naturwissenschaften und Technik*, Bd. 2, Kernradien, Berlin.
- Llewellyn Smith, C. H. (1983a). A possible explanation of the difference between the structure functions of iron and deuterium. *Phys. Lett.*, 128B, 107.
- Llewellyn Smith, C. H. (1983b). Nuclear effects in deep inelastic structure functions. Invited talk at the DESY meeting about HERA, Amsterdam.
- Lee, T. D. (1977, 1977, 1979). Fermion-field nontopological solitons. *Phys. Rev. D*, 15, 1694, 16, 1096, 19, 1802.
- Mack, G. (1984). Dielectric lattice gauge theory. *Nucl. Phys. B*, 235, [FS11], 197.
- Moniz, E. J., and others (1971). Nuclear Fermi momenta from quasielastic electron scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 26, 445
- Nachtmann, O. (1980). The classical tests of Quantum Chromodynamics. *Acta Phys. Austriaca*, Suppl. XXII, 101 (Schladming Lecture Notes).
- Nachtmann, O., and H. J. Pirner (1984a). Color conductivity in nuclei and the EMC-effect. *Z. Phys. C*, 21, 277.
- Nachtmann, O., and H. J. Pirner (1984b). Color conductivity at high resolution: a new phenomenon of nuclear physics. Heidelberg preprint HD-THEP-84-7, submitted to *Nucl. Phys.*
- Nielsen, H. B., and A. Patkos (1982). Effective dielectric theory from QCD. *Nucl. Phys. B*, 195, 137
- Pennington, M. R. (1983). Cornerstones of QCD. *Rep. on Progr. in Physics*, 46, 393.
- Pirner, H. J. (1984). Deep inelastic lepton-nucleus scattering. MPI-H-1984-V12, to be published in *International Review of Nuclear Physics*, Vol. II.

- Pirner, H. J., G. Chanfray, and O. Nachtmann (1984). A color dielectric model for the nucleus. Submitted to Phys. Lett.
- Pirner, H. J., and J. P. Vary (1981). Deep inelastic electron scattering and the quark structure of ^3He . Phys. Rev. Lett., 46, 1376.
- Pirner, H. J., and J. P. Vary (1983). Deep inelastic lepton scattering and the quark structure of nuclei. Proceedings of the 6th High Energy Heavy Ion Study, Berkeley.
- Pirner, H. J., and J. P. Vary (1984). The quark cluster model of nuclei and its application to deep inelastic electron scattering. To be published.
- Powers, R. J., and others (1976). Muonic X-ray study of the charge distribution of ^{165}Ho . Nucl. Phys. A, 262, 493.
- Reya, E. (1981). Perturbative Quantum Chromodynamics. Phys. Rep. C, 69, 257.
- Rith, K. (1983). Invited talk at the International Europhysics Conference on High Energy Physics, Brighton (UK). In J. Guy, and C. Costain (Eds.), p. 80.
- Rith, K. Private communication.
- Sivers, D. (1982). What can we count on? Ann. Rev. Part. Sci., 32, 149-175.
- Sivers, D, S. J. Brodsky, and R. Blankenbecler (1976). Large transverse momentum processes. Phys. Rep. C, 23, 1.
- Szwed, J. (1983). Structure functions of nucleons inside nuclei. Phys. Lett., 128B, 245.
- T'Hooft (1980). The topological mechanism for permanent quark confinement in QCD. Proceedings of the 21 Scott. Univ. Summer School in Physics.
- Thomas, A. W. (1982). Chiral symmetry and the bag model: a new starting point for nuclear physics. In J. Negele, and E. Vogt (Eds.), Adv. Nucl. Phys., Vol. 13.
- Titov, A. I. (1983). Multiquark states in deep inelastic muon-nucleus scattering. Dubna preprint B2-83-72.
- West, G. B. (1983). Understanding the structure function of iron. Preprint Los Alamos.
- Wilczek, F. (1982). Quantum Chromodynamics: the modern theory of the strong interaction. Ann. Rev. of Nucl. and Part. Science, 32.

II. New Topics in Deep Inelastic Lepton Nucleon Scattering

1. Where is the proton spin?

One of the spectacular results in deep inelastic lepton nucleon scattering during the last year has been the polarized spin structure function of the proton. By scattering polarized muons on a polarized hydrogen target, one can measure the asymmetry A of the difference of two cross sections $d\sigma_{\uparrow\downarrow} - d\sigma_{\uparrow\uparrow}$ over their sum. Using known kinematical

$$A = \frac{d\sigma_{\uparrow\downarrow} - d\sigma_{\uparrow\uparrow}}{d\sigma_{\uparrow\downarrow} + d\sigma_{\uparrow\uparrow}} = \mathcal{D} (A_1 + \eta A_2) \approx \mathcal{D} A_1$$

factors one can deduce the difference of quark distributions of the species i with quark helicity parallel and antiparallel to the proton spin. The quantization axis is the spin of the proton.

$$A_1 = \frac{\sum e_i^2 (f_i^{\uparrow}(x) - f_i^{\downarrow}(x))}{\sum e_i^2 (f_i^{\uparrow}(x) + f_i^{\downarrow}(x))}$$

The x dependence of this difference relative to the sum is shown in figure 1. There are currently two proposals to measure the same quantity on the neutron with a polarized deuteron target or with a deuteron jet target. Let us first discuss the integral over this

difference which can be related to the total proton spin.

$$\int_0^1 dx \frac{A_1(x) F_2(x)}{2x(1+R)} = \int dx g_1(x) = 0.122 \pm 0.013$$

This quantity has attracted most of the attention. Why is it so exciting? Using the known measurements of the neutron β -decay and hyperon -decays one can calculate from

$$\Delta u - \Delta d = 1.23 \pm 0.1$$

$$\Delta u + \Delta d - 2\Delta s = 0.68 \pm 0.01$$

the measured integral the flavor singlet sum of quarks with spin parallel minus antiparallel to the proton spin.

$$\Delta q = \int_0^1 \left\{ [q \uparrow(x) - q \downarrow(x)] + [\bar{q} \uparrow(x) - \bar{q} \downarrow(x)] \right\} dx$$

$$\begin{aligned} 0.23 &= 2 \int_0^1 g_1(x) dx = \frac{1}{6} (\Delta u - \Delta d) \\ &\quad + \frac{1}{18} (\Delta u + \Delta d - 2\Delta s) \\ &\quad + \frac{2}{9} (\Delta u + \Delta d + \Delta s) . \end{aligned}$$

$$\Delta u + \Delta d + \Delta s = 0.00 \pm 0.02$$

The result is zero, which is very surprising since we would expect in the constituent

quark model that there is one more quark with spin parallel to the proton spin relative to the antiparallel ones. The experimental result of zero for the same quantity prompted the question: Where is the spin of the proton? As far as I can see there is not yet any convincing answer to this naive question. Various theoretical ideas are circulating with partial insight into this dilemma. It is well known that there exists a problem with the singlet axial current. Its divergence is not equal to the pseudoscalar quark density times twice the quark mass as for free quarks but there exists an extra piece which comes from the gluons. It expresses the product of $E.B$ which is a pseudoscalar. The most clear derivation of this property is given by Fujikawa[1]. It is based on the fact that under chiral singlet rotations the fermion integration measure in gauge theories acquires a phase due to different behaviour of right and lefthanded fermions in an external vector field. The classical spin density is defined as the the spin density the divergence of which gives the classical pseudoscalar operator. It then represents the measured quark spin density which equals the quark spin density minus the gluon spin density. The measured result would imply that the gluon spin compensates the quark spin. Unfortunately none of the pictures of the proton we have gives any hint about this gluon spin. A more heuristic relation has been discussed by Veneziano[2] and by Hatsuda [3]. It relates the singlet pseudoscalar coupling G_A to the spin density. A natural consequence of the vanishing of the integral $\Delta u + \Delta d + \Delta s$ is then the vanishing of the η' -coupling to the nucleon. Note it is the heavy

η' which has the singlet SU(3) property. I personally find the x dependence of the function

$$g(\eta' NN) / \pi \sqrt{2N_f} = 2m_N (\Delta u + \Delta d + \Delta s) = 2m_N G_A^{(1)} \approx 0$$

$g_1(x)$ as interesting as the integral. Our complete inability to calculate the properties of the proton manifests itself in this quantity in clear fashion. The constituent model gives no x-dependence to the function g_1 , which would be equal to 5/9. Where does the x-dependence come from? For the large x-region we know that the proton wavefunction does not have the usual amount of u to d-quarks. Nature seems to prefer the u-quark at large x. This can be seen from the ratio of $F_2(x)$ for the neutron to the proton. A simple estimate gives the empirical value if u-quarks dominate. One can speculate that the up quark coupled to the ud pair with I=0 and spin=0 combination in the proton wavefunction dominates at large x. This residual up quark would then carry the proton isospin and the proton spin giving the increase of g_1 to 0.7.

At low x the radiation of gluons will produce as many sea quark pairs with spin parallel as antiparallel, whereas the parent parton has a preferred spin which it guards. In this case the spin density of the constituent quark model is diluted and g_1 goes to zero.

2 - Shadowing and Antishadowing-New Aspects of the EMC-Effect

The EMC effect was discovered in 1983. Since then a huge experimental effort has been devoted to measure the nuclear structure function over a larger domain in the Bjorken variable x. Especially the low x-region is now vastly extended compared to the situation in

1983 [7], see fig.2. The current-current correlation function $W_{\mu\nu}$ is light cone dominated

$$W_{\mu\nu}(\nu, Q^2) = \frac{1}{4\pi} \int d^4y e^{-iqy} \langle p | [J_\mu(y), J_\nu(0)] | p \rangle$$

as one can see from the kinematics in the rest frame of the hadron. For fixed Bjorken $x = Q^2/(2M\nu)$ the energy transfer ν becomes $-Mx + |q| \rightarrow |q|$. Therefore the exponent of the Fouriertransform selects distances $y_0 - y_z = 0$ which correspond to correlations on the light cone. The quark times antiquark field operator in the middle of $W_{\mu\nu}$ can be replaced by the free propagator singularity. The symmetric Lorentz tensor in μ and ν gives the probability of annihilating a quark a position 0 and time 0 and recreating it at $+y_z$ and time y_0 . From the arguments of the exponential one sees that the distances involved are of the order of $1/Mx$ in $y_0 + y_z$ whereas both y_0 and y_z are on the light cone i.e. $y_0 = y_z$. This simple algebra makes obvious that in the shadowing region we test quark correlations over long distances in the nucleus. E.g. for $x = 0.05$ we find the distance $d = 4fm$. In virtual photon nucleus interactions a quark antiquark system propagates as a virtual state of the photon through the nucleus the transverse dimension of which can be estimated from the transverse momentum over the longitudinal momentum multiplied with the characteristic longitudinal distance $1/Mx$. Here we take a transverse momentum of the order of the

$$r_{\perp} = \left| \frac{\vec{p}_{\perp}}{p_z} \right| \cdot \frac{1}{Mx} = \frac{m_{\pi}}{\sqrt{\nu^2 + Q^2}} \frac{1}{Mx} = \frac{m_{\pi}}{Mx\nu} \approx \frac{2m_{\pi}}{Q^2}$$

pion mass. If the size of this state is of the size of a hadron, we see shadowing under the

condition that the nuclear radius is much larger than the mean free path which is of the order of $2 - 3 fm$ for a hadron. As shown above the radial size of the q and $antiq$ system decreases with increasing Q^2 , therefore shadowing will decrease with increasing Q^2 . Both of these effects are nicely shown in a calculation based on the generalized vector meson dominance model by Schildknecht et al [4] in figure 3. A very interesting physical picture has been proposed also recently by Mueller [5] and worked out by Qiu and Close [6]. In the infinite momentum frame of deep inelastic scattering the nucleus is Lorentz contracted. Also the valence quarks in the nucleons inside the nucleus become thin as pancakes. The sea quarks, however, have an extension which depends on a cut-off in x space which normally is taken as $x_{cut} = p_{tr}^2/\Lambda^2$ or $x_{cut} = p_{tr}^2/Q^2$. It is invariant under Lorentz boosts. Therefore at a given γ -factor of the boost the extension of the sea quarks of each individual nucleon will be of the size of the whole contracted nucleus, The overcrowding of the sea quarks leads to merging of the quarks and anti-quarks among them and therefore diminishes the deep inelastic yield, we see shadowing. Up to now the model is not yet quantitative but it promises to discuss the EMC effect in the low x -region in the same way as in the intermediate x -region.

We would like to thank Profs. P.Quentin and Delorme for the kind invitation. I enjoyed very much the pleasant atmosphere and stimulating discussions.

*Supported by the BMFT under contract number 06-HD-756.

References

- [1] K.Fujikawa Phys.Rev.Lett. 42 (1979) 1195

- [2] G.Veneziano CERN preprint TH 89 / 5450
- [3] M.Hatsuda Stony Brook preprint 89
- [4] C.L.Bilchak,D.Schildknecht,J.D.Stronghair BI-TP 89/24
- [5] A.H.Mueller and J.Qiu, Nucl.Phys. B206 (1986) 427
- [6] F.Close,J.Qiu,R.G.Roberts Argonne Preprint ANL HEP PR 89-22
- [7] C.Scholz Doktorarbeit,Heidelberg 1989
- [8] The EMC Collaboration CERN preprint EP 89/73 , *Phys. Lett* 206
(1988) 364

Figure Captions

Figure 1. The spin structure function A_1 of the proton as measured by the EMC-Collaboration [8].

Figure 2. The ratio of structure functions for Ca over deuteron, C/d and Ca/C from ref [7]

Figure 3. Calculation of shadowing from ref [4] .Data from ref [7]

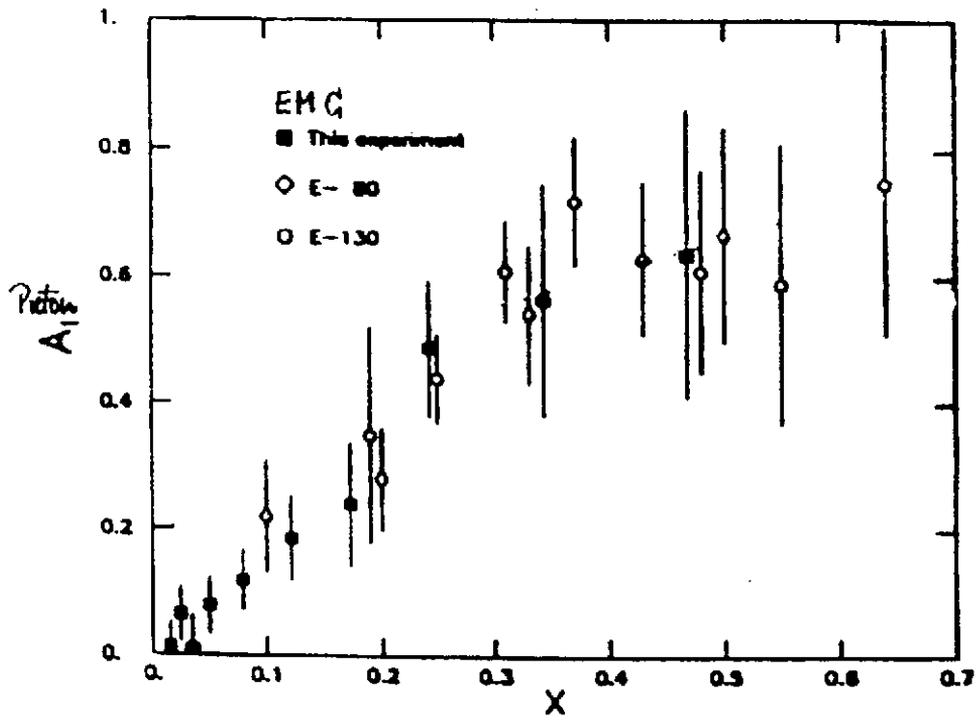


fig. 1

C. Scholz
Thesis
NMC-
Results

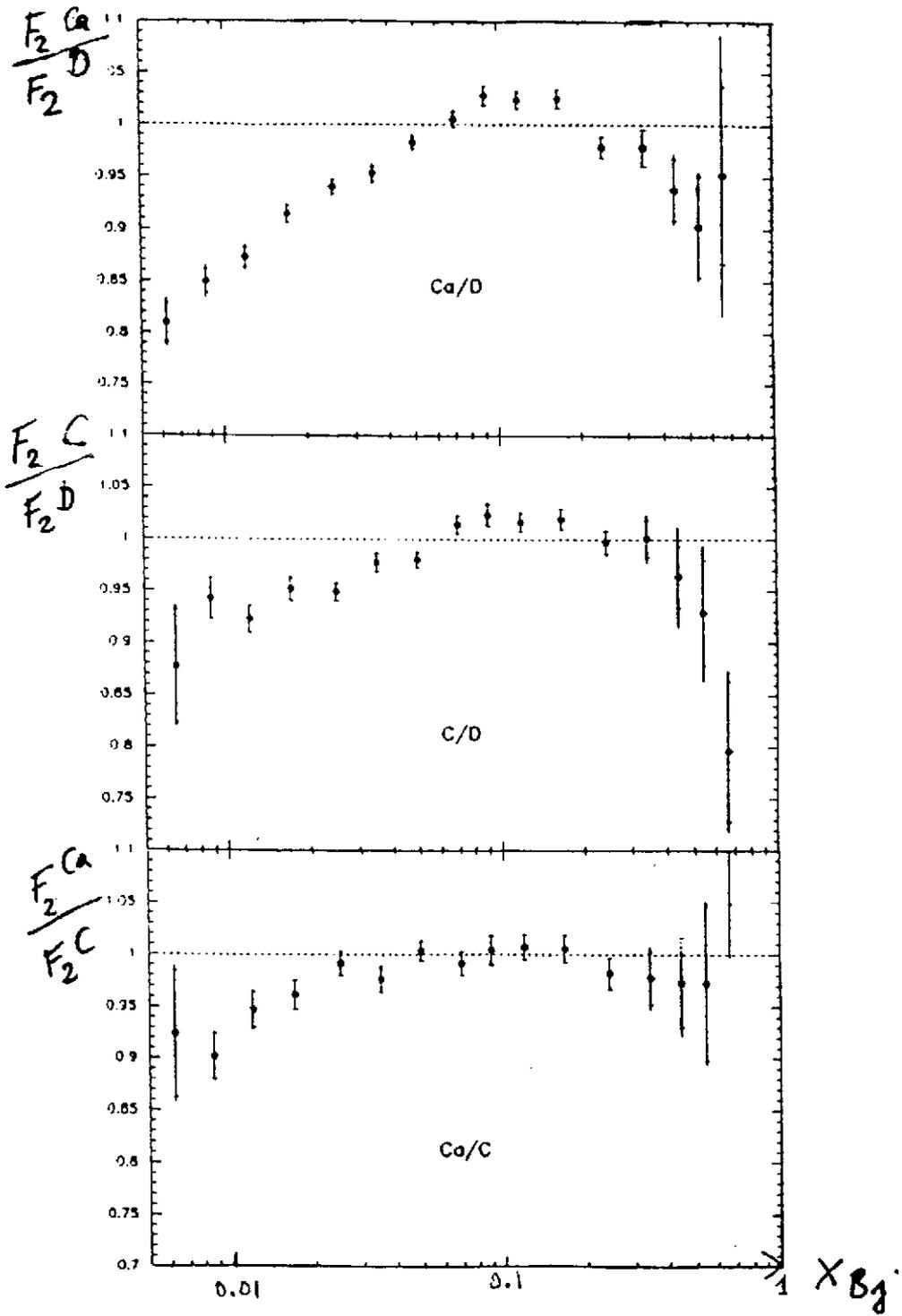
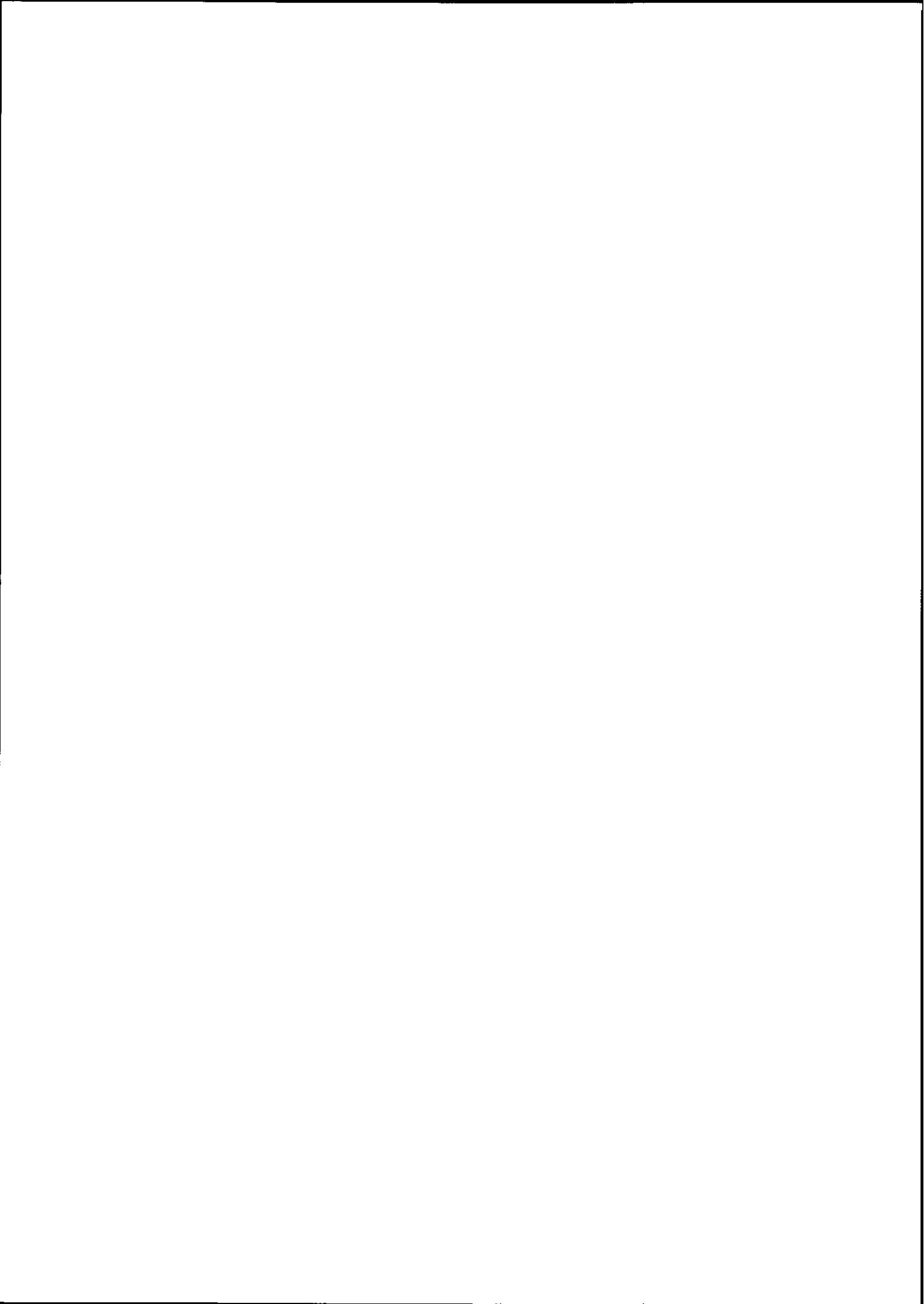


Fig. 2



**LE DELTA DANS LES NOYAUX.
EXPERIENCES.**

Michèle ROY-STEPHAN
IPN Orsay. F-91406 Orsay Cédex.



LE DELTA DANS LES NOYAUX. EXPERIENCES.

Michèle ROY-STEPHAN
IPN Orsay. F-91406 Orsay Cédex.

Je traiterai de l'excitation du Δ sous l'angle expérimental. Je comparerai l'excitation dans les noyaux à l'excitation du Δ libre. Je passerai en revue les différentes sondes, afin d'en dégager les traits caractéristiques.

Experimental aspects of the Δ excitation will be presented. The Δ excitation in nuclei will be compared to the free Δ excitation. Various probes will be reviewed and their specific features will be underlined.

Introduction.

Ce cours sera l'illustration expérimentale du cours de J. Delorme. Le lecteur sera donc amené à faire des aller-retours entre les deux cours, qu'il veuille bien nous en excuser. La nature du Δ sera expliquée par J. Delorme. Du point de vue expérimental, il se présente comme la première résonance du système π -nucléon : résonance dans l'onde P_{33} ($J=3/2$, $T=3/2$) à la masse $M \simeq 1232$ MeV avec une largeur $\Gamma \simeq 115$ MeV. Cette résonance domine le système π -nucléon depuis le seuil jusqu'à des masses supérieures à 1300 MeV. Le Δ est également une excitation dominante en photoproduction de π . Je présenterai l'excitation du Δ libre en diffusion élastique de π , en photoproduction de π et en diffusion inélastique d'électrons sur le nucléon. L'excitation du Δ par π (interaction forte) et l'excitation du Δ par γ (interaction électromagnétique) sont de nature différente. Ce qui se traduit par une dynamique différente, en π et en γ , pour l'excitation du Δ libre ou celle du Δ dans les noyaux.

Nous examinerons les questions suivantes : le Δ garde-t-il son identité dans le noyau? Subit-il des effets de milieu? Ces effets dépendent-ils de la sonde? Je comparerai l'excitation du Δ dans les noyaux et celle du Δ libre, avec des photons, des électrons, des π et en réaction d'échange de charge. Nous constaterons un fort contraste entre la réponse du noyau aux sondes électromagnétiques et aux sondes hadroniques. La théorie prédit un mode collectif du noyau à haute énergie provoqué par des corrélations Δ -trou induites par l'échange d'un π : la propagation cohérente de ce pion se produit par l'intermédiaire de la création puis de la désexcitation d'états Δ -trous sur son passage. Ce mode existe-t-il et comment se manifeste-t-il expérimentalement?

Pour le Δ dans les noyaux on se référera plutôt à l'image du Δ comme état excité du nucléon obtenu par simple basculement du spin et de l'isospin d'un quark. Nous verrons, par exemple, qu'en échange de charge le Δ et les modes de spin-isospin du noyau apparaissent sur un pied d'égalité. Le π joue un rôle particulier dans la réponse de spin-isospin des noyaux, puisque l'interaction nucléon-nucléon dans le canal de spin-isospin peut être décrite par l'échange des mésons π et ρ et par des corrélations à courte portée dont l'importance est encore débattue. La réponse de spin-isospin du noyau dans la région du Δ et dans celle du quasi-libre, dépend

entièrement du conflit qui se joue entre l'effet attractif à longue portée du π et l'effet répulsif à courte portée. Les programmes expérimentaux actuels (spécialement les mesures d'observables de spin) doivent permettre de savoir qui l'emporte.

I. Production Élémentaire.

A) Diffusion π - nucléon.

1) Résultats expérimentaux.

Considérons les sections efficaces $\pi^+ + p$ et $\pi^- + p$ représentées sur la figure 1. Dans les données $\pi^+ p$ le pic correspondant au $\Delta(1232)$ domine les spectres depuis le seuil jusqu'à une masse invariante de 1500 MeV. Puis d'autres résonances se manifestent dans le canal d'isospin $T=3/2$. L'état d'isospin $T=1/2$ n'est pas interdit pour le système $\pi^- p$ contrairement au système $\pi^+ p$. Les données $\pi^- p$ traduisent en plus, l'existence de résonances $T=1/2$. Ceci explique que vers une masse invariante de 1350 MeV, le Δ s'efface devant d'autres résonances du système $\pi^- p$.

La mise en évidence de la résonance Δ date des débuts de la physique des pions. On retrouve le nom de E. Fermi associé aux premières mesures qui au cyclotron de CHICAGO⁶⁾ ont permis d'atteindre le sommet de la résonance. Depuis, de nombreuses données ont été rassemblées. Dans la gamme d'énergie de π qui importe ici, c'est à dire jusqu'à 300 MeV, la production d'un deuxième π est négligeable. Seuls les canaux élastiques doivent être considérés, soit pour le système $\pi^+ p$:

$$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \quad (1)$$

$$\pi^- p \rightarrow \pi^- p \quad (2)$$

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n \quad (3)$$

Ces réactions ont été étudiées notamment au synchrocyclotron du CERN⁷⁾, dans les années 70, puis dans les usines à pions : LAMPF, SIN et TRIUMF. Les sections efficaces intégrées $\pi^+ p$ et $\pi^- p$ ont été mesurées ainsi que les distributions angulaires et des observables de spin, en utilisant des cibles d'Hydrogène polarisé ou en analysant la polarisation du proton de recul. Les expériences sont citées dans la référence 3 et il existe des compilations des résultats expérimentaux⁴⁾.

2) Interprétation. Analyses en déphasages.

Toutes ces données servent de base à une analyse phénoménologique : Dans un premier temps, une analyse en ondes partielles³⁾ permet de définir les déphasages† des amplitudes des

† On trouvera dans l'appendice 1 quelques définitions et notations relatives aux résonances.

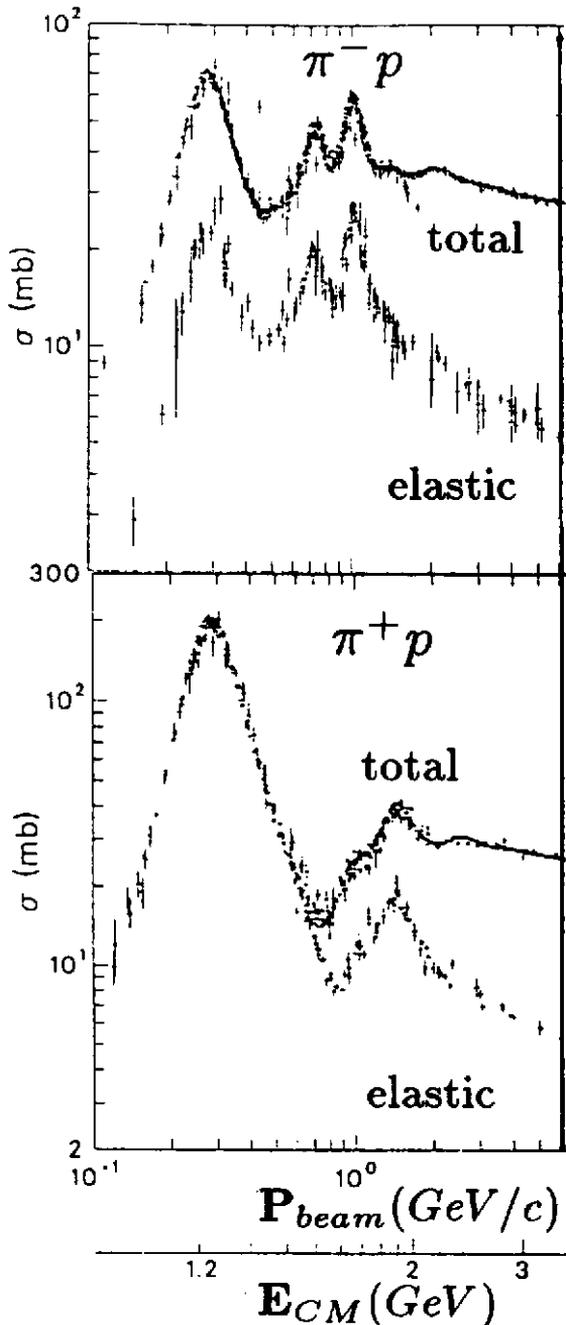


Fig. 1. Sections efficaces totales et sections efficaces élastiques $\pi^+ + p$ et $\pi^- + p$ (figure tirée de la référence 1). En abscisse l'impulsion du π notée P_{beam} et la masse invariante du système π -nucléon notée E_{CM} que nous appellerons M^* dans la suite de l'exposé.

différentes ondes aux énergies où des données existent ou peuvent être interpolées. Des résonances apparaissent dans certaines ondes. La masse de la résonance est définie comme l'énergie du système π -nucléon pour laquelle le déphasage passe par 90° (la définition est plus compliquée lorsqu'il faut tenir compte d'un fond, ce qui n'est pratiquement pas le cas ici). On peut définir aussi la largeur en paramétrisant le déphasage (voir l'appendice 1).

L'onde P_{33} ($J=3/2, T=3/2$) est résonnante. La masse et la largeur moyennées sur les états de charge sont :

$$M_\Delta = 1232 \pm 3 \text{ MeV et} \\ \Gamma_\Delta = 116 \pm 5 \text{ MeV}$$

Masse et largeur dépendent à la fois de l'état de charge et de l'analyse en déphasages considérée. Avec le temps on constate que pour chaque état de charge, les valeurs des masses convergent, mais les largeurs restent plus dispersées¹⁾. Dans l'ordre des incertitudes croissantes sur les paramètres, on trouve : le Δ^{++} qui est étudié par réaction π^+p , le Δ^0 qui est étudié par réaction π^-p et le Δ^+ qui est étudié par réaction γp . Le Δ^- qui correspond à π^-n n'est pas directement accessible.

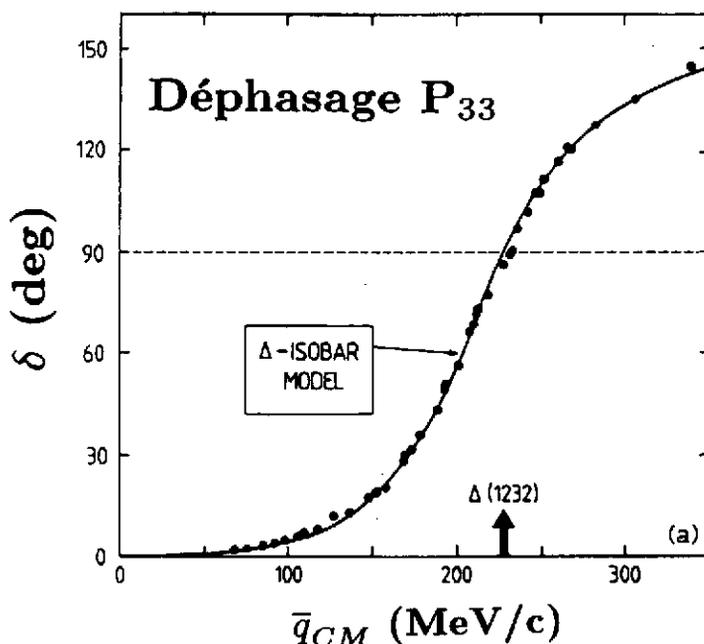


Fig. 2. Déphasages phénoménologiques P_{33} en fonction de l'impulsion du π dans le centre de masse, comparés aux prédictions du modèle Isobare relativiste^{e)}.

Les amplitudes déduites des analyses en déphasages peuvent être comparées aux amplitudes calculées dans le cadre des modèles théoriques. A ce sujet on se reportera au cours de J. Delorme. Sur la figure 2 on voit que le déphasage P_{33} passe par 90° à l'énergie de 1232 MeV.

La figure 3 permet d'apprécier combien les autres ondes jouent peu. Sur cette figure on peut comparer les sections efficaces expérimentales et les sections efficaces partielles dans l'onde P_{33} calculées⁸⁾ à partir d'une analyse en déphasages. A la résonance les sections efficaces des processus (1), (2) et (3) sont pratiquement dans le rapport des coefficients de couplage d'isospin pour des états $T=3/2$, soit $9 \div 2 \div 1$. Pour le système π^+p , la contribution non résonnante est parfaitement négligeable. La situation est un peu moins favorable au Δ dans le système π^-p , car le couplage d'isospin favorise les contributions $T=1/2$ d'un facteur 2 par rapport aux contributions $T=3/2$. En utilisant les analyses en déphasages récentes³⁾, on trouve que, pour l'ensemble des canaux π^-p , sur une plage de ± 60 MeV autour de la masse du Δ , les

contributions non résonnantes représentent entre 5 et 7% de la section efficace maximum.

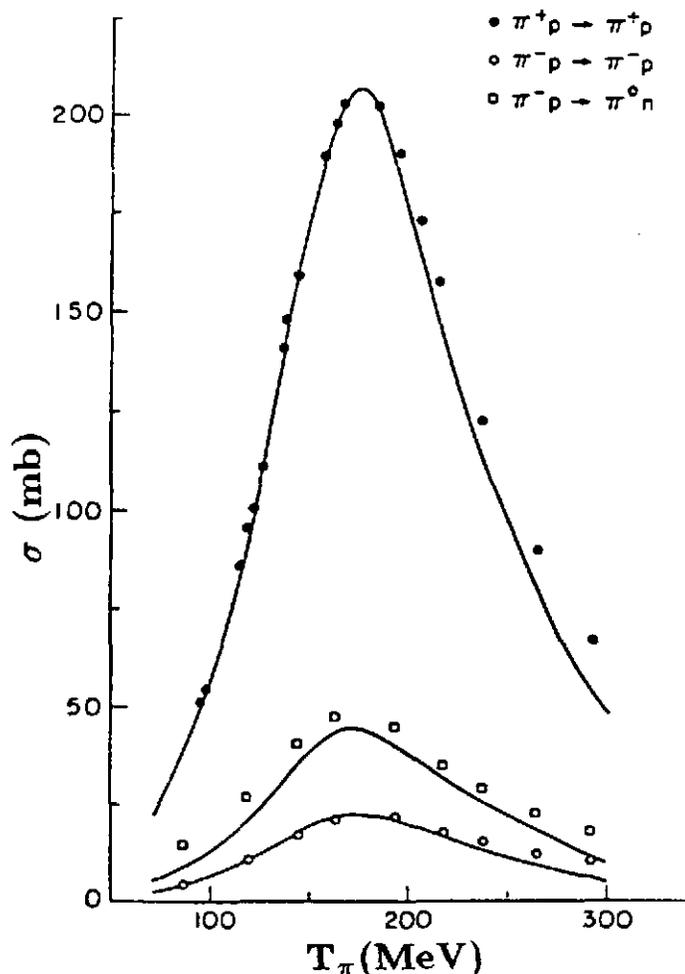


Fig. 3. Sections efficaces intégrées pour les réactions $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$, $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$ et $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ en fonction de l'énergie cinétique du π dans le laboratoire⁸.

B) Photoproduction de π sur le nucléon.

1) Résultats expérimentaux

Il existe quatre canaux de photoproduction de π sur le nucléon.†

$$\gamma p \rightarrow \pi^+ n \quad (1a) \qquad \qquad \gamma n \rightarrow \pi^- p \quad (2a)$$

$$\gamma p \rightarrow \pi^0 p \quad (1b) \qquad \qquad \gamma n \rightarrow \pi^0 n \quad (2b)$$

Expérimentalement, les processus (2a) et (2b) de photoproduction sur le neutron ne sont pas directement accessibles. Deux possibilités ont été exploitées : - soit étudier le processus quasi-libre sur le neutron en utilisant une cible de deutérium, - soit pour le canal (2a), étudier la réaction inverse. Pour les canaux (1a) et (1b), les sections efficaces intégrées et différentielles ont été mesurées. Des observables de spin ont également été mesurées en utilisant des photons polarisés, ou une cible d'Hydrogène polarisé ou en analysant la polarisation du proton de recul. Mais ces mesures d'observables de spin sont rares.

† L'appendice 2 donne l'expression de quelques grandeurs cinématiques en absorption de γ et de π sur le nucléon.

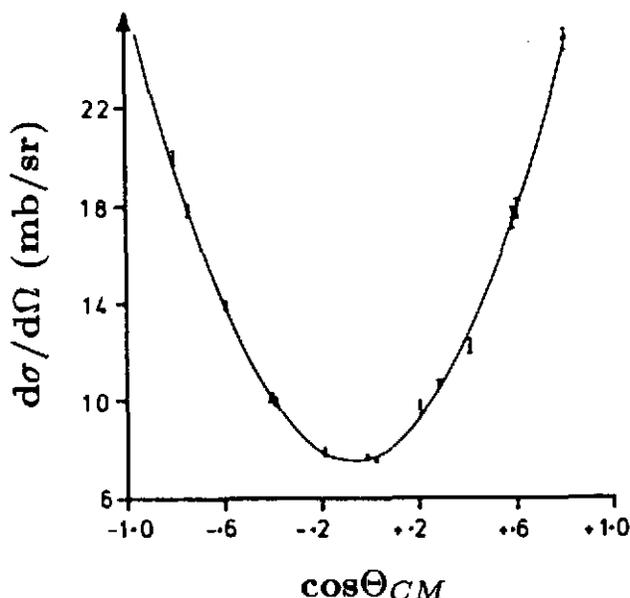


Fig. 4. Distribution angulaire dans le centre de masse de la diffusion élastique π^+p à $T_\pi=194.3$ MeV⁷⁾.

On verra plus tard qu'en photoproduction, le fond dans l'onde S est nettement plus important en valeur relative. On peut voir sur la figure 4 que la distribution angulaire centre de masse de la diffusion π^+p au sommet de la résonance suit presque parfaitement une loi en $\cos^2 \theta$ caractéristique d'une onde P⁷⁾.

La figure 5 rassemble les données existantes de section efficace totale d'absorption de photons¹⁾ par le proton : $\sigma_{tot}(\gamma p)$. Dans ce spectre la structure la plus prononcée correspond au Δ qui est responsable du maximum vers 300 MeV. Des résonances plus lourdes, $D_{13}(1520)$ et $F_{15}(1680)$ par exemple, créent des pics moins intenses. On notera l'échelle en section efficace : environ 500 μb au sommet de la résonance Δ à comparer avec 200 mb dans le cas de la diffusion élastique $\pi^+ p$.

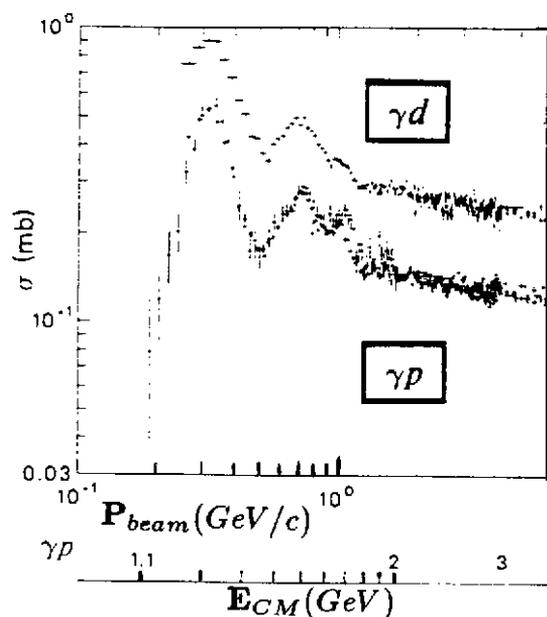


Fig. 5. Sections efficaces totales¹⁾ γp et γd en fonction de l'impulsion du γ ou de la masse invariante π -nucléon.

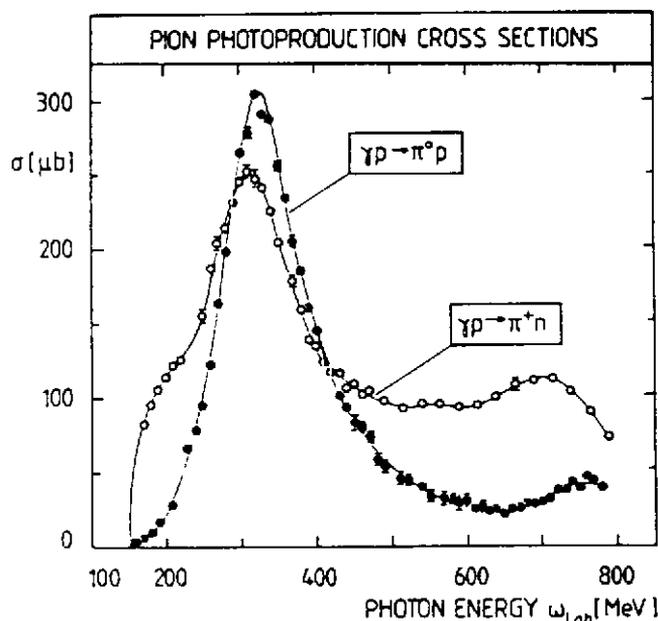


Fig. 6. Sections efficaces des réactions $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ et $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ (figure tirée de la référence a).

Pour illustrer différentes techniques expérimentales, je citerai quelques expériences. Des mesures de $\sigma_{tot}(\gamma p)$ et $\sigma_{tot}(\gamma d)$ ont été réalisées à DARESBURY⁹⁾ avec un faisceau de photons de freinage étiquetés† d'énergie comprise entre 265 MeV et 4.215 GeV. Un détecteur hadronique entourant la cible d'Hydrogène liquide détectait les produits chargés et les π^0 . La mesure sur le Deuterium a été effectuée pour déterminer $\sigma_{tot}(\gamma n)$ en soustrayant $\sigma_{tot}(\gamma p)$ de $\sigma_{tot}(\gamma d)$. Cette soustraction ne peut se faire brutalement car le mouvement de Fermi du neutron dans le deuton élargit et déplace les pics, d'où une incertitude supplémentaire. De fait $\sigma_{tot}(\gamma n)$ obtenue ainsi est sensiblement différente de $\sigma_{tot}(\gamma p)$. Mais il est difficile d'estimer quelle est la part des effets physiques : poids des différentes ondes partielles dans les différents canaux et quelle est la part d'erreur liée au traitement du mouvement de Fermi et de la diffusion multiple par exemple. Il est bon de garder en mémoire l'incertitude sur $\sigma_{tot}(\gamma n)$ lorsqu'on comparera la photoproduction de Δ dans les noyaux à la photoproduction de Δ libre.

Une méthode plus prudente pour extraire la section efficace différentielle de la réaction $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ à partir de $(\gamma+d)$ a été employée à l'INS de Tokyo¹⁰⁾ Pour obtenir la section efficace de $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ libre, on applique à la section efficace $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ quasi-libre un facteur de correction déterminé en comparant $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ sur le proton libre et sur le proton lié. Les distributions

† Etiquetage signifie qu'on reconstitue l'énergie du γ responsable de la réaction. Cette méthode permet d'utiliser un spectre continu en énergie (photons de freinage) ou de s'affranchir du fond de freinage dans le cas des photons monochromatiques d'annihilation : on mesure l'énergie de l'électron associé (premier cas) ou l'angle du deuxième γ (second cas).

angulaires ont été mesurées en utilisant un spectre continu de photons de freinage. Les pions étaient détectés dans un spectromètre.

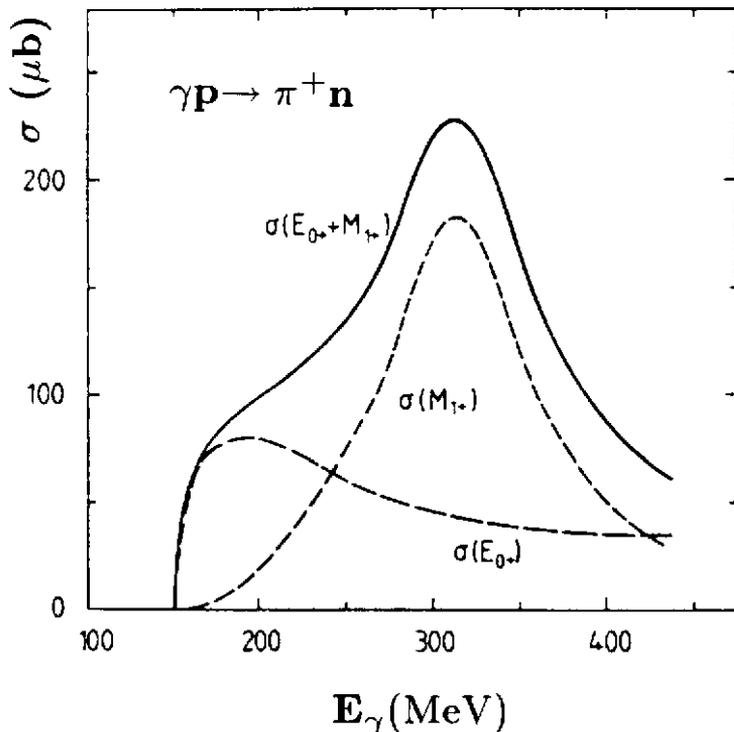


Fig. 7. Décomposition de la section efficace dipolaire $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$, suivant les multipôles E_{0+} et M_{1+} (figure tirée de la réf. a).

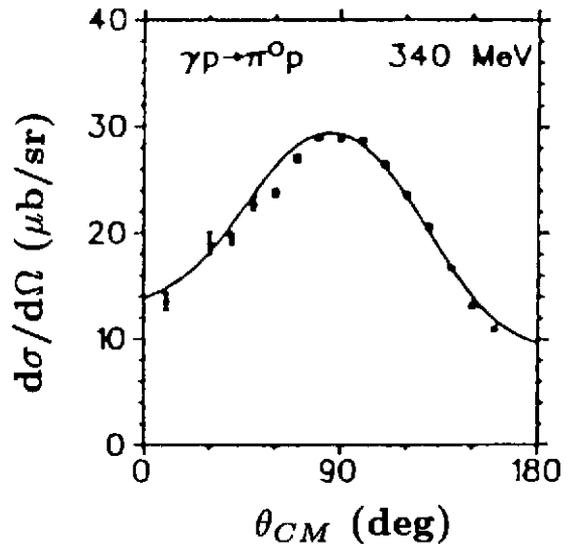


Fig. 8. Distribution angulaire¹⁴⁾ centre de masse de la réaction $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ à 340 MeV d'énergie γ .

Un exemple d'étude de la réaction inverse $\pi^- p \rightarrow \gamma n$ est donné par un travail récent à TRIUMF¹¹⁾. Les γ de capture radiative étaient détectés dans un scintillateur NaI de très grand volume. La séparation des γ de capture radiative est bonne en dessous de 125 MeV de π . Les distributions angulaires ont été mesurées et σ_{tot} a été déduite par intégration. En comparant l'ensemble des résultats existants, en cinématique directe et en cinématique inverse, on constate que l'accord entre les expériences est bon, compte tenu des barres d'erreur des expériences antérieures. Mais à cause de la très bonne précision de ces nouvelles mesures, il apparaît un désaccord significatif (environ 15 %) avec les résultats des modèles théoriques existants. C'est pourquoi les auteurs posent directement la question : Faut-il reprendre les analyses en multipôles?

2) Interprétation : Analyse en Multipôles.

La figure 6 présente les sections efficaces totales des réactions $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ et $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$. $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ apparaît comme totalement dominée par la résonance Δ . Pour $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$, le Δ domine aussi, mais une contribution non résonnante est importante également, dès le seuil et sous la résonance. Ces comportements s'expliquent dans les analyses en multipôles^{12,13)}.

Dans une analyse en multipôles de l'amplitude de photoproduction, on note $M_{j\pm}^{(T)}$ et $E_{j\pm}^{(T)}$ les multipôles magnétiques et électriques. l est le moment angulaire du π , $j = |l \pm 1/2|$ est le moment angulaire total du système πN et T son isospin. Remarquons que les phases des multipôles sont fixées par les données de la diffusion π Nucléon, car les données de γN ne sont pas suffisamment contraignantes, sauf pour $M_{1+}^{(3/2)}$.

Aux énergies de γ correspondant à l'excitation du Δ , seules jouent un rôle, les transitions dipolaires électriques et magnétiques. Les multipôles suivant dominant :

$$M_{1+} \text{ pour } \gamma p \rightarrow \pi^0 p,$$

$$E_{0+} \text{ et } M_{1+} \text{ pour } \gamma p \rightarrow \pi^+ n.$$

L'amplitude $M_{1+}^{(3/2)}$ est résonnante, elle correspond à la production de la résonance Δ . E_{0+} correspond au π dans l'onde S. Un argument qualitatif simple, basé sur une analogie avec le moment dipolaire classique du système πN permet de comprendre l'importance relative de l'onde S dans les différents canaux de photoproduction (ref. a, page 276).

Ceci est illustré sur la figure 7 qui montre la décomposition de la section efficace dipolaire pour le processus $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$. L'importance de la contribution de l'onde S en photoproduction contraste avec la situation de la diffusion π Nucléon (Si on compare les canaux où la contribution non résonnante est la plus importante on trouve 20% des π dans l'onde S en $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$, contre 7% en $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$ au maximum de la résonance; la différence entre photoproduction et diffusion de π s'accroît encore quand on se rapproche du seuil). Une autre différence est illustrée sur la figure 8 qui montre la distribution angulaire de la réaction $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ au sommet de la résonance¹⁴). Cette distribution est maximum à 90° et minimum à 0° et 180° , contrairement à la distribution angulaire de la diffusion πp , qui est piquée à 0° et 180° . Ceci est une conséquence évidente des couplages de spin orthogonaux aux vertex $\gamma N \Delta$ et $\pi N \Delta$

- $\gamma N \Delta$: couplage transverse $(S^\dagger \times \vec{k}) \cdot \vec{\epsilon}$

- $\pi N \Delta$: couplage longitudinal $S^\dagger \cdot \vec{q}$

Où S^\dagger est l'opérateur de transition de spin $N \rightarrow \Delta$, \vec{k} l'impulsion du γ , \vec{q} celle du π et $\vec{\epsilon}$ le vecteur polarisation du γ . Nous verrons par la suite quel contraste en résulte pour l'excitation du Δ dans les noyaux par les sondes électromagnétiques et par les sondes hadroniques.

C) Diffusion inélastique d'électrons sur le nucléon.

Deux expériences réalisées à BONN¹⁵) et à DESY¹⁶) ont permis d'effectuer une séparation longitudinale - transverse† pour la réaction d'électroproduction de π sur le proton dans la région du Δ pour des valeurs du carré du quadrimoment transféré q_μ^2 comprises entre 0.2 et 0.8 (GeV/c)². La figure 9 représente, à 0.2 (GeV/c)², la section efficace longitudinale et la section efficace transverse, en fonction de la masse invariante. La section efficace longitudinale σ_L ou électrique traduit la réponse de charge et la section efficace transverse σ_T la réponse magnétique. Le pic du Δ apparaît dans la réponse transverse, ce qui est attendu puisque le Δ est une excitation M_1 . Par contre la réponse longitudinale est nulle partout sauf aux petites masses invariante, ce qui rappelle le rôle de la composante E_{0+} dans la photoproduction. La variation de σ_T en fonction du quadrimoment transféré permet de déterminer le facteur de forme magnétique dipolaire de transition $G_M^*(q_\mu^2)$. Mais les données sont trop peu nombreuses pour permettre une séparation en multipôles.

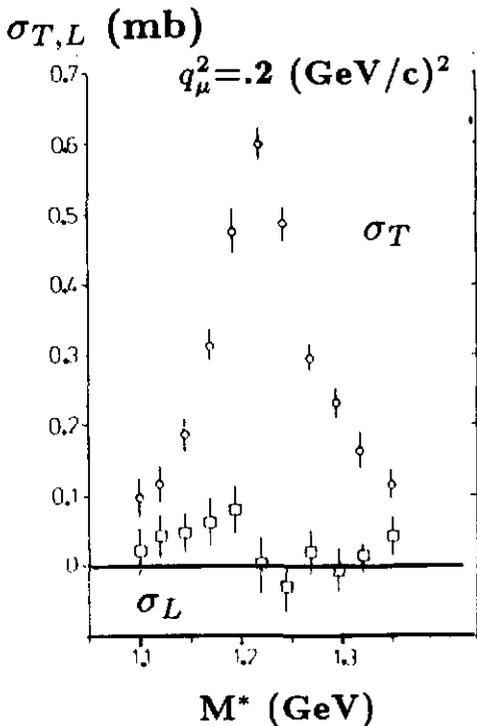


Fig. 9. Section efficace transverse σ_T et longitudinale σ_L de l'électroproduction de π sur p, en fonction de la masse invariante M^* du système πN ¹⁵).

† Quelques formules relatives à la diffusion d'électrons sont données dans l'appendice 3.

II. Excitation du Δ dans les noyaux.

A) Introduction

Sans anticiper sur le cours de J. Delorme, je me contenterai de recenser les différents effets de milieu qui peuvent se traduire par tel ou tel fait expérimental que je présenterai. En suivant le modèle Δ -trou sous son aspect le plus phénoménologique^{17,19,20,21,22}, on voit que le Δ subit les effets de milieu suivants :

- un potentiel de liaison sensiblement identique à celui du nucléon.
- le Principe de Pauli qui réduit la largeur du Δ en bloquant le nucléon résultant de la désintégration quasi-libre : $\Delta \rightarrow N + \pi$.
- l'absorption. En premier lieu : $\Delta + N \rightarrow N + N$ qui couple l'état Δ -trou aux états 2 particules-2 trous et peut-être davantage. Nous verrons plusieurs expériences en coïncidences, réalisées pour savoir combien de nucléons participent au processus d'absorption. L'absorption augmente la largeur du Δ dans le milieu. Dans le modèle Δ -trou elle se traduit aussi par une répulsion qui neutralise la moitié de l'énergie de liaison. Les effets cités jusqu'à maintenant, ne dépendent pas de la nature de la sonde, si ce n'est par le biais de la pénétrabilité, puisque l'importance des effets dépend de la densité. Mais il existe un effet spécifique aux sondes hadroniques :
- les corrélations fortement attractives dues à la propagation cohérente du π échangé entre le Δ et le trou. Le π rediffuse en laissant le noyau dans son état fondamental : une onde cohérente se développe vers l'avant. Cette cohérence vers l'avant ne peut se développer en absorption de γ à cause des couplages de spin orthogonaux aux vertex $\gamma N \Delta$ et $\pi N \Delta$. Avec des π réels ces corrélations s'accompagnent d'un élargissement très important. Qu'en est-il des π virtuels? L'amortissement est-il moins rapide et l'effet collectif plus intense comme le prévoit la théorie?

B) Excitations du Δ dans les noyaux par les sondes électromagnétiques.

1) Photons réels.

a) Section efficace totale d'absorption de photons.

Différentes techniques expérimentales ont été employées pour mesurer les sections efficaces totales d'absorption de photons sur de nombreux noyaux de ${}^9\text{Be}$ à ${}^{238}\text{U}$.

- A MAINZ²³) la méthode d'atténuation employée ne peut s'appliquer qu'aux noyaux légers.
- A BONN²⁴) un faisceau de photons de freinage étiquetés a été employé avec des cibles de ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ et ${}^{208}\text{Pb}$, à des énergies allant de 215 MeV à 390 MeV. La détection des produits hadroniques était réalisée par un ensemble de télescopes de scintillateurs couvrant 2.4% de 4π . La section efficace était obtenue par extrapolation au moyen d'un code Monte-Carlo. Ce qui introduisait un grand facteur d'incertitude dans le cas des noyaux lourds. Les résultats obtenus sur ${}^{208}\text{Pb}$ par cette technique sont en désaccord avec les résultats des autres expériences et doivent être renormalisés.

- A BONN²⁵) une collaboration Bonn, Giessen, Mainz, Saclay a mesuré les sections efficaces de Photofission de ${}^{235}\text{U}$ et ${}^{238}\text{U}$ en utilisant un faisceau de photons de freinage étiquetés. Cette méthode fournit une limite inférieure vraisemblablement très proche de la section efficace totale.

- A l'ALS²⁶) un faisceau de photons monochromatiques produit par annihilation en vol de positons a été employé pour mesurer la section efficace ${}^{208}\text{Pb}(\gamma, xn)$ avec $x \geq 2$. Les neutrons étaient détectés dans une sphère remplie de 500 litres de scintillateur liquide. Une correction d'environ 10% était appliquée pour tenir compte des événements à 1 neutron ou sans neutron. Cette méthode est appropriée pour les noyaux lourds, $A \geq 150$. Dans le cas de ${}^{208}\text{Pb}$, la résonance a été décrite de 145 à 440 MeV d'énergie de photon. De plus, des mesures à deux énergies de photon sur plusieurs noyaux ont permis d'étudier la variation de la section efficace en fonction du numéro atomique A de la cible. Aux deux énergies étudiées on a trouvé que la section efficace

était proportionnelle à A sur toute la plage en masse où la technique expérimentale est valable.

- A l'ALS²⁷⁾ une autre expérience sur ^{12}C et ^{208}Pb a été réalisée avec un faisceau de photons étiquetés produits par annihilation de positons en vol. L'énergie était comprise entre 130 et 530 MeV. Les produits hadroniques étaient détectés au moyen d'un ensemble cylindrique de scintillateurs plastiques et de NaI couvrant un angle solide très voisin de 4π . La section efficace totale, les sections efficaces partielles (γ, p) , (γ, π^+) , (γ, π^0) et la multiplicité de produits chargés ont été mesurées. En intégrant la section efficace efficace totale d'absorption du ^{12}C et du ^{208}Pb sur toute la bande d'énergie de photon explorée, on trouve qu'elle est proportionnelle à A .

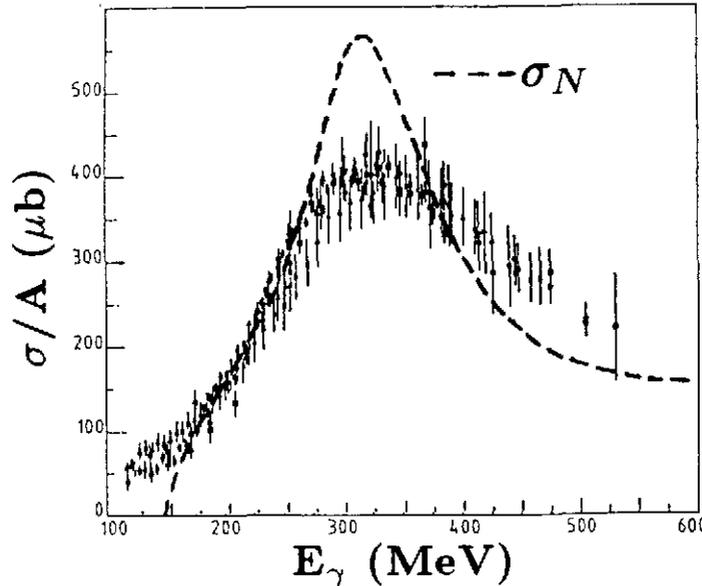


Fig. 10. Section efficace totale d'absorption de γ sur les noyaux, rapportée au nombre de nucléons de la cible, en fonction de l'énergie du γ . Les points avec barre d'erreur représentent les données de Mainz²³⁾, de Bonn^{24,25)} et de l'ALS^{26,27)}. La courbe en trait tireté représente la moyenne des sections efficaces γp et γn , (figure adaptée de la référence 27).

La figure 10 rassemble les données existantes d'absorption de γ par ^9Be , ^{12}C , ^{208}Pb , ^{235}U et ^{238}U . Le spectre est dominé par la résonance depuis le seuil de création de pions. La section efficace par nucléon est pratiquement indépendante de la cible sur toute la gamme en énergie de la résonance. De cette figure on peut conclure que, dans la limite des incertitudes expérimentales, la réponse des noyaux au γ est universelle. Mais on ne pourrait exclure de légères différences.

En comparant σ/A à la section efficace d'absorption sur le nucléon : $\sigma_N = 1/2 (\sigma_p + \sigma_n)$, on constate que le pic du Δ est très élargi et qu'il est légèrement déplacé vers les grandes énergies de photon : Par exemple, d'après les données de l'ALS sur ^{12}C , on trouve un déplacement[†] $\Delta M^* = +19 \pm 5$ MeV par rapport à $\gamma p \rightarrow \Delta$ et une largeur à mi-hauteur $\Gamma_{M^*} = 240$ MeV. Les effets de milieu jouent surtout sur la largeur du Δ et peu sur son énergie. C'est bien ce qui ressort des calculs de type Delta-trou²¹⁾ : La propagation cohérente du π est très réduite et son effet est compensé par celui du blocage de Pauli, il reste l'effet de liaison et l'absorption du Δ qui augmente sa largeur.

† Pour comparer aux résultats obtenus avec d'autres sondes il est commode de parler en masse invariante équivalente du système π -nucléon M^* ; "équivalente" signifie que M^* est calculée à la même énergie de γ avec la cinématique de la réaction sur le nucléon (voir appendice 2).

b) Canaux partiels : Réactions (γ, p) et (γ, π)

La mesure des voies partielles permet une comparaison plus détaillée avec les modèles. Les sections efficaces intégrées des réactions (γ, p) et (γ, π) sur plusieurs noyaux ont été mesurées à BONN²⁴⁾ et à l'ALS²⁷⁾. La comparaison des résultats sur ^{12}C avec les prédictions du modèle Delta-trou de Koch et al.²¹⁾ et avec celles du modèle de J. M. Laget²⁸⁾ conduit aux conclusions suivantes. La voie (γ, p) est bien reproduite en tenant compte de l'absorption du γ sur une paire proton neutron corrélée dans l'état ($S=1, T=0$) : processus quasi-deuton. Dans la voie (γ, π) , les calculs présentent un déficit aux faibles énergies de γ qui se retrouve dans la section efficace inclusive. Dans le cas du modèle Delta-trou on peut expliquer ce désaccord par une sous estimation des termes non résonnants (π dans l'onde S).

La section efficace différentielle de la réaction (γ, p) et le spectre en énergie des protons ont été mesurés à l'INS de Tokyo²⁹⁾ avec des photons étiquetés d'énergie comprise entre 190 et 430 MeV. Le spectre en énergie des protons présente une double bosse qui est la manifestation de deux mécanismes :

- le pic de basse énergie correspond au processus quasi-libre : $\gamma + N \rightarrow N + \pi$
- le pic de haute énergie correspond au processus quasi-deuton. Les sections efficaces du processus quasi-deuton et du processus $\gamma + d$ libre suivent la même variation en fonction de l'énergie du γ . Cette variation reflète la résonance Δ mais avec un déplacement vers les énergies de γ plus faibles que dans le cas de la photoproduction sur le nucléon. Ce qui se comprend facilement puisque l'énergie transférée se répartit sur deux nucléons au lieu d'un.

Dans cet exposé, je me limiterai aux noyaux suffisamment étendus (disons au dessus de ^{12}C) pour qu'un traitement global des effets de milieu soit justifié. C'est pourquoi je ne parlerai pas des systèmes à petit nombre de nucléons qui ont fait l'objet d'importantes études à l'ALS³⁰⁾ au moyen de spectromètres ou de détecteurs 4π (un nouvel ensemble³¹⁾ vient d'être construit).

2) Photons virtuels : diffusion inélastique d'électrons.

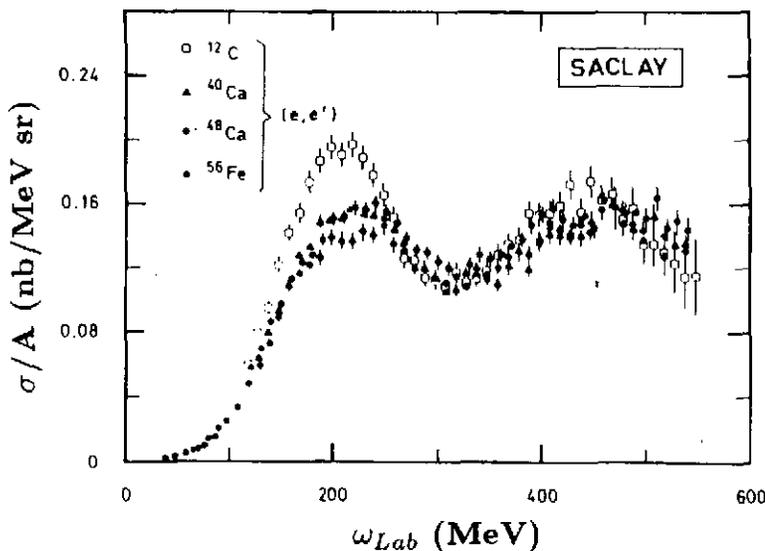


Fig. 11. Section efficace par nucléon de la réaction (e, e') à 680 MeV sur ^{12}C , ^{40}Ca , ^{48}Ca et ^{54}Fe à 60° en fonction de l'énergie transférée $\omega^{32)}$

La diffusion inélastique inclusive d'électrons dans la région de la résonance Δ a été étudiée à l'ALS, au MIT et au SLAC. Pour l'ensemble de ces mesures le quadrimoment transféré $\sqrt{q_\mu^2}$ (voir l'appendice 2) varie de 250 à 700 MeV/c. au sommet du pic. A l'ALS³²⁾, des mesures ont été faites à l'aide du spectromètre "600" à 620, 680 et 695 MeV pour étudier la réponse du noyau dans la région du pic quasi-libre et dans la région du Δ . Une séparation longitudinale - transverse† a été réalisée pour le pic quasi-libre et pour une petite fraction du pic du Δ , la partie à faible énergie. L'énergie maximale de l'ALS ne fournit pas un bras de levier suffisant pour réaliser cette séparation en décrivant toute la ré-

† voir l'appendice 3.

sonance. $\sqrt{q_\mu^2}$ correspondant au sommet du pic était compris entre 250 MeV/c et 420 MeV/c.

Sur la figure 11 on reconnaît le pic quasi-libre et le pic du Δ , séparés par la région du dip. La section efficace dans la région du dip est généralement attribuée à l'absorption du photon virtuel par une paire de nucléons corrélés (quasi-deuton). C'est la région où les courants d'échange et les corrélations 2 particules-2 trous jouent un rôle important.

Deux commentaires s'imposent :

- Le Δ ressort dans ces spectres, mais il paraît assez difficile à isoler à cause de l'importance de la section efficace dans la région du dip.
- Compte tenu des barres d'erreur, on peut dire que la section efficace par nucléon est indépendante de la masse de la cible dans la région du Δ , comme en photons réels. Pour expliquer la dispersion des points il faut remarquer que ces mesures sont longues et délicates et nécessitent de tenir compte d'importantes corrections radiatives, dans la région de grande énergie transférée.

Les mesures de l'ALS ont permis de mettre en évidence un effet qui sera confirmé par la suite au MIT et au SLAC :

Dans les spectres en énergie transférée ω , on observe un déplacement du pic correspondant à l'excitation du Δ dans les noyaux par rapport à la position du pic du Δ libre produit dans la réaction sur le proton.

Ce décalage dépend de l'impulsion transférée. Il se produit vers les basses énergies à faible transfert et vers les hautes énergies à transfert élevé.

Signalons qu'expérimentalement, dans le cas de la réaction sur l'Hydrogène, le maximum du pic se situe à la masse 1220 MeV et non 1232 MeV (il est à 1215 MeV en photons réels).

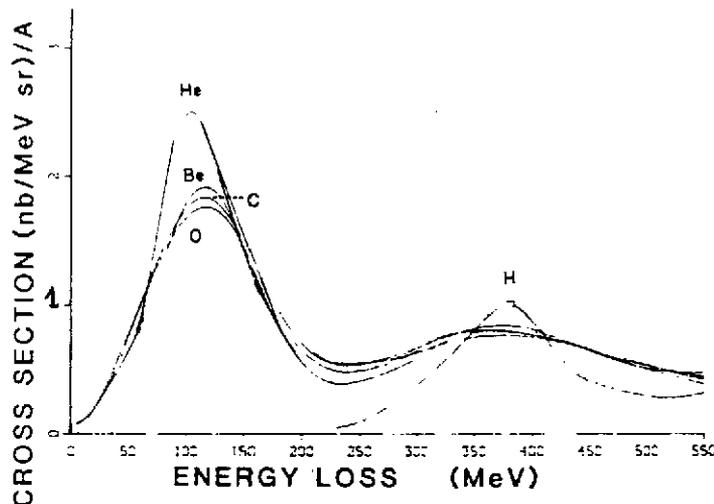


Fig. 12. Section efficace par nucléon de la réaction (e,e') à 730 MeV et 37° sur H, ⁴He, ⁹Be, ¹²C et ¹⁶O en fonction de l'énergie transférée ω ³³).

Des mesures ont été faites à l'accélérateur de Bates au MIT³³), à 730 MeV avec un spectromètre à perte d'énergie placé à 37.1° ce qui correspond à $\sqrt{q_\mu^2} = 320$ MeV/c au sommet du pic du Δ . La réaction sur l'Hydrogène et sur différents noyaux, de ⁴He à ¹⁶O a été étudiée.

Ici aussi se manifeste une réponse quasi-universelle, et on constate un élargissement important du pic du Δ . Les auteurs évaluent à 250 MeV la largeur du pic du Δ dans les noyaux.

Des mesures ont été effectuées au SLAC³⁴) avec le spectromètre 1.6 GeV/c à 37°, et à différentes énergies, de 0.96 à 1.5 GeV sur H, ⁴He, C, Fe et W. Pour ces mesures le quadrimoment transféré $\sqrt{q_\mu^2}$ au sommet du pic variait entre 450 MeV/c et 720 MeV/c.

La figure 13 représente la section efficace par nucléon pour la cible de Carbone, à différentes énergies incidentes, en fonction de la masse invariante M^* calculée avec la cinématique de la réaction sur le nucléon aux mêmes valeurs de l'énergie et de l'impulsion transférée (voir l'appendice 2). On constate que le pic du Δ est de moins en moins prononcé à mesure que l'énergie incidente augmente.

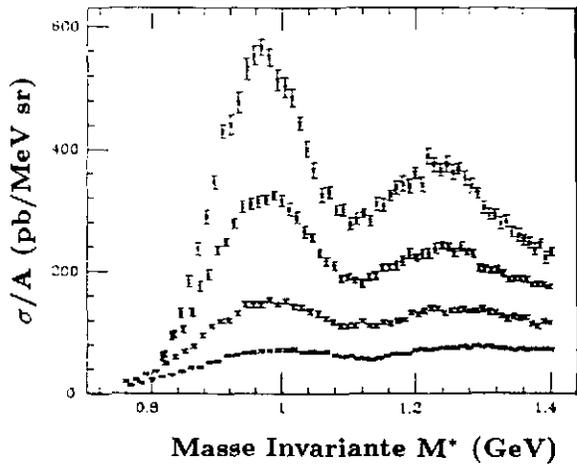


Fig. 13. Section efficace³⁴⁾ par nucléon de la réaction (e, e') sur ^{12}C aux énergies suivantes: de bas en haut 0.96, 1.1, 1.3 et 1.5 GeV. En abscisse la masse invariante M^* (voir texte).

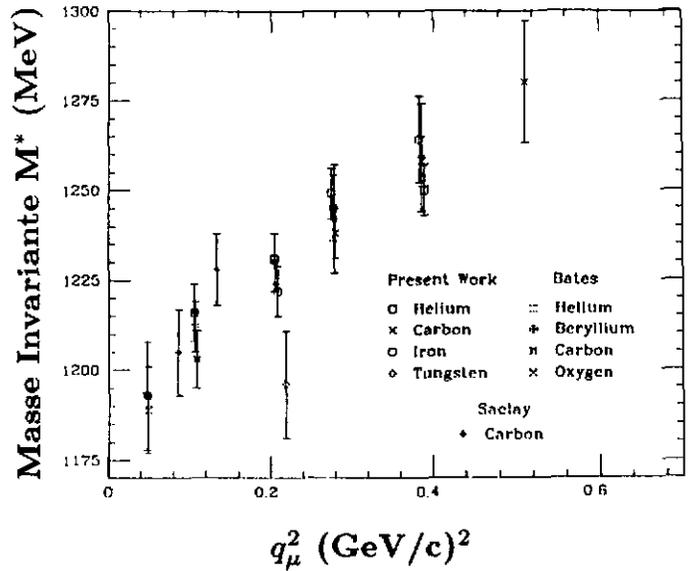


Fig. 14. Valeur de M^* au centroïde du pic du Δ en fonction de q_μ^2 ³⁴⁾.

Sur la figure 14 on constate que, sauf exception, pour une valeur donnée de l'impulsion transférée, M^* ne dépend pas du noyau cible et qu'elle croît linéairement avec q_μ^2 . Malgré les grandes barres d'erreur, le décalage est significatif, il varie de -30 MeV à +60 MeV. Il serait néanmoins souhaitable que cet effet soit confirmé et précisé par d'autres mesures, mais l'avenir de la physique nucléaire au SLAC est pour le moins incertain et il faudra peut-être attendre CEBAF.

Le problème de l'interprétation de cet effet est posé. S'agit-il d'une modification des effets de milieu quand le transfert d'impulsion, et par voie de conséquence, l'énergie de recul du Δ augmentent? Ou bien, comme le suggèrent les auteurs, est-ce dû à une contribution du fond, dont effectivement l'importance relative augmente quand le transfert augmente?

Une autre série de mesures a été réalisée au SLAC³⁵⁾ à plusieurs énergies entre 650 et 1650 MeV sur C et Fe. Le spectromètre 8 GeV/c a été utilisé à différents angles tels que le quadrimoment transféré correspondant au sommet du pic du Δ reste constant, $\sqrt{q_\mu^2} = 316$ MeV/c. Une séparation longitudinale - transverse a été réalisée dans le but de rechercher une éventuelle composante longitudinale dans la région du Δ .

Des théoriciens avaient en effet suggéré que la queue du pic quasi-élastique à haute énergie pourrait s'étendre sous le Δ , ce qui pourrait résoudre le problème de la force manquante dans la réponse de charge dans la région quasi-élastique. Les mesures réalisées au SLAC ont montré qu'à 300 MeV/c, cette composante était nulle dans la limite des barres d'erreur, c'est à dire qu'à ce transfert la réponse est purement magnétique dans la région du Δ .

Cependant, le spectre de la réponse transverse est presque plat, le pic du Δ se manifeste faiblement dans le cas du Fer et pas du tout dans le cas du Carbone, ce qui paraît incompatible avec les données de l'ALS à 250 MeV/c .

Les résultats de l'ALS et de Bates ($\sqrt{q_\mu^2} \leq 400$ MeV/c) ont été interprétés dans le cadre du modèle Delta-trou²²⁾ : En règle générale, la position du maximum et la valeur de la section efficace au niveau du maximum sont bien reproduites. Mais le pic est trop étroit.

En analysant les différents termes on voit que l'effet du blocage de Pauli et celui de la propagation cohérente du π sont tous deux petits et se neutralisent l'un l'autre. Seuls jouent le puits moyen et le potentiel d'étalement qui traduit l'absorption du Δ par le noyau.

En ce qui concerne l'énergie du pic, elle est pratiquement fixée par l'effet du puits moyen seul.

Pour reproduire la section efficace, il faut prendre une largeur d'absorption 2 fois plus faible que celle qui est déterminée à partir des réactions π noyau, ce qui semble contradictoire avec les hypothèses de départ : pourquoi le potentiel d'étalement qui traduit l'absorption du Δ dépendrait-il de la sonde? Un meilleur accord pourrait sans doute s'obtenir en prenant la largeur d'absorption déduite de π noyau et en supposant un fond plus important.

La dépendance de M^* en fonction de q_μ^2 observée à l'ALS et au SLAC ne s'expliquerait probablement pas dans le cadre de ce modèle où les effets de milieu jouent peu sur M^* , et d'une façon pratiquement indépendante de q_μ^2 .

C) Excitation du Δ dans les noyaux par les sondes hadroniques.

1) Pions réels.

Commençons par rappeler quelques ordres de grandeur⁸⁾.

Dans le paragraphe π - nucléon, nous avons vu que la section efficace π proton moyennée sur les π^+ et les π^- valait 140 mb au sommet de la résonance. Compte tenu de l'invariance d'isospin, cette valeur représente aussi la moyenne des sections efficaces πn et πp qui sera notée σ_N . Le libre parcours moyen du π dans la matière nucléaire est :

$\lambda = 1/\rho_0\sigma_N$ où ρ_0 est la densité nucléaire normale. A l'énergie de la résonance, $\lambda = 0.4$ fm, on s'attend donc à ce que l'absorption soit très forte, le π incident réagissant à la surface du noyau. On définit une distance d'amortissement par diffusion quasi-libre sur les nucléons :

$d_\pi = 2/\rho_0\sigma_N \simeq 1$ fm. Par ailleurs, le Δ formé par interaction π nucléon possède l'impulsion du π incident, 300 MeV/c à la résonance, soit une vitesse $v_\Delta = 0.25c$. Dans ces conditions, le Δ libre, de largeur 115 MeV, parcourerait avant de se désintégrer une distance

$d_\Delta = \hbar v_\Delta / (\Gamma/2) \simeq 1$ fm. d_Δ et d_π sont du même ordre, la propagation du π et du Δ sont donc fortement couplées.

Nous allons passer en revue les traits essentiels de l'interaction pion-noyau aux énergies de la résonance Δ , tels qu'ils apparaissent dans la section efficace totale et les sections efficaces partielles π -noyau.

a) Section efficace totale σ_{tot}

La section efficace totale π noyau a été mesurée par transmission³⁶⁾ à l'AGS (Brookhaven) avec des faisceaux de π^+ et de π^- d'énergie comprise entre 65 et 320 MeV, sur différents noyaux, de Li à Pb.

L'atténuation du faisceau de π par la cible était mesurée au moyen d'un ensemble de scintillateurs annulaires, en extrapolant à 0° les comptages obtenus.

Les corrections de cible épaisse étaient importantes pour les noyaux lourds : 55% pour le Pb.

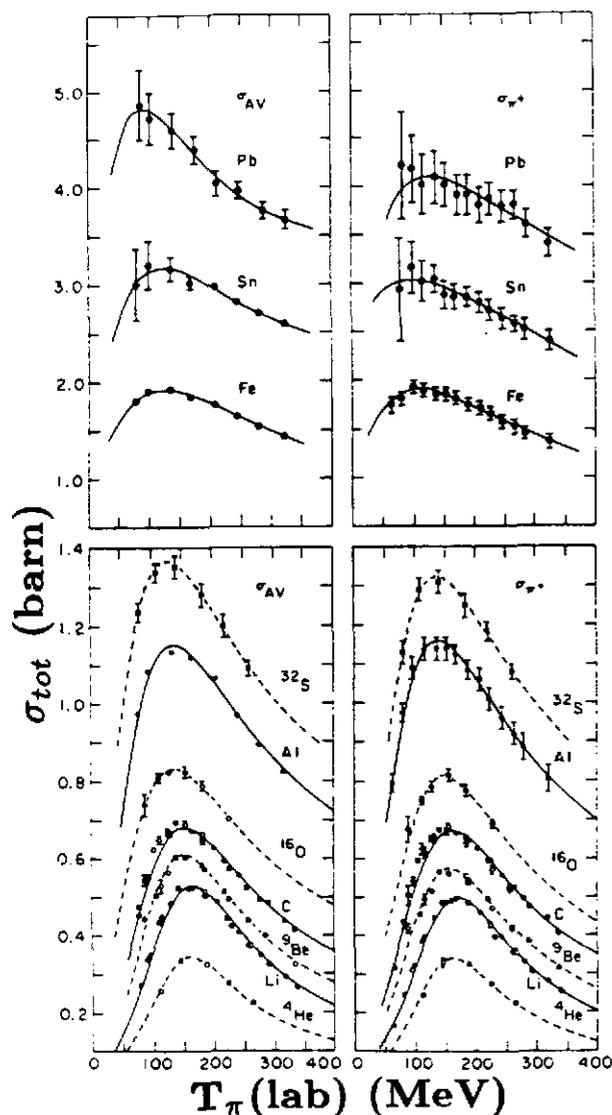


Fig. 15. Section efficace totale³⁶⁾ π noyau en fonction de l'énergie cinétique du π .

ce de 20 MeV. Au maximum du pic σ_{tot} varie en $A^{0.6}$, ce qui rappelle l'absorption forte par un disque noir. Pour le ^{12}C la largeur du pic à mi-hauteur, évaluée en masse invariante M^* , vaut environ 230 MeV, soit sensiblement la même qu'en γ . Cette largeur augmente comme $A^{1/3}$ pour $A \leq 56$, au delà, l'incertitude devient très grande. On ne peut pas parler de courbe universelle comme en photons.

La figure 16 permet de comparer les sections efficaces $\pi^{12}\text{C}$ et $\gamma^{12}\text{C}$ et la section efficace π ou γ nucléon (multipliée par le nombre de nucléons de la cible). Pas de décalage du pic et peu d'amortissement en γ , résonance amortie en π et décalage vers les basses énergies ($\Delta M^* \simeq -30$ MeV). Il y a lieu de remarquer que les données d'absorption de γ présentées sur la figure sont celles de Bonn. Avec les données récentes de l'ALS²⁷⁾ sur ^{12}C on observe un décalage du pic vers les hautes énergies ($\Delta M^* \simeq +19$ MeV).

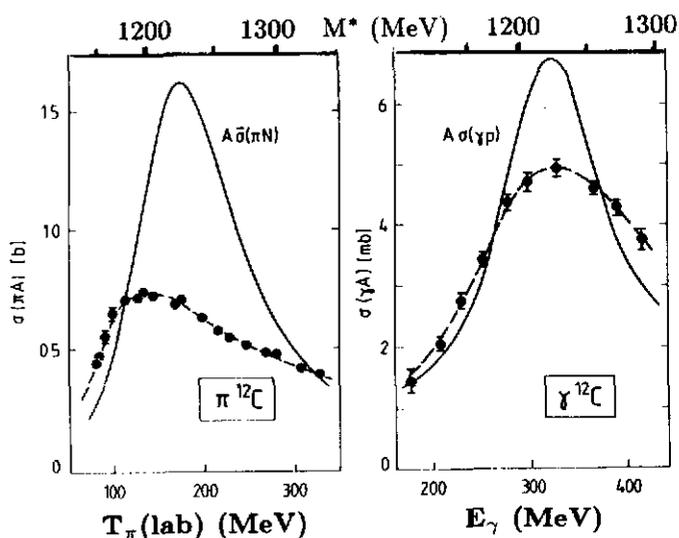


Fig. 16. Sections efficaces totales $\pi^{12}\text{C}$ et $\gamma^{12}\text{C}$ (points expérimentaux), section efficace π nucléon moyennée sur p et n et section efficace γp (courbe), toutes deux multipliées par $A=12$, en fonction de M^* (échelle du haut) ou de l'énergie du π ou du γ (Figure adaptée de la référence a).

Les résultats sont présentés sur la figure 15. La structure correspondant au Δ est très marquée pour les noyaux légers. Elle s'élargit quand la masse A de la cible augmente, et elle est complètement lavée à partir de Sn. Quand A augmente, la position du maximum se déplace vers les basses énergies de pion, ou ce qui revient au même, vers les petites masses invariantes M^* (comme au paragraphe précédent, M^* désigne la masse invariante calculée avec la cinématique de la réaction sur l'Hydrogène, à la même énergie de pion). Par exemple, lorsqu'on compare les valeurs de M^* correspondant au maximum dans les spectres de Fe et de C, on trouve une différen-

b) Section efficace élastique σ_{el}

Elle a été mesurée au CERN puis dans les Usines à pions. On trouvera une bibliographie sur les expériences dans les références 37 et 38. A l'énergie de la résonance les distributions angulaires présentent des oscillations de caractère diffractif, très marquées, révélatrices de l'absorption forte subie par le π .

Les distributions angulaires de diffusion élastique et la section efficace totale ont été interprétées avec succès dans le modèle Delta-trou.¹⁹⁾ Comme dans le cas des réactions par γ et électrons, le Δ subit les effets du puits moyen, du principe de Pauli et de l'absorption dans le milieu représentée par le potentiel d'étalement.

Mais il s'y ajoute un effet spécifique : la diffusion multiple cohérente du pion vers l'avant. A cause d'elle, les contributions des ondes les plus centrales sont élargies et décalées vers les basses énergies de pion. Cet effet serait considérable au cœur du noyau : dans le cas de ^{16}O par exemple, pour l'onde partielle 0^- , l'énergie du Δ serait abaissée de 50 MeV et sa largeur serait augmentée de 280 MeV^{19,20)}. De fait la contribution de cette onde est faible car la réaction se produit en surface à cause de l'absorption et c'est plutôt l'onde $L=3$ qui est prépondérante. Dans ce cas, le déplacement et l'élargissement sont plus faibles, respectivement, 30 et 80 MeV. Ainsi peut s'expliquer l'amortissement et le décalage observé et on comprend la différence avec les photons.

c) Section efficace inélastique σ_{inel}

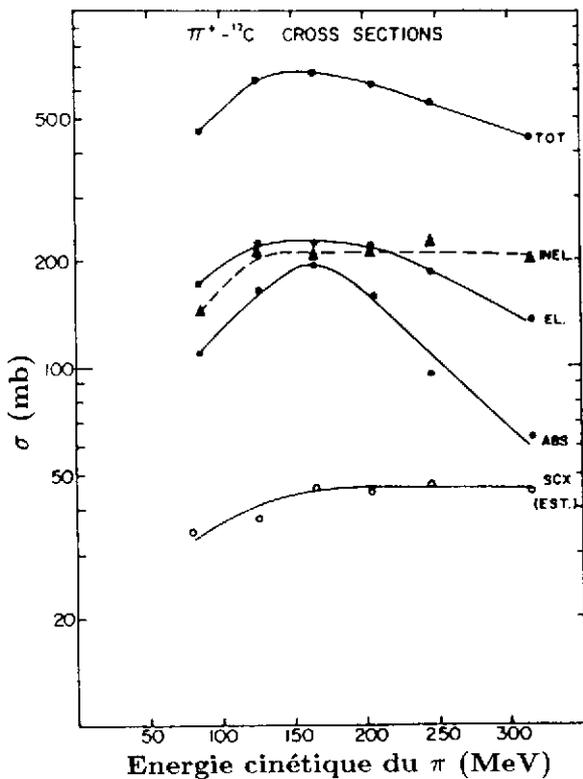


Fig. 17. Section efficace totale et sections efficaces des voies partielles $\pi^{12}\text{C}$ en fonction de l'énergie du π ³⁹⁾.

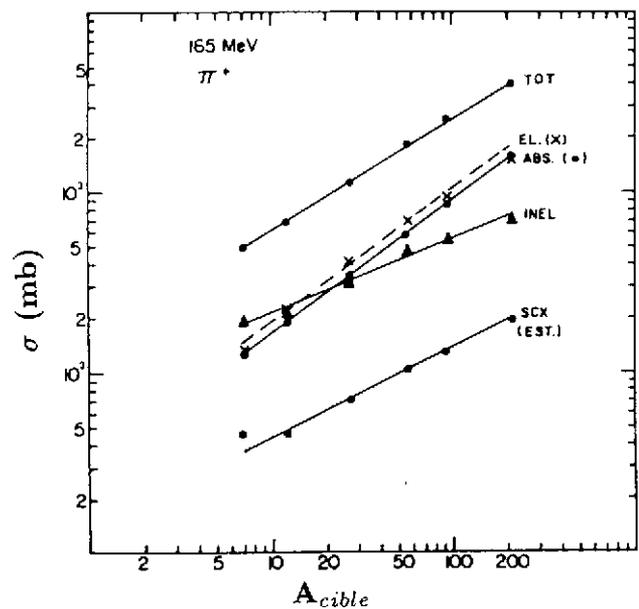


Fig. 18. Sections efficaces π noyau dans les différentes voies en fonction de la masse de la cible, pour des π de 165 MeV.

La section efficace de diffusion inclusive a été mesurée au SIN³⁹⁾ en même temps que la section efficace d'absorption. L'expérience combinait une mesure de la section efficace totale par transmission et une mesure de la section efficace différentielle de diffusion inclusive. La section

efficace d'absorption était obtenue en soustrayant de la section efficace totale, la section efficace de diffusion intégrée sur l'angle et la section efficace d'échange de charge estimée d'après une autre expérience. La figure 17 montre comment se décompose la section efficace totale $\pi+^{12}\text{C}$, en fonction de l'énergie.

L'excitation du Δ se manifeste dans deux canaux par une structure, marquée dans le canal d'absorption et moins marquée dans le canal élastique.

Les distributions angulaires montrent que la diffusion inélastique est dominée à l'arrière par la diffusion quasi-libre. L'atténuation est très grande à la résonance : $\sigma_{inel}/(A\sigma_N)$ vaut 1/6 pour ^{12}C et 1/40 pour ^{208}Pb (σ_N désigne la section efficace de diffusion sur le nucléon).

d) Section efficace d'absorption σ_{abs}

Dans le canal d'absorption† comme dans le cas de la section efficace totale, la structure correspondant à la résonance Δ s'amortit quand la masse de la cible augmente^{39,41}, et elle n'est plus visible dans le spectre du Plomb.

La figure 18 montre la variation en fonction de A des sections efficaces des différents canaux, au sommet de la résonance. σ_{abs} et σ_{el} dominant à partir de $A=20$ et représentent à elles deux la section efficace totale, pour les noyaux lourds.

A la résonance σ_{inel} varie comme $A^{0.4}$, σ_{abs} et σ_{el} varient comme $A^{2/3}$. Ce qui peut s'expliquer qualitativement par l'absorption forte, et en admettant que ces processus mettent en jeu respectivement 1 nucléon (diffusion inélastique), ou 2 nucléons (absorption).

e) Canaux partiels d'absorption, réactions (π,p) et (π,pp) .

Les expérimentateurs cherchent maintenant à savoir combien de nucléons participent à l'absorption. Le mécanisme quasi-deuton : $\pi+(pn)\rightarrow\Delta+N\rightarrow NN$ est-il dominant, ou le π interagit-il avec un plus grand nombre de nucléons?

Les spectres en énergie des protons de la réaction inclusive (π, p) ont été mesurés à LAMPF⁴²). Une analyse des distributions de vitesse des protons⁴³) a été utilisée pour déterminer le nombre de participants, en se basant sur des considérations de cinématique :

On suppose que l'absorption se produit sur une sous-structure, et que l'émission est isotrope dans le centre de masse de cette sous-structure. En appliquant cette méthode, on trouve que 4 à 6 nucléons interagiraient avec le π . Un modèle d'excitation d'un double Δ a été proposé^{44,45}).

Mais cette méthode est contestée et des expériences en coïncidences ont été entreprises pour mesurer directement l'importance relative des processus à 2, ou plusieurs nucléons.

Dans les spectres en énergie des protons, le processus quasi-deuton et le processus quasi-libre $(\pi+N\rightarrow\pi+N)$ se traduisent par une double bosse comme en (γ,p) . La réaction $(\pi, 2p)$ est étudiée à TOKYO⁴⁶), à LAMPF⁴⁷), à TRIUMF⁴⁸) et au SIN⁴⁹). Les processus d'absorption à 3 nucléons et plus, sont explorés avec des détecteurs 4π à LAMPF⁵⁰) et au SIN⁵¹). La comparaison avec les résultats d'expériences exclusives entreprises en γ permettra de savoir si l'absorption du Δ dépend de la sonde.

2) Réactions d'échange de charge.

Dans le monde réel, c'est à dire dans les noyaux, on trouve des π virtuels et non des π réels. L'étude de l'excitation du Δ par des π virtuels est donc indispensable. La source de π virtuels par excellence est l'interaction nucléon-nucléon dans le canal de spin-isospin et la sonde appropriée, l'échange de charge.

Regardons pourquoi l'échange de charge est une bonne sonde pour étudier le Δ dans les noyaux. Le Δ est une excitation de spin-isospin, examinons donc la sélectivité de l'échange de charge

† La référence 40 est un article de revue très pédagogique sur l'absorption des π .

vis à vis des excitations de spin-isospin. Parmi les 4 canaux de l'interaction nucléon-nucléon (dépendant ou non du spin, dépendant ou non de l'isospin), l'échange de charge sélectionne déjà forcément les 2 canaux isovectoriels. Le terme central de spin-isospin domine vers 200 - 300 MeV qui est donc la meilleure gamme d'énergie pour étudier les résonances géantes de spin-isospin⁵²). Les résultats d'échange de charge à plus haute énergie montrent que, grâce à la composante tensorielle de l'échange du π , le canal de spin-isospin domine^{53,54,55}) encore jusqu'à plus de 1 GeV par nucléon.

Or pour créer le Δ il faut transférer de l'énergie. Se placer vers 1 GeV par nucléon est l'optimum. En dessous de 500 MeV par nucléon le Δ n'est pas excité, au delà de 2 GeV par nucléon la sonde ne voit pratiquement plus un noyau mais des nucléons individuels (et ne parlons pas des problèmes de résolution expérimentale). Par contre, il faut transférer le minimum d'impulsion pour que le Δ reste dans le noyau. C'est pourquoi les mesures doivent avoir lieu à 0° et à petit angle, ce qui exige un spectromètre performant, lorsque l'éjectile est chargé. Dans ces conditions précises, l'échange de charge est donc un outil sélectif pour étudier l'excitation du Δ et sa propagation dans le noyau.

Sur la figure 19 on voit la réponse de spin-isospin du noyau sur une plage de 500 MeV en énergie d'excitation, telle qu'elle apparaît^{55,56}) en réaction $(^3\text{He}, t)$ à 2 GeV et 0° . Cette réponse est concentrée en 2 régions d'énergie d'excitation:

- vers 300 MeV, les états Δ -trou.

- à basse énergie, les états particule-trou. Sur cette figure on a représenté en encart, avec une échelle en énergie d'excitation amplifiée, la région des états particule-trou. Au voisinage de 0° , elle est dominée par la résonance Gamow-Teller (transition $L=0$). Si on augmente l'angle, au fur et à mesure que le transfert d'impulsion croît, la résonance dipolaire de spin ($L=1$) domine puis la résonance quadrupolaire ($L=2$). A partir de 1 fm^{-1} , le pic quasi-élastique se développe.

Ce spectre à 2 bosses illustre bien le fait que le Δ est l'état excité du nucléon qui s'obtient par simple basculement du spin et de l'isospin de l'un des quarks.

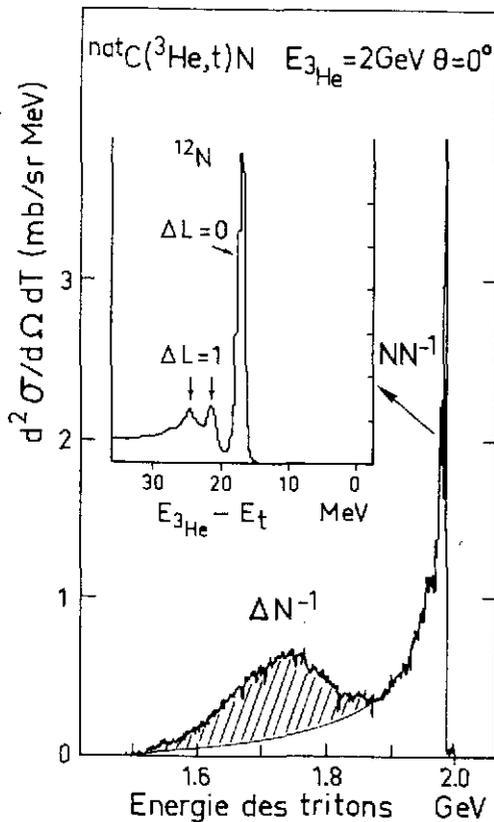


Fig. 19. Spectre en énergie des tritons de la réaction $(^3\text{He}, t)$ à 2 GeV 0° . La zone hachurée correspond au Δ . Le fond tracé ne résulte pas d'un modèle, c'est une simple extrapolation du pic quasi-libre. En encart : la région de faible énergie d'excitation, avec l'état fondamental (Gamow-Teller) et deux états correspondant à des transitions dipolaires de spin-isospin.

Nous examinerons successivement les deux questions :

- Ces deux régions sont-elles couplées, y a-t-il un transfert d'intensité de la région de basse énergie à la région de haute énergie?
- La réponse dans la région du Δ est-elle collective?

a) "Quenching" de la Résonance Gamow-Teller. Excitation de Δ virtuels.

Ce problème a déjà été traité^{57,58,59}) à l'école Joliot-Curie en 1983, 1984 et 1986. Je me contenterai ici de faire un bref rappel avant de faire le point sur les développements expérimentaux récents.

La résonance Gamow-Teller a été mise en évidence depuis les noyaux légers jusqu'au Plomb par réaction (p,n) à 200 MeV et 0⁰ à INDIANA⁶⁰). Les éléments de matrice de transition ont été déterminés en les calibrant par les données de désintégration β , ce qui permet de réduire au maximum les incertitudes liées au mécanisme de réaction.

Pour un noyau donné, désignons par $S_{\beta-}$ l'intensité totale des transitions Gamow-Teller dans le sens (p,n) et par $S_{\beta+}$ l'intensité totale des transitions Gamow-Teller dans le sens (n,p). Dans le cadre de la physique nucléaire traditionnelle, en ignorant les degrés de liberté subnucléoniques, $S_{\beta-}$ et $S_{\beta+}$ obéissent à une règle de somme indépendante de modèle :

$$S_{\beta-} - S_{\beta+} = 3(N-Z)$$

Cette règle s'obtient en comptant les degrés de liberté : 3 orientations pour l'opérateur de transition de spin et (N-Z) neutrons en excès. Elle fournit une limite inférieure pour $S_{\beta-}$. Or en sommant toute l'intensité sous la résonance (sans soustraire de fond), on trouve que pour tous les noyaux étudiés du Calcium à l'Uranium, $S_{\beta-}$ vaut au plus 70% de la règle de somme. Deux explications alternatives ont été proposées⁶¹) :

un étalement de la force à cause de corrélations, ou

l'excitation de Δ virtuels^{62,63}). Dans la première hypothèse la force manquante serait tellement fragmentée qu'elle échapperait au bilan expérimental. Cependant si de telles corrélations existent, elles doivent aussi contribuer à $S_{\beta+}$ de sorte que la règle de somme $S_{\beta-} - S_{\beta+} = 3(N-Z)$ soit préservée. Pour tester vraiment la règle de somme, il faut donc mesurer conjointement $S_{\beta+}$ en réaction (n,p).

Dans ce but, a été construit à TRIUMF le dispositif CHARGE⁶⁴). Il permet d'étudier les réactions (p,n) et (n,p) entre 200 et 500 MeV. Pour les réactions (p,n), les neutrons émis sont convertis par échange de charge dans une cible active d'Hydrogène (plastique scintillant). L'énergie du proton de recul est analysée dans un spectromètre et on remonte ainsi à l'énergie du neutron. Pour les réactions (n,p), la cible étudiée remplace le convertisseur, et le même spectromètre sert pour le proton émis. Le faisceau de neutrons est produit par échange de charge sur du ⁷Li. Ce faisceau a une queue vers les basses énergies, ce qui est un handicap pour l'exploration des spectres à haute énergie d'excitation, problème crucial ici. L'angle est variable dans les deux cas.

Les mesures sur ⁵⁴Fe sont publiées^{64,65}), elles ne permettent pas de conclure à cause des incertitudes liées à l'analyse des données (incertitude sur la section efficace absolue et traitement des distorsions) : La valeur expérimentale de ($S_{\beta-} - S_{\beta+}$) est dans une fourchette de 2 à 6.5 alors que la règle de somme exige 6.

Le noyau de ⁹⁰Zr est une meilleure cible pour tester la règle de somme, puisque en l'absence de corrélations, les transitions (n,p) seraient bloquées par le principe de Pauli. Les premiers résultats montrent qu'il existe de la force $S_{\beta+}$ étalée à haute énergie d'excitation⁶⁶). Mais lorsqu'on fait le bilan de $S_{\beta-} - S_{\beta+}$ en fonction de l'énergie d'excitation, il ne reste pratiquement pas de force en dehors de la résonance. Le même déficit subsiste par rapport à la règle de somme $3(N-Z)$, ce qui plaide en faveur de l'explication par l'excitation de Δ virtuels. Mais attendons la publication des résultats définitifs.

D'autres expériences se préparent à CELSIUS et à LAMPF (voir plus loin). Parallèlement se poursuivent des expériences de transfert de spin (\vec{p}, \vec{n}) à INDIANA.

b) Excitation de Δ réels par réaction d'échange de charge.

Les questions clef de ce paragraphe sont la compréhension globale des différentes composantes de l'interaction $N \Delta$ et l'éventualité d'un mode collectif du noyau résultant de la propagation cohérente d'une onde de pions virtuels (les corrélations Δ -trou prévues seraient attractives). Des expériences ont lieu à DUBNA, GATCHINA, LAMPF et SATURNE :

- A DUBNA⁶⁷⁾, la réaction ($^3\text{He}, t$) sur ^{12}C et H a été étudiée à plusieurs énergies entre 800 MeV par nucléon et 5.8 GeV par nucléon. A cette dernière énergie des résonances plus lourdes que le $\Delta(1232)$ sont excitées, vraisemblablement les Δ suivants à 1620 et 1700 MeV.

- A GATCHINA⁶⁸⁾, la réaction (p,n) a été étudiée à différents angles à 1 GeV sur H et sur de nombreux noyaux, du ^7Li au Plomb.

- A LAMPF une série d'expériences a eu lieu il y a une dizaine d'années. La réaction (p,n) a été étudiée à 650, 770 et 800 MeV. L'expérience a eu lieu à 0° sur l'Hydrogène^{69,70,71)}, le Deuterium et de nombreux noyaux, du ^6Li à l'Uranium^{72,73,74)}. L'énergie des neutrons était mesurée suivant le principe qui est appliqué aujourd'hui à CHARGEEX, dispositif (n,p) de TRIUMF (voir plus haut). Cette méthode n'est pas idéale quand les spectres s'étendent sur une grande plage en énergie à cause des événements inélastiques dans le convertisseur. Il peut en résulter une distorsion des spectres. Par ailleurs une incertitude sur l'énergie incidente de 10 MeV est rapportée dans certains articles. De fait, à l'époque, les auteurs ne se sont intéressés qu'aux valeurs des sections efficaces et n'ont jamais fait de comparaison entre la position du pic du Δ dans les noyaux et celle du Δ libre. Cependant dans la référence 70, les auteurs remarquent que le maximum du pic du Δ dans la réaction sur l'Hydrogène est à 1200 MeV au lieu de 1232 MeV.

De nouvelles expériences ont commencé il y a quelques années, mais celles qui concernent le Δ ne sont pas encore publiées^{75,76)}. Elles ont pour but d'étudier jusqu'à 800 MeV avec une très bonne résolution, les résonances géantes, le quasi-libre et le Δ . L'énergie des neutrons est mesurée par temps de vol sur une base de 250 mètres à WNR, et dans un avenir proche, sur une base de 600 mètres à NTOF. La résolution est actuellement de 2.7 MeV à 800 MeV avec la base de temps de 250 m. Des mesures complètes de transfert de spin (\vec{p}, \vec{n}) et (\vec{n}, \vec{p}) sont en préparation. Le spin du projectile, (p ou n) pourra être orienté dans toutes les directions et la polarisation de la particule sortante sera mesurée. Une nouvelle source de protons polarisés est en construction pour pouvoir accélérer un faisceau de 10 μA . On voit qu'un effort particulier est consacré à ce programme.

- A SATURNE, la réaction $p(n,p)\Delta^0$ a été étudiée⁷⁷⁾ à la même époque que les premières expériences de LAMPF. Aujourd'hui, en employant le spectromètre SPES 4 à 0° et à petit angle, différentes réactions sont étudiées sur l'Hydrogène, le Deuterium et plusieurs noyaux de ^{12}C à ^{208}Pb . Il s'agit de :

- ($^3\text{He}, t$) de 1.5 à 2.3 GeV^{55,56,78,79)}.

- ($\vec{d}, ^2\text{He}$) à 2 et 1.6 GeV en faisceau de deutons polarisés⁸⁰⁾. ^2He désigne une paire de protons ayant une énergie relative inférieure au MeV, et qui voyagent ensemble le long des 33 mètres du spectromètre. A cause de leur faible énergie ils sont à 98% dans l'état de spin singulet 1S_0 .

- Plusieurs réactions d'échange de charge en ions lourds⁸¹⁾ vers 1 GeV par nucléon, avec des faisceaux allant de ^{12}C à ^{40}Ar .

Le spectromètre SPES 4 permet d'éliminer totalement le bruit de fond à 0° , même quand la rigidité magnétique du faisceau secondaire et celle du faisceau primaire ne diffèrent que de 1/20. La reconstruction des trajectoires dans SPES 4 assure une résolution meilleure que 10^{-3} .

b.1) Spectres en énergie

- Toutes ces réactions, depuis (p,n) jusqu'à ($^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{K}$), ont pour caractéristique commune une forte excitation du Δ (cependant, en ions lourds l'intensité de cette excitation est modulée par l'effet de la structure nucléaire du couple projectile-ejectile).

- Dans les spectres en énergie transférée, le pic du Δ créé dans un noyau est décalé vers les faibles énergies transférées par rapport au pic du Δ libre. Cet effet, mis en évidence en ($^3\text{He},t$), se retrouve dans toutes les réactions d'échange de charge. Je commenterai un peu plus longuement ($^3\text{He},t$) qui est un cas typique.

- En ($^3\text{He},t$) la position du pic et sa largeur sont indépendantes de la cible, du Carbone au Plomb. A 2 GeV et 0° le décalage vaut 70 MeV en énergie de triton soit $\Delta M^* = 40$ MeV. L'élargissement est plus faible qu'en γ et en π , $\Delta\Gamma_{M^*} = 20$ à 40 MeV suivant la façon dont on soustrait le fond. La figure 20 représente la section efficace différentielle de la réaction ($^3\text{He},t$) à 2 GeV et 0° sur l'Hydrogène et sur différents noyaux en fonction de l'énergie des tritons (échelle du haut). Le lecteur remarquera que sur les figures 19, 20 et 22, l'énergie transférée ω va croissant vers la gauche, contrairement aux figures qui représentaient les résultats obtenus avec des γ , des électrons et des π .

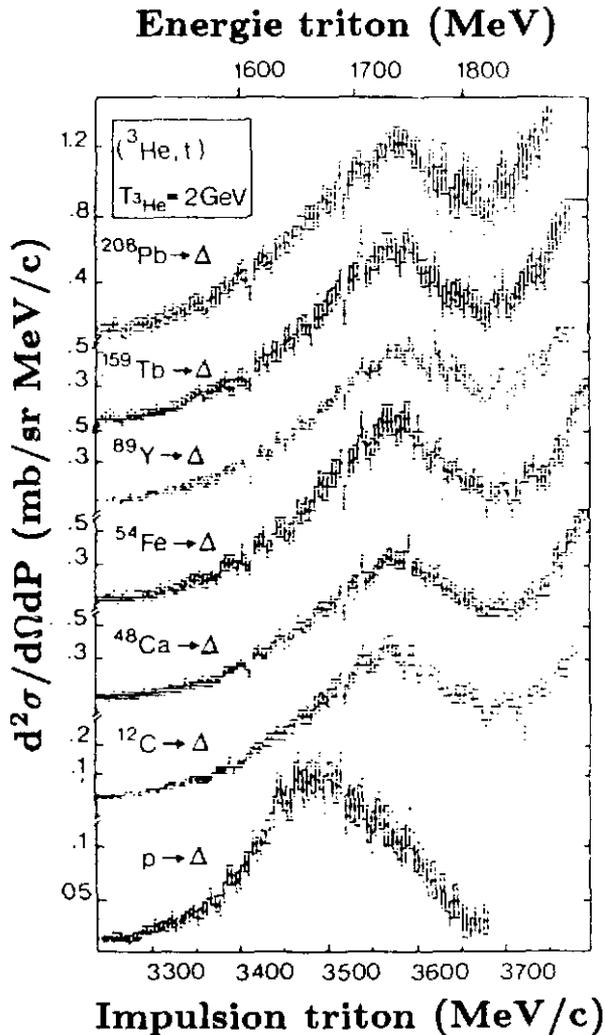


Fig. 20. Spectres en énergie (ou impulsion) des tritons de la réaction ($^3\text{He},t$) à 2 GeV 0° sur p et sur ^{12}C , ^{48}Ca , ^{54}Fe , ^{89}Y , ^{159}Tb et ^{208}Pb .

La position du pic varie avec l'angle. La figure 21 présente l'énergie du maximum du pic du Δ et du pic quasi-libre en fonction de l'angle, pour la réaction ($^3\text{He},t$) à 2 GeV et 0° sur ^{12}C et celle du Δ^{++} en réaction $p(^3\text{He},t)\Delta^{++}$. On constate que lorsque l'angle augmente, et avec lui le transfert d'impulsion, l'écart entre l'énergie du Δ dans ^{12}C et l'énergie du Δ libre augmente.

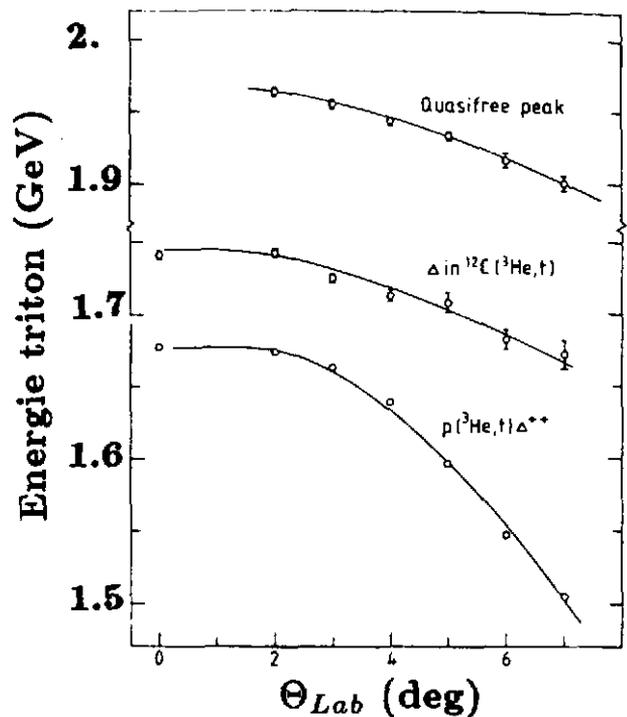


Fig. 21. Energie de triton correspondant au maximum du pic du Δ et du quasi-libre en ($^3\text{He},t$) sur ^{12}C et au maximum du Δ en ($^3\text{He},t$) sur p à 2 GeV 0° , en fonction de l'angle(lab).

Autrement dit, le décalage du pic du Δ dans les noyaux vers les petites énergies transférées augmente avec le transfert d'impulsion. Cette tendance paraît tout à fait naturelle puisqu'on s'attend à ce que les corrélations de spin-isospin soient de plus en plus attractives quand l'impulsion transférée augmente. On remarquera que la tendance inverse a été observée en diffusion d'électrons. A ce propos, on note, en anticipant sur le prochain paragraphe, que l'échange de γ virtuels qui excite essentiellement la réponse de spin transverse est sensible aux corrélations dans le canal de spin transverse (ρ et courte portée), mais pas aux corrélations résultant de l'échange de π qui excite la réponse de spin longitudinale.

La variation de la section efficace en fonction de la masse de la cible est gouvernée par l'absorption du projectile.

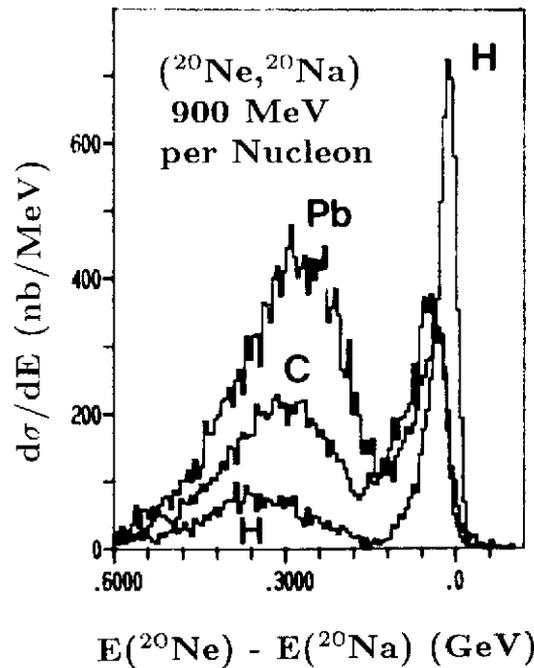


Fig. 22. Spectres en énergie transférée de la réaction $(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Na})$ à 900 MeV par nucléon et 0° sur H, C et Pb.

- L'excitation du Δ en ions lourds a été mise en évidence. Son étude est importante en raison du rôle joué par le Δ dans la propagation et la production des pions au cours des collisions noyau-noyau. Sur la figure 22 on constate que le Δ est parfaitement isolé et que le fond est pratiquement absent. On peut souligner un autre point intéressant : bien que la réaction soit très périphérique à cause de l'absorption du projectile par la cible, les densités se superposent dans la zone où se produit l'interaction⁸²⁾, ce qui tendrait à favoriser les effets de milieu. Enfin, avec un projectile complexe, l'excitation du projectile est beaucoup moins probable que lorsque le projectile est un nucléon puisqu'il faudrait reformer un éjectile lié après lui avoir transféré en moyenne 300 MeV d'énergie d'excitation. Cette question est l'objet de controverses actuellement⁹¹⁾. Remarquons que le terme qui interviendrait ici est la production cohérente de pions dans le projectile, qui est intéressant en soi.

Plusieurs travaux théoriques ont été consacrés aux réactions (p,n) $(^3\text{He},t)$ et $(^{12}\text{C},^{12}\text{N})$ (références 83 à 91). Les distorsions sont maintenant bien maîtrisées et on peut s'attacher au problème de fond, celui de l'interaction $N - \Delta$ et des corrélations. Les calculs qui cherchent à reproduire simultanément la section efficace et la position du pic doivent tous faire appel à un effet attractif : soit des corrélations^{87,89,90)}, soit un effet de milieu ajusté sur les données et conduisant à un élargissement du Δ et à une diminution de son énergie^{86,88)}.

Le cours de J. Delorme montre comment jouent les corrélations induites par l'échange du π ^{84,85,87)} et dans quelles conditions se développe et peut se révéler cette onde cohérente de pions. La réponse du noyau dans la région du Δ est déplacée vers les basses énergies à cause de cet effet collectif et concentrée le long d'une ligne du plan q, ω (transfert d'impulsion, transfert d'énergie) appelée branche pionique. La cinématique de l'échange de charge vers 1 GeV par nucléon permet d'explorer la réponse du noyau précisément dans cette région. C'est pourquoi on doit observer un décalage du pic mais pas d'amortissement comme en π réels. Ces traits apparaissent effectivement en échange de charge, un peu affectés par l'absorption du projectile. On comprend même pourquoi certaines réactions sont plus favorables que d'autres pour mettre en évidence l'effet des corrélations : (${}^3\text{He}, t$) est plus sensible que (p,n) par exemple, parce que, pourrait-on dire, le π est déjà à l'œuvre dans l' ${}^3\text{He}$ (courants d'échange, état D de la fonction d'onde) si bien que le chemin à parcourir est plus facile.

b.2) Observables de spin

Des mesures d'observables de spin sont indispensables pour déterminer les amplitudes de transition $NN \rightarrow N\Delta$ libre et dans les noyaux.

- En ce qui concerne le Δ libre des mesures de transfert de spin ont été réalisées en réaction $\bar{p}p \rightarrow pn\pi^+$ avec des faisceaux de protons polarisés : à ARGONNE⁹²⁾ entre 600 MeV et 1.25 GeV en mesurant la corrélation angulaire du proton et du π^+ , et à LAMPF^{93,94,95)} à 800 MeV avec la même méthode ou en mesurant la polarisation du proton ou celle du neutron sortant. Des analyses en ondes partielles de ces résultats ont permis d'exclure l'existence de dibaryons (ondes partielles résonnantes) dans le canal $N\Delta$. Des mesures analogues en réaction $\bar{n}p \rightarrow pp\pi^-$ sont en cours à SATURNE⁹⁶⁾.

- en ce qui concerne l'excitation du Δ dans les noyaux, les mesures entreprises doivent permettre de séparer la réponse de spin longitudinale et la réponse de spin transverse. On parle de réponse de spin longitudinale ou transverse suivant que l'élément de matrice de transition $N \rightarrow \Delta$ est proportionnel respectivement à

$S^\dagger \cdot \vec{q}$ (couplage longitudinal) ou à

$S^\dagger \times \vec{q}$ (couplage transverse).

S^\dagger est l'opérateur de transition de spin et \vec{q} l'impulsion transférée. Je rappellerai en deux mots l'enjeu (voir le cours de J. Delorme). Dans une description de l'interaction $NN \rightarrow N\Delta$ en terme d'échange de mésons, l'échange du π excite la réponse longitudinale, l'échange du ρ excite la réponse transverse. Il s'y ajoute un terme à courte portée répulsif (cœur dur, effets d'échange). Du point de vue expérimental et théorique, on connaît mal les effets à courte portée. Dans le modèle le plus simple, le terme à courte portée est isotrope dans l'espace de spin (deux composantes transverses pour une composante longitudinale). Les mesures d'observables de spin entreprises ont un double but :

- Connaître la structure de spin de l'interaction $NN \rightarrow N\Delta$, on pourra ainsi mesurer l'aptitude de l'échange de charge à exciter la réponse longitudinale du noyau.

- Comparer la réponse de spin longitudinale et la réponse de spin transverse du noyau. Les corrélations Δ -trou induites par la propagation cohérente du π doivent attirer la réponse longitudinale vers les faibles énergies transférées en la concentrant le long de la branche pionique, à condition que les corrélations répulsives à courte portée ne viennent pas tuer l'effet collectif attendu. Au contraire on n'attend pas d'effet collectif dans la réponse de spin transverse. C'est dans ce contexte que les mesures d'observables de spin en ($\vec{d}, {}^2\text{He}$) ont été entreprises à SATURNE⁸⁰⁾. Expérimentalement, l'interaction $NN \rightarrow N\Delta$ s'avère plus transverse que ne le prévoient les modèles simples^{80,97)} et on n'a pas trouvé le contraste attendu entre la réponse de spin longitudinale et la réponse de spin transverse. Le problème reste ouvert et l'analyse théorique de ces résultats se poursuit. Ces mesures d'observables de spin sont les premières. Un effort important sur la polarisation se développe dans ce domaine à LAMPF (voir plus

haut) et à SATURNE (faisceau de \vec{d} polarisés unique au monde dans cette gamme d'énergie et d'intensité⁹⁸), ${}^6\text{Li}$ polarisés).

Conclusion.

En conclusion ou plutôt en guise de transition vers le cours de J. Delorme, je résume les résultats présentés. Dans la plupart des cas, le Δ garde son identité dans le noyau. Mais il subit des effets de milieu qui dépendent fortement de la sonde.

Avec des photons réels on observe une réponse universelle des noyaux qui traduit une légère répulsion et une augmentation de la largeur du Δ dans le milieu; la section efficace est proportionnelle au nombre de nucléons de la cible.

En photons virtuels la réponse est également indépendante du noyau considéré et on observe la même proportionnalité; mais l'énergie du pic du Δ dépend du transfert d'impulsion.

En π réels on constate une attraction et un élargissement du Δ qui augmentent avec la masse de la cible, si bien que dans les noyaux lourds le Δ semble complètement dissout.

En échange de charge on observe une attraction du même ordre mais pas d'amortissement quand la masse de la cible augmente. En π réels comme en échange de charge la variation de la section efficace en fonction de la masse de la cible est gouvernée par l'absorption du projectile.

Aujourd'hui les expériences portent sur la structure de spin de la transition N- Δ et sur le nombre de nucléons participant à l'absorption du Δ dans le noyau. Ces thèmes suscitent d'importants efforts sur le plan expérimental dans le domaine des détecteurs 4π et dans le domaine de la polarisation, en Europe, en Amérique et au Japon, en vue d'expériences avec des hadrons et avec des photons.

Remerciements

Je remercie toutes les personnes qui m'ont aidé à préparer ce cours, en premier lieu, mon compère, J. Delorme, à qui je renvoie la balle et mes collègues de la collaboration échange de charge de Saturne, en particulier, C. Gaarde, T. Jørgensen et T. Hennino. Je suis reconnaissante à J. M. Laget, Z. E. Meziani et J. Morgenstern qui m'ont donné des éclaircissements sur les expériences en photons et en électrons qui ne m'étaient pas familières. Je voudrais aussi remercier M. Soyeur, même si je ne l'ai pas spécialement mise à contribution pour ce cours, nos fréquentes discussions sur le sujet m'ont été très précieuses. Je remercie L. Ghedira, N. d'Hose et Z. E. Meziani, la lecture de leurs thèses m'a fourni des renseignements précis grâce à la clareté de leurs mémoires. Je tiens aussi à dire combien la lecture du livre de T. Ericson et W. Weise m'a éclairée et je voudrais les assurer de ma gratitude. J'exprime ma reconnaissance aux personnes dont je reproduis des figures et à F. Planche pour les photos qu'il a réalisées à partir des originaux de qualité souvent médiocre que je lui ai fournis. Enfin je remercie Ph. Quentin et mes amis du Comité d'organisation de l'École qui en me demandant de faire ce cours m'ont fourni l'occasion de faire le point sur un sujet qui me tient à cœur.

Appendice 1

La section efficace différentielle de la diffusion élastique π -nucléon dans le centre de masse s'écrit† :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = |f(\bar{q}, \theta)|^2 \quad \text{où } \bar{q} \text{ est l'impulsion et } \theta \text{ l'angle du } \pi$$

$$f(\bar{q}, \theta) = \frac{1}{\bar{q}} \sum_l (2l+1) a_l P_l(\cos \theta)$$

$$\sigma_{el} = \sum_l \sigma_l^{el} \quad \text{est la section efficace élastique intégrée}$$

On note les ondes partielles : $L_{2T} 2J$ par exemple : S_{31} signifie $l=0, T=3/2, J=1/2$

$$\sigma_l^{el} = \frac{4\pi}{\bar{q}^2} \sum_l (2l+1) |a_l|^2 \quad \text{est la section efficace élastique dans l'onde partielle } l$$

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{\bar{q}^2} \sum_l (2l+1) \text{Im}(a_l) \quad \text{est la section efficace totale.}$$

$$a_l = \frac{1}{2i} (\eta_l e^{2i\delta_l} - 1) \quad \text{où } \delta_l \text{ est le déphasage de l'onde partielle } l \text{ et } \eta_l \text{ est le paramètre d'inélasticité.}$$

$\eta_l \leq 1$ dans le cas général.

$\eta_l = 1$ pour une résonance élastique, ce qui est pratiquement le cas du Δ .

$$\sigma_l^{el} = \sigma_l^{tot} = \frac{4\pi}{\bar{q}^2} (2l+1) \sin^2 \delta_l \quad \text{On remarque que à cause du terme en } 1/\bar{q}^2, \text{ la masse de}$$

la résonance ne correspond pas à la position du maximum.

Des paramétrisations du déphasage ou de la section efficace π -nucléon dans l'onde P_{33} sont données dans les références 2 page 103, 3 page 202, 78 et 83 par exemple. On utilise fréquemment, bien que ce ne soit pas la meilleure pour le Δ , la paramétrisation de Breit-Wigner :

$$\sin^2 \delta = \frac{M_R^2 \Gamma^2(\bar{q})}{(M_R^2 - M^{*2})^2 + M_R^2 \Gamma^2(\bar{q})} \quad \text{et} \quad \Gamma(\bar{q}) = \Gamma_R \frac{\bar{q}^3}{\bar{q}_R^3} \frac{1 + (\bar{q}_R r)^2}{1 + (\bar{q} r)^2}$$

Où M^* est la masse invariante du système π -nucléon à l'énergie considérée, M_R la masse de la résonance, Γ_R la largeur à l'énergie de la résonance, \bar{q}_R l'impulsion CM du π à l'énergie de la résonance et r est un paramètre appelé rayon d'interaction.

Remarque : Cette image simple se complique lorsqu'on doit tenir compte d'un fond, et de l'interaction coulombienne qui mélange les canaux $T=1/2$ et $T=3/2$.

Appendice 2

Absorption d'un γ ou d'un π , réel ou virtuel, par un proton.

a) $\gamma + p \rightarrow \pi + N$

Soit E_γ l'énergie du γ et M_p la masse du proton. Soient M^* , T^* et P^* respectivement la masse invariante, l'énergie cinétique et l'impulsion dans le laboratoire du système π -nucléon produit.

$$E_\gamma = \frac{M^{*2} - M_p^2}{2M_p}$$

$$T^* = \frac{(M^* - M_p)^2}{2M_p}$$

Par exemple pour $M^* = 1232$ MeV on a $E_\gamma = 340$ MeV et $T^* = 46$ MeV

† Voir Référence 1 page 92

b) $\pi+p \rightarrow \pi+N$

Soient m_π , T_π , P_π et W_π , respectivement la masse, l'énergie cinétique, l'impulsion et l'énergie totale du π dans le laboratoire. Soit ω , l'énergie transférée au proton dans le laboratoire et E_γ , l'énergie équivalente de γ , c'est à dire que l'absorption d'un γ d'énergie E_γ crée un système π -N de masse M^* .

$$\omega = W_\pi = \frac{M^{*2} - M_p^2}{2M_p} - \frac{m_\pi^2}{2M_p} = E_\gamma - \frac{m_\pi^2}{2M_p}$$

$$T^* = \frac{(M^* - M_p)^2}{2M_p} - \frac{m_\pi^2}{2M_p}$$

Pour $M^*=1232$ MeV, $T_\pi=190$ MeV, $P_\pi=298$ MeV/c et $T^*=36$ MeV

On remarque que les conditions cinématiques de l'absorption de γ et de π sont très semblables (l'énergie de recul du Δ en particulier).

c) Absorption d'une particule virtuelle.

Soient ω et \vec{q} , l'énergie et l'impulsion transférée.

$$q_\mu^2 = |\vec{q}|^2 - \omega^2$$

Le carré du quadrimoment transféré $t = -q_\mu^2$ est négatif, le quadrimoment transféré est de type espace.

$$\omega = \frac{M^{*2} - M_p^2}{2M_p} + \frac{q_\mu^2}{2M_p} = E_\gamma + \frac{q_\mu^2}{2M_p}$$

$$T^* = \frac{(M^* - M_p)^2}{2M_p} + \frac{q_\mu^2}{2M_p}$$

Pour $M^*=1232$ MeV et $\sqrt{q_\mu^2}=250$ MeV/c (conditions de l'échange de charge à 0° et 900 MeV par nucléon ou des mesures à plus bas transfert de l'ALS), on trouve $T^*=79$ MeV.

Pour $M^*=1232$ MeV et $\sqrt{q_\mu^2}=720$ MeV/c (conditions des mesures à plus haut transfert de SLAC), on trouve $T^*=320$ MeV. L'énergie de recul du Δ devient très grande.

Appendice 3

Cet appendice regroupe quelques formules utilisées pour exprimer la section efficace de diffusion inélastique d'électrons. Pour plus de détails on pourra se reporter aux références 15, 16, 22 et 32.

Soit E et \vec{P} , d'une part, E' et \vec{P}' , d'autre part, l'énergie et l'impulsion de l'électron incident et diffusé. Soit θ , l'angle de diffusion.

On définit ω , \vec{q} et q_μ comme précédemment

$$\omega = E - E'$$

$$\vec{q} = \vec{P} - \vec{P}'$$

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

La section efficace différentielle de la réaction (e,e') sur le proton s'écrit:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \Gamma_t [\sigma_T(\omega, q) + \epsilon \sigma_L(\omega, q)]$$

$\epsilon = \left[1 + 2 \frac{q^2}{q_\mu^2} \tan^2(\theta/2) \right]^{-1}$ est la polarisation longitudinale du photon virtuel, c'est à dire la composante de la polarisation suivant la direction de l'impulsion transférée \vec{q}

$\Gamma_t = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E_\gamma}{q_\mu^2} \frac{E'}{E} \frac{1}{1-\epsilon}$ où $E_\gamma = \frac{M^{*2} - M_p^2}{2M_p}$ comme dans l'appendice 2 et α est la constante de structure fine.

Pour une réaction de diffusion inélastique sur un noyau, on définit la réponse magnétique appelée aussi fréquemment réponse transverse R_T et la réponse de charge appelée aussi fréquemment réponse longitudinale R_L . En suivant les notations de la référence 32 :

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

Où $\sigma_M = \frac{\alpha^2 \cos^2(\theta/2)}{4E^2 \sin^4(\theta/2)}$ est la section efficace de Mott.

Certaines expériences sont conçues pour réaliser une séparation longitudinale transverse : En faisant varier θ et E tout en conservant ω et q constants, on peut déterminer σ_L et σ_T séparément.

Remarque : Bien qu'on emploie les mêmes mots, il ne faut pas confondre le terme *transverse* appliqué souvent en diffusion d'électrons à la réponse *magnétique* et le terme *longitudinal* appliqué à la réponse *de charge*, avec les termes *transverse* et *longitudinal* qui s'appliquent respectivement au *couplage de spin* au vertex $\gamma N\Delta$ d'une part et $\pi N\Delta$ d'autre part. Le γ réel sonde la réponse de spin purement transverse et le π la réponse de spin purement longitudinale.

Bibliographie

Ouvrages généraux, livres ou articles de revue.

- a) T. Ericson et W. Weise, Pions and nuclei. Clarendon, Oxford.
- b) Mésons, Baryons, Quarks et Physique Nucléaire. Ecole Joliot-Curie (1984).
- c) Mesons, Isobars, Quarks and Nuclear Excitations. Prog. Part. Nucl. Phys. **11**(1984) ed. D. H. Wilkinson, Pergamon Press, Oxford.
- d) Symposium on Delta-Nucleus Dynamics, Argonne, 2-4 Mai 1983. ed. T. S. H. Lee, ANL-PHY-81-1, CONF-830588.
- e) E. Oset, H. Toki and W. Weise, Phys. Rep. **83** (1982) 281.
- f) Mesons in Nuclei, ed M. Rho et D.H. Wilkinson, North Holland (1979).
- g) E. J. Moniz, Ecole des Houches, Juil-Aout 1977, Ions lourds et Mésons en Physique Nucléaire, R. Balian, M. Rho et G. Ripka ed. (North Holland 1978) page 436.

Références

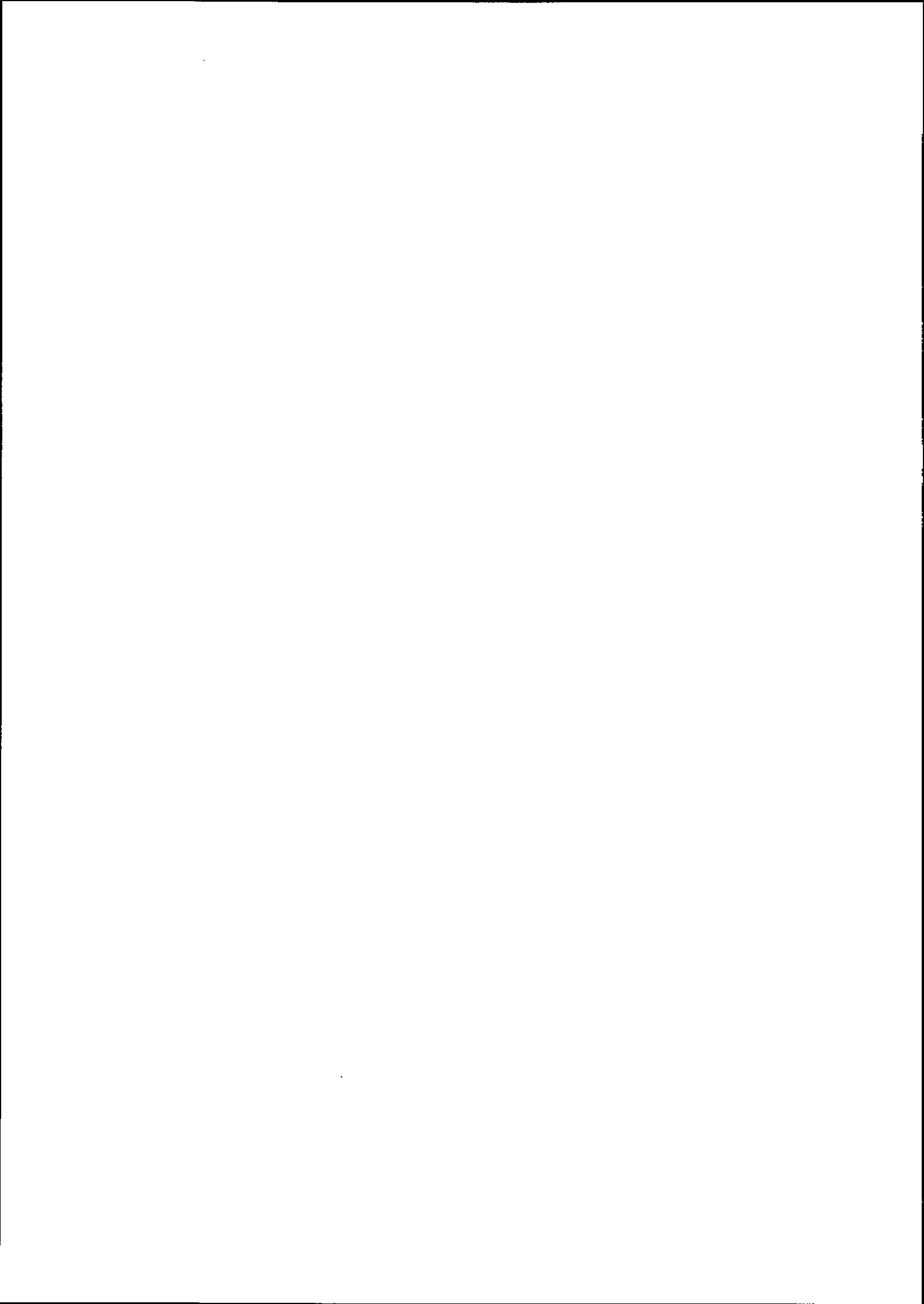
- 1) Review of Particle Properties. Phys. Lett. **204B** (1988). En particulier -page 366 : Note on N and Δ Resonances et -page 400 : Fiche sur le $\Delta(1232)$.
- 2) Review of Particle Properties. Phys. Lett. **39B** (1972) 103.
- 3) G. Höler, Pion-Nucleon Scattering. Landolt-Börnstein, Vol. I/9b2 (1983). ed. H. Schopper. Springer Verlag.
- 4) Total Cross-Sections for Reactions of High Energy Particles. Landolt-Börnstein. New Series. Vol. **12a** and **12b**(1987). ed. H. Schopper.
- 5) D. Menze et al., ZAED Compilation of Pion Photo Production Data, University of Bonn 1977.
- 6) H. L. Anderson et al., Phys. Rev. **85** (1952) 934, 935, 936.
H. L. Anderson et al., Phys. Rev. **86** (1952) 413.
H. L. Anderson et al., Phys. Rev. **86** (1952) 793.
- 7) P. J. Bussey et al., Nucl. Phys. **B58** (1973) 363.
J. R. Carter et al., Nucl. Phys. **B58** (1973) 378.
D. V. Bugg, Nucl. Phys. **B58** (1973) 397.

- 8) F. Lenz et E. J. Moniz, *Com. Nucl. Part. Phys.* **9** (1980) 101.
- 9) T. A. Armstrong et al., *Phys. Rev.* **D 5** (1972) 1640.
T. A. Armstrong et al., *Nucl. Phys.* **B41** (1972) 445.
- 10) T. Fujii et al., *Nucl. Phys.* **B120** (1977) 395.
- 11) A. Bagheri et al., *Phys. Rev.* **C 38** (1988) 875.
- 12) F. A. Berends et A. Donnachie, *Nucl. Phys.* **B84** (1975) 343.
- 13) W. Pfeil et D. Schwela, *Nucl. Phys.* **B45** (1972) 379.
- 14) S. Nozawa et al., Preprint TRI-PP-89-25, TRIUMF, (Mai 1989) .
- 15) K. Bätzner et al., *Phys. Lett.* **39B** (1972) 575.
- 16) W. Bartel et al., *Phys. Lett.* **35B** (1971) 181.
- 17) M. Hirata, J. H. Koch, F. Lenz et E. J. Moniz, *Ann. Phys.* **120** (1979) 205.
- 18) E. Oset et W. Weise, *Nucl. Phys.* **A319** (1979) 477.
- 19) Y. Horikawa, M. Thies et F. Lenz, *Nucl. Phys.* **A345** (1980) 386.
- 20) E. J. Moniz, *Nucl. Phys.* **A374** (1982) 557c.
- 21) J. H. Koch, E. J. Moniz et N. Otsuka, *Ann. Phys.* **154** (1984) 99.
- 22) J. H. Koch et N. Otsuka, *Nucl. Phys.* **A435** (1985) 765.
- 23) J. Ahrens et al., *Nucl. Phys.* **A251** (1975) 479.
- 24) J. Arends et al., *Phys. Lett.* **98B** (1981) 423.
- 25) J. Ahrens et al., *Phys. Lett.* **146B** (1984) 303.
- 26) P. Carlos et al., *Nucl. Phys.* **A431** (1984) 573.
- 27) L. Ghedira, Thèse, Université Paris XI (1984) n^o 2967.
- 28) J. M. Laget, *Compte-rendu du Colloque New Vistas in Electro-Nuclear Physics*, (1986), page 361, editeurs E. L. Tomusiak, H. S. Caplan et E. T. Dressler, Plenum Publishing Corporation.
- 29) S. Homma et al., *Phys. Rev. Lett.* **53** (1984) 2536.
- 30) N. d'Hose, Thèse, Université Paris-Sud (1988).
N. d'Hose et al., *Rapport DPh-N/Saclay 2520* (1989) à paraître.
- 31) G. Audit et al., *Compte rendu d'activité 1987-88*, page 116.
- 32) P. Barreau et al., *Nucl. Phys.* **A402** (1983) 515.
Z. E. Meziani et al., *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 1233.
Z. E. Meziani, Thèse, Université Paris-Sud (1984) n^o 2939.
- 33) J. S. O'Connell et al., *Phys. Rev. Lett.* **53** (1984) 1627.
- 34) R. M. Sealock et al., *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 1350.
- 35) D. T. Baran et al., *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 400.
- 36) A. S. Carroll et al., *Phys. Rev.* **C 14** (1976) 635.
- 37) J. P. Dedonder, Thèse n^o 2158, Université Paris-Sud, (1979).
- 38) J. Frölich et al., *Nucl. Phys.* **A415** (1984) 399.
- 39) D. Ashery et al., *Phys. Rev.* **C 23** (1981) 2173.
- 40) M. Thies, *Ecole d'Hiver des Houches, Nuclear Matter and Heavy Ion Collisions*, Fevrier 1989, à paraître.

- 41) D. Ashery et J. P. Schiffer, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **36** (1986) 253.
- 42) R. D. McKeown et al., *Phys. Rev. C* **24** (1981) 211.
- 43) R. D. McKeown et al., *Phys. Rev. Lett.* **44** (1980) 1033.
- 44) J. P. Schiffer, *Com. Nucl. Part. Phys.* **10** (1981) 243.
- 45) J. P. Schiffer, *Com. Nucl. Part. Phys.* **14** (1985) 15.
- 46) H. Yokota et al., *Phys. Rev. C* **40** (1989) 270.
- 47) W. J. Burger et al., *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 58.
- 48) K. A. Aniol et al., *Phys. Rev. C* **33** (1986) 1714.
- 49) A. Altman et al., *Phys. Rev. C* **34** (1986) 1757.
- 50) C. L. Morris and J. McGill, *Progress at LAMPF 1986*, page 211.
- 51) G. Backenstoss et al., *Phys. Lett.* **222B** (1989) 7.
G. Backenstoss et al., *Rapport Annuel SIN 1988*, page 33.
- 52) M. A. Franey and W. G. Love *Phys. Rev. C* **31** (1985) 488.
- 53) W. G. Love et al., *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 1401.
- 54) W. P. Alford et al., *Phys. Lett.* **179B** (1986) 20.
- 55) I. Bergqvist et al., *Nucl. Phys.* **A469** (1987) 648.
- 56) C. Ellegaard et al., *Phys. Rev. Lett.* **50** (1983) 1745.
- 57) J. P. Blaizot, *Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire* (1983) 363.
- 58) S. Galès, *Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire* (1983) 403.
- 59) S. Galès et N. V. Giai, *Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire* (1986) 138.
- 60) C. Gaarde et al., *Nucl. Phys.* **A369** (1981) 258.
- 61) G. F. Bertsch and H. Esbensen, *Rep. Prog. Phys.* **50** (1987) 607.
- 62) M. Ericson, A. Figureau and D. Thévenet, *Phys. Lett.* **45B** (1973) 19.
- 63) G. E. Brown and M. Rho, *Nucl. Phys.* **A372** (1981) 397.
- 64) M. C. Vetterli et al., *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 439.
- 65) M. C. Vetterli et al., *Triumf Annual Report Scientific Activities 1987*, page 37.
- 66) S. Yen et al., *Phys. Lett.* **B206** (1988) 597.
- 67) V. G. Ableev et al., *Sov. Phys. JETP. Lett.* **40** (1984) 763. and Preprint JINR E1-87-797.
- 68) V. N. Baturin et al., *Yad. Fiz.* **31** (1980) 396.
- 69) C. W. Bjork et al., *Phys. Lett.* **63B** (1976) 31.
- 70) G. Glass et al., *Phys. Rev.* **D15** (1977) 36.
- 71) B. E. Bonner et al., *Phys. Rev. Lett.* **41** (1978) 1200.
- 72) C. G. Cassapakis et al., *Phys. Lett.* **63B** (1976) 35.
- 73) P. J. Riley et al., *Phys. Lett.* **68B** (1977) 217.
- 74) B. E. Bonner et al., *Phys. Rev. C* **18** (1978) 1418.
- 75) N. S. P. King et al., *Phys. Lett.* **175B** (1986) 279.
- 76) R. G. Jeppesen et al., *Technical Progress Report, University of Colorado at Boulder, NPL 987* (1984) page 73.
M. Braustein et al., *Technical Progress Report, University of Colorado at Boulder,*

NPL 1044 (1988) page 97.

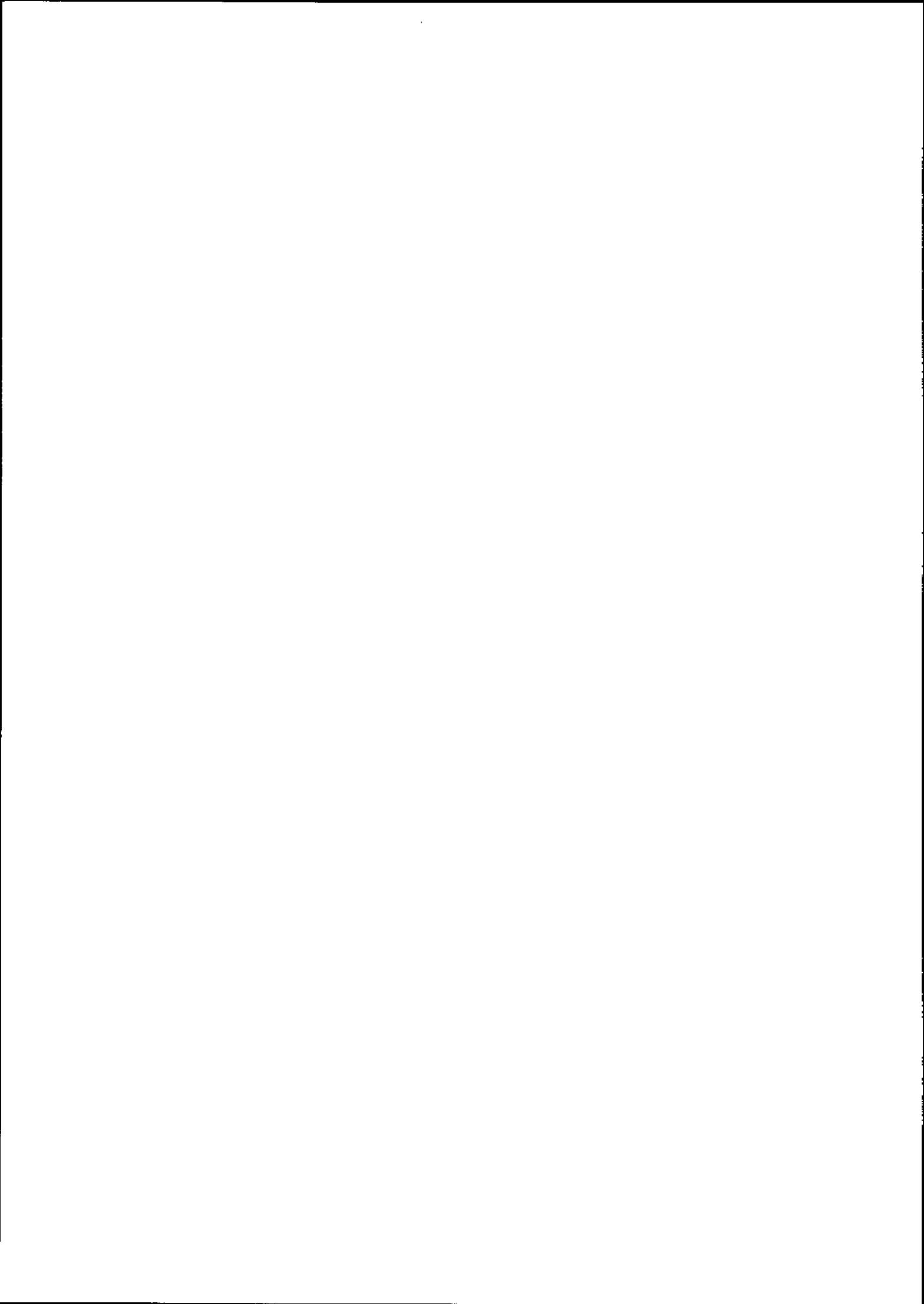
- 77) G. Bizard et al., Nucl. Phys. **B108** (1976) 189.
J. L. Laville, Thèse, Université de Caen (1976).
- 78) C. Ellegaard et al., Phys. Lett. **154B** (1985) 110.
- 79) D. Contardo et al., Phys. Lett. **168B** (1986) 331.
- 80) C. Ellegaard et al., Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 974.
C. Ellegaard et al., to be published.
T. S. Jørgensen, Cinquièmes Journées d'Etudes Saturne, Mai 1989, page 71.
- 81) D. Bachelier et al., Phys. Lett. **172B** (1986) 23.
M. Roy-Stéphan Nucl. Phys. **A488** (1988) 187c.
- 82) M. Soyeur, private communication.
- 83) V. Dmitriev, O. Sushkov and C. Gaarde, Nucl. Phys. **A459** (1986) 503.
- 84) G. Chanfray and M. Ericson, Phys. Lett. **141B** (1984) 163.
- 85) V. Dmitriev and T. Suzuki, Nucl. Phys. **A438** (1985) 697.
- 86) H. Esbensen and T. S. H. Lee, Phys. Rev. **C12** (1985) 1966.
- 87) J. Delorme et P. A. M. Guichon, 10^{ème} Session d'Etudes Biennale d'Aussois, Mars 1989, Rapport LYCEN 89-02, page C4.1.
J. Delorme and P. A. M. Guichon, Rapport DPhN/Saclay 2574 (1989). à paraître
P. A. M. Guichon et J. Delorme, Cinquièmes Journées d'Etudes Saturne, Mai 1989, page 52.
- 88) C. Guet, M. Soyeur, J. Bowlin and G. E. Brown, Nucl. Phys. **A494** (1989) 558.
- 89) V. Dmitriev, Phys. Lett. **226B** (1989) 219.
- 90) T. Udagawa, S. W. Hong and F. Osterfeld, Preprint Jülich (1989).
- 91) E. Oset, E. Shiino and H. Toki, Phys. Lett. **224B** (1989) 249.
- 92) A. B. Wicklund et al., Phys. Rev. **D 35** (1987) 2670.
- 93) C. L. Hollas et al., Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 29.
- 94) G. Glass et al., Phys. Lett. **129B** (1983) 27.
- 95) A. D. Hancock et al., Phys. Rev. **C 27** (1983) 2742.
- 96) F. Wellers, Compte-rendu des Cinquièmes Journées SATURNE, 16-20 Mai 1989, page 27.
- 97) S. Mundigl and W. Weise, Phys. Rev. **C 39** (1989) 710.
- 98) J. Arvieux et al., Nucl. Inst. Meth. **A273** (1988) 48.



PHYSIQUE NUCLEAIRE AVEC ETRANGETE

R. FRASCARIA

I.P.N. - 91406 ORSAY



PHYSIQUE NUCLEAIRE AVEC ETRANGETE

R. FRASCARIA

I.P.N. - 91406 ORSAY

Cours donné à l'Ecole JOLIOT-CURIE 1989
MAUBUISSON (France)



Le but de ce cours est de présenter une revue de base[†] de la physique nucléaire avec particule(s) étrange(s). Pour cela, nous ferons un bilan/perspectives des différents systèmes hadroniques avec contenu d'étrangeté qui ont été ou qui pourront être étudiés dans un proche futur. Etant à l'articulation entre le domaine élémentariste et celui de la physique nucléaire conventionnelle, nous privilégierons une présentation parallèle à cette dernière : présentation de l'interaction baryon-baryon comme généralisation de l'interaction nucleon-nucleon, présentation de la physique hypernucléaire avec ses différences et ses similitudes par rapport à la physique nucléaire traditionnelle. Ces thèmes seront au centre de ce cours. Nous commencerons cependant par quelques généralités sur la notion d'étrangeté, puis considérerons la production d'étrangeté sur le nucléon du point de vue élémentariste (constantes de couplage, résonances hyperoniques), mais avec l'intérêt du physicien nucléaire qui a besoin d'une bonne connaissance des interactions élémentaires pour aborder des problèmes plus complexes.

[†] La bibliographie de base utilisée est :

D.H. DAVIS and J. SACTON

High energy physics, Vol. II p. 365

Ed. Burhop, E.H.S., Academic press, N.Y. (1967)

B. POVH, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 5(1981)245

A. GAL, *Advances in Nucl. Phys.*, Eds. M. BARANGER and E. VOG,
Plenum Press, New York 8(1975)1

C.B. DOVER and G.E. WALKER

Phys. Rep. 89, 1(1982)1-177

Les références des différentes publications citées sont regroupées en fin de texte.

I - INTRODUCTION

L'étrangeté

Les nucléons, qui sont les constituants de la matière nucléaire conventionnelle, appartiennent à une famille plus large, les baryons, qui comprend les nucléons et les hypérons. Le nombre quantique d'étrangeté S différencie ces deux espèces ; $S = 0$ pour les nucléons, $-3 \leq S \leq -1$ pour les hypérons. Ce nombre quantique est conservé dans les interactions forte et électromagnétique, mais pas en interaction faible. Les principales propriétés des baryons étranges sont rappelées dans le tableau suivant :

S	Nom	$I(J^P)$	Masse(GeV)	Vie moyenne	Modes principaux (%)
- 1	Λ	$0(\frac{1}{2}^+)$	1.115	$2.63 \cdot 10^{-10}$	$p\pi^-$ (64), $n\pi^+$ (36)
	Σ^+	$1(\frac{1}{2}^+)$	1.189	$0.8 \cdot 10^{-10}$	$p\pi^+$ (52), $n\pi^+$ (48)
	Σ^-	$1(\frac{1}{2}^+)$	1.197	$1.48 \cdot 10^{-10}$	$n\pi^-$ (100)
	Σ^0	$1(\frac{1}{2}^+)$	1.193	$7.4 \cdot 10^{-20}$	$\Lambda\gamma$ (100)
- 2	Ξ^0	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$	1.315	$2.9 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda\pi^+$ (100)
	Ξ^-	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$	1.321	$1.64 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda\pi^-$ (100)
- 3	Ω^-	$0(\frac{3}{2}^+)$	1.672	$0.82 \cdot 10^{-10}$	ΛK^- (68), $\Xi^0 \pi^-$ (24) $\Xi^- \pi^+$ (8)

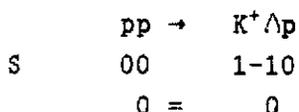
TABLEAU I - PRINCIPAUX BARYONS ETRANGES

On constate que la durée de vie des hypérons, exceptée celle du Σ^0 , est de l'ordre de 10^{-10} s, caractéristique de l'interaction faible. Ces temps de vie sont longs vis-à-vis des temps caractéristiques de l'interaction forte (10^{-21} s) et c'est pour cela que l'on étend naturellement le champ d'investigation de la physique nucléaire à celui des baryons en interaction. On parle alors d'hyper-systèmes (ou même

super-systèmes si l'on adjoint le baryon non étrange charmé Λ_c).

Les mésons sont aussi caractérisés par le nombre quantique d'étrangeté S dont la valeur absolue est 0 ou 1. Ils peuvent être d'étrangeté $S = + 1$ comme le K^+ ou $S = - 1$ comme le K^- ($K^- = \bar{K}^+$), ou d'étrangeté nulle comme les mésons légers π ou η .

Les premières productions de particules étranges ont été réalisées grâce à des faisceaux de protons par réactions dites de production "associée" comme :



Les faisceaux de pions ont permis de réaliser d'autres productions associées comme :

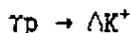


Les productions de mesons K en quantité importante (comme au CERN ou à BNL) ont permis de les regrouper en faisceau et de réaliser des réactions "d'échange" d'étrangeté comme :



Toutes ces réactions élémentaires ont été utilisées comme processus pour les études de l'interaction hadron-hadron ou de la production d'hypernoyaux.

A côté de ces productions hadroniques, d'autres voies sont possibles. La photoproduction comme :



ou l'électroproduction $ep \rightarrow e' \Lambda K^+$ ont été peu étudiées, à cause des faibles sections efficaces de production et les faibles intensités de faisceau disponibles jusqu'alors, mais constituent un sujet prometteur avec la nouvelle génération d'accélérateur d'électrons comme CEBAF.

Les productions d'hyperons par l'intermédiaire d'ions lourds relativistes ont été jusqu'ici réalisées dans le cadre d'études sur les

mécanismes de production ("Fire ball model" par exemple), mais une tendance se développe d'utiliser ces réactions pour tenter de produire des hypersystèmes fondamentaux, comme le H, sur lesquels nous reviendrons plus loin.

La notion d'étrangeté peut être abordée d'un point de vue plus élémentariste, en s'intéressant à la constitution interne des baryons. Les hyperons contiennent explicitement de 1 à 3 quarks étranges. Nous n'aborderons pas ici les modèles des baryons comme cluster de quarks. (Nous renvoyons pour cela les lecteurs à une revue donnée par BLAIZOT (BLA 87)). Rappelons cependant que les nucléons et les baryons étranges sont décrits comme un système de 3 quarks u, d et s, chaque quark pouvant porter 1 couleur parmi 3. Ceci conduit à une classification qui regroupe les baryons en 1 octet et 1 décuplet, l'octet de spin $\frac{1}{2}$ comprend N, Σ , Ξ et Λ , le décuplet de spin $\frac{3}{2}$ Δ , Σ^* , Ξ^* , et Ω .

Les modèles de quarks constituants reproduisent assez bien les états fondamentaux des baryons, même dans leur forme la plus simple, c'est à dire lorsque les degrés de liberté des quarks sont traités en cinématique non relativiste avec des potentiels interquarks à un gluon échangé et un terme potentiel à 2 corps pour rendre compte du confinement.

Le tableau II suivant montre la comparaison entre les résultats d'un tel modèle et les masses expérimentales [YAZ 88], ainsi que les moments magnétiques pour l'octet des baryons. Les masses des quarks ont été ajustées pour reproduire les moments magnétiques du proton et du lambda et valent $m_u = m_d = 330$ MeV, $m_s = 510$ MeV. Le spectre d'excitation des baryons est aussi décrit avec succès, sans faire intervenir une interaction spin-orbite entre quarks, l'exception étant la paire $\Lambda(1405)(\frac{1}{2}^-)$ et $\Lambda(1520)(\frac{3}{2}^-)$ dont la prévision théorique conduit à une seule masse dégénérée de 1490 MeV. Le *splitting* peut être introduit par le couplage de ces deux Λ aux voies méson-baryon $\pi\Sigma$ et $\bar{K}N$. Une approche phénoménologique [YAZ 88] découple alors les masses des 2 Λ dans la bonne direction avec le bon ordre de grandeur. Il n'existe malheureusement pas de modèles potentiels non relativistes valables qui décrivent les baryons en termes de quarks et mésons.

Baryon	Masse (MeV)		Moment magnétique	
	exp.	th.	exp.	th.
P	938.3	940	2.79	2.79
n	939.6		- 1.91	- 1.86
Λ	1115.6	1110	- 0.61	- 0.61
Σ^+	1189.4		2.38	2.68
Σ^0	1192.5	1190	1.62	1.59 $ \mu_{\Sigma\Lambda} $
Σ^-	1197.3		- 1.14	- 1.03
Ξ^0	1315		- 1.25	- 1.42
Ξ^-	1321	1325	- 0.69	- 0.50

TABLEAU II - MASSES ET MOMENTS MAGNETIQUES DE L'OCTET DES BARYONS (YAZ 88)

Ce contenu d'étrangeté faisant intervenir la structure interne des baryons n'a d'intérêt pour le physicien nucléaire que s'il est capable de mettre en évidence des "effets de quarks" dans le comportement des systèmes nucléaires qu'il étudie. La physique nucléaire avec contenu explicite d'étrangeté est potentiellement à même de répondre à cette problématique des courtes distances, à savoir s'il existe un déconfinement partiel au coeur de la matière nucléaire. Le bilan actuel des expériences effectuées et leur analyse ne permet pas de révéler incontestablement de tels effets de quarks. Il n'empêche que cette problématique est la question majeure de la physique nucléaire aux énergies intermédiaires et que cet aspect apparaîtra tout au long de ce cours, au moins au niveau des perspectives des laboratoires impliqués dans cette physique hypernucléaire.

II - AMPLITUDES ELEMENTAIRES - PROPRIETES STATIQUES DES HYPERONS -
CONSTANTES DE COUPLAGE

Les processus élémentaires que nous discutons ici sont $p(\gamma, K^+) \Lambda^0$ et les réactions de production hadroniques $n(K^-, \pi^-) \Lambda^0$ et $n(\pi^+, K^+) \Lambda^0$ ainsi que les processus analogues conduisant à la production de Σ^0 au lieu de Λ^0 . Pour chaque cas, la conservation de l'étrangeté étant imposée et puisque les hyperons produits Λ^0 et Σ^0 ont l'étrangeté $S = -1$, nous avons des transitions $K \rightarrow \pi$, $\pi \rightarrow K$ ou $\gamma \rightarrow K$ de type $\Delta S = +1$. L'étude de ces réactions permet d'atteindre simultanément les amplitudes de transition et les constantes de couplage telles que $g_{K \Lambda N}$ ou $g_{K \Sigma N}$. Actuellement, il existe de très grandes différences entre les valeurs des constantes de couplage KYN déterminées soit à partir des interactions hadroniques, soit à partir des expériences de photoproduction. L'origine de ce désaccord est multiple : du côté de l'hadroproduction et à cause de la nature même de l'interaction forte entre particules dans la voie d'entrée et la voie de sortie l'extraction d'informations quantitatives est très modèle dépendant ; du côté de la photoproduction ce sont surtout les données expérimentales qui ne sont pas suffisamment précises ou complètes pour contraindre les paramètres. Le tableau III présente les différentes valeurs de $g_{K \Lambda N} / \sqrt{4\pi}$ obtenues par différents auteurs après analyses des données soit en photon, soit en hadron production.

Valeurs de $g_{K \Lambda N} / \sqrt{4\pi}$ obtenue par différents auteurs

ANALYSE DES DONNEES DE PHOTOPRODUCTION	$\frac{g_{K \Lambda N}}{\sqrt{4\pi}}$	AUTEURS
KUO "63"	2	[KUO 63]
THOM "66"	2.49	[THOM 66]
RENARD "71"	1.1 à 2.8	[REN 71]
PICKERING "73"	2.8 à 3.4	[PIC 73]
ADELSECK, BENNHOLD et WRIGHT "85"	1.29	[ADE 85]
ROSENTHAL "88"	0.29	[ROS 88]
ADELSECK et WRIGHT "88"	4.3	[ADE 88]
ADELSECK et SAGHAI "89"	2.4 à 4.3	[ADE 89]
ANALYSE DES DONNEES DE HADROPRODUCTION		
GRANOVSKII et STARIKOV "68"	2.43	[GRA 68]
DOVER et WALKER "83"	4.62	[DOV 83]
KNUDSEN et PIETARNINEN "73"	3.5 ± 2.5	[KNV 73]
DUMBRAJS "83"	1.73	[DUM 83]
BOZOIAN et al. "83"	4.13	[BOZ 83]

TABLEAU III

En fait, la symétrie SU(3) relie les différentes constantes de couplage KYN [SWA 63] à la constante πNN bien connue ($g_{\pi NN}^2 = 13.9 \pm 0.39$). En symétrie SU(6) GURSEY (GUR 64) obtient les relations suivantes :

$$\frac{g_{K\Lambda N}^2}{4\pi} = 15, \quad \frac{g_{K\Sigma N}^2}{4\pi} = 0.6 \text{ et donc}$$

$$\left| \frac{g_{K\Lambda N}}{g_{K\Sigma N}} \right| = 5.$$

L'utilisation des mesures de sections efficaces totales de diffusion $K^\pm N$ effectuées sur un large domaine d'énergie conjointement avec des relations de dispersion, permet de prédire les constantes de couplage $g_{K\Lambda N}^2$ et $g_{K\Sigma N}^2$, ainsi que les parties réelles des amplitudes $K^\pm N$ à l'avant. La difficulté essentielle de ces analyses est l'incertitude que l'on introduit dans le calcul due à l'extrapolation des amplitudes $\bar{K}N$ sous le seuil, dans la région non physique. La constante de couplage $g_{\Sigma KN}$ est donnée par les analyses des données K^+p et K^+n alors que $g_{\Lambda KN}$ est obtenu à partir des seules données K^+p .

Bien que les valeurs obtenues pour $g_{\Lambda KP}$ (voir tableau III) et $g_{\Sigma KP}$ soient assez disparates selon les analyses, il y a cependant un accord général pour conclure que $g_{N\Sigma P}$ est petit devant $g_{N\Lambda P}$ avec la relation [DUM 83].

$$G_y^2/4\pi = G_{N\Lambda K}^2/4\pi + 0.84 G_{N\Sigma K}^2/4\pi$$

Martin [MAR 81] obtient par exemple :

$$[16.7 \pm 2.8] = [13.9 \pm 2.6] + 0.84 [3.3 \pm 1.1]$$

L'insuffisance des données expérimentales en photoproduction est particulièrement bien mise en évidence dans le travail récent effectué par ADELSECK et SAGHAI [ADE 89]. L'analyse des données existantes, comprenant

les sections efficaces différentielles entre 1-4 GeV, ainsi que les mesures d'asymétrie de la polarisation des Λ dans un modèle de diagrammes de Feynman incluant plusieurs résonances baryoniques échangées, privilégie des valeurs pour $g_{K\Lambda N}$ et $g_{K\Sigma N}$ différentes de celles prédites en symétrie SU(6) : l'analyse en χ^2 conduit à un χ^2 minimal lorsque $g_{K\Lambda N}^2 / 4\pi = 18.49$ et $g_{K\Sigma N}^2 / 4\pi = 5.15$, soit $|g_{K\Lambda N} / g_{K\Sigma N}| = 1.89$.

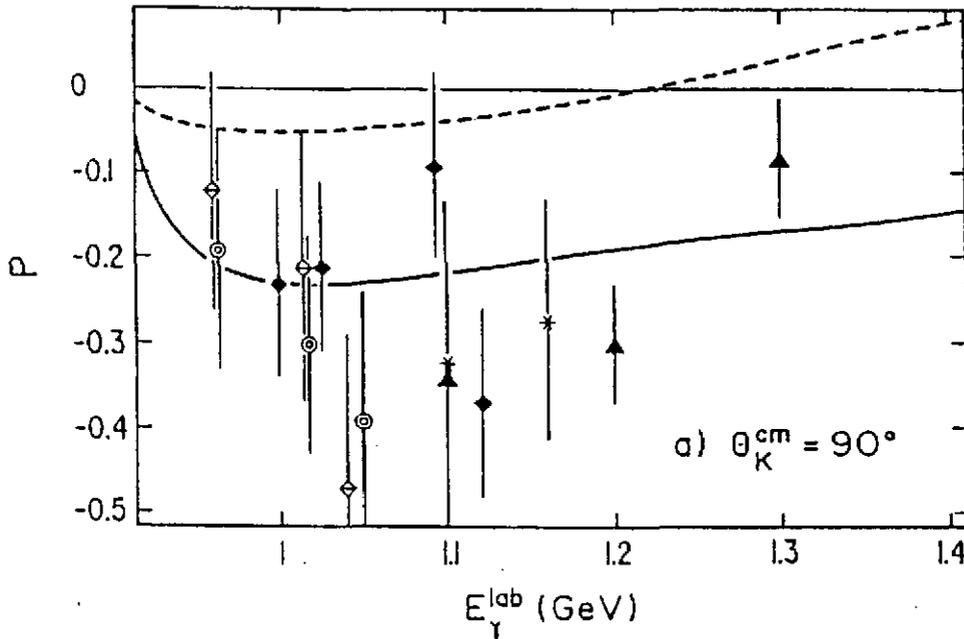


Fig. 1 - Polarisation P dans $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ (Réf. ADE 89)

La figure 1 montre le résultat théorique obtenu en asymétrie pour la polarisation du Λ . Les deux courbes correspondent à deux modèles conduisant au même χ^2 de l'analyse de l'ensemble de données sélectionnées en photoproduction de kaons. Le résultat montre clairement la sensibilité des données de polarisation aux valeurs des différentes constantes de couplage nucléoniques ou hyperoniques utilisées, et que même avec des données de mauvaise qualité un choix entre deux jeux de valeurs peut être fait. La mauvaise qualité des données expérimentales ne produit pas de contraintes suffisantes sur les paramètres libres du modèle. La sensibilité des mesures de polarisation à la détermination des constantes de couplage apparaît clairement sur la variable de double polarisation C_x : ADELSECK et SAGHAI font varier de $\pm 10\%$ autour de la valeur trouvée précédemment : on peut voir l'effet de cette variation sur la figure 2 où l'observable de double

polarisation C_x (faisceau- Λ de recul) est représentée à $E_Y^{lab} = 1.2$ GeV en fonction de l'angle d'émission du kaon. En photoproduction de particules pseudoscalaires on peut construire 16 observables distinctes qui ne sont pas indépendantes : on n'a en fait, à une énergie donnée, besoin que de 7 mesures indépendantes. Il est clair que la détermination expérimentale des constantes de couplage $g_{K\Lambda N}$ et $g_{K\Sigma N}$ passe par les mesures précises des observables de spin dans les futures expériences de photoproduction d'étrangeté auprès des nouveaux accélérateurs d'électrons (CEBAF...).

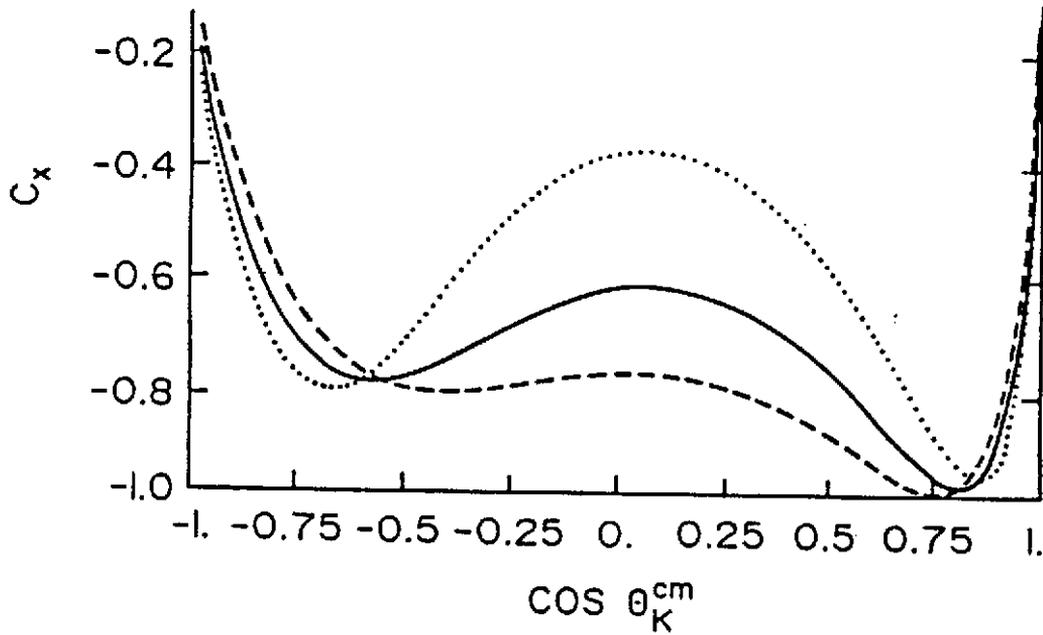


Fig. 2 - Calcul de C_x (ADE 89).

III - INTERACTION HYPERON-NUCLEON

III.1 Diffusion hyperon-nucléon à basse énergie

A partir de l'idée originale de Yukawa que la force entre nucléons est réalisée par l'échange de mésons, un pari a été tenté par les théoriciens de déduire les propriétés des systèmes à N baryons, à partir de certaines hypothèses concernant les couplages des baryons aux mésons. L'importance de la qualité et de la complétude des données expérimentales nucléon-nucléon a été déterminante dans l'avancée de nos connaissances sur ce sujet. Pour décrire la partie à longue portée du potentiel nucléon-nucléon, il est bien établi que le potentiel d'échange d'un pion (OPEP) joue le rôle le plus important. Des différences apparaissent entre les potentiels pour traiter les parties à moyenne et à courte portée de l'interaction : pour les potentiels microscopiques, comme le potentiel de Paris (VIN 82), ce sont l'échange des mésons $\sigma(2\pi)$ et ρ qui traduisent la partie à moyenne portée, le ω étant responsable en partie de la répulsion à courte portée. A courte distance une difficulté apparaît : le nucléon a une taille finie et une structure interne. L'effet de taille finie du nucléon est prise en compte phénoménologiquement par l'introduction d'un facteur de forme ad-hoc au vertex méson nucléon.

La généralisation de ces études au système baryon-baryon permet d'affiner ces théories potentielles qui décrivent l'interaction forte entre deux baryons. En effet, différents bosons échangés contribuent selon le type des baryons en présence : bosons d'isospin 0 et 1 pour $NN \rightarrow NN$, d'isospin 0 et $\frac{1}{2}$ pour $\Lambda N \rightarrow \Lambda N$, d'isospin 0, $\frac{1}{2}$ et 1 pour $\Sigma N \rightarrow \Sigma N$, d'isospin $\frac{1}{2}$ et 1 pour $\Lambda N \rightarrow \Sigma N$. La diffusion élastique $\Lambda N \rightarrow \Lambda N$, où l'on ne peut échanger ni π ni ρ , est différente de $NN \rightarrow NN$, et fait jouer un rôle plus important à la partie à portée plus courte de l'interaction avec une dépendance en spin plus faible. L'absence de ρ échangé modifie fortement la partie spin orbite du potentiel, quand on passe de NN à ΛN .

Les données expérimentales hyperon-nucléon sont rares et quelque peu disparates. Si l'on prend la diffusion Λp , la plus étudiée les données proviennent uniquement de deux expériences en chambre à bulles des années 60 (SEC 64, ALE 68). Les Λ sont produits dans la chambre et reconnus par leur voie de décroissance $p\pi^-$, ce qui limite la gamme utile de quantité de mouvement entre 120 et 320 MeV/c pour des Λ produits avec des K^- à l'arrêt, et de 300 à 1500 MeV/c avec des K^- en vol. Les données mondiales obtenues en sections efficaces totales σ_T à ce jour sont présentées sur la

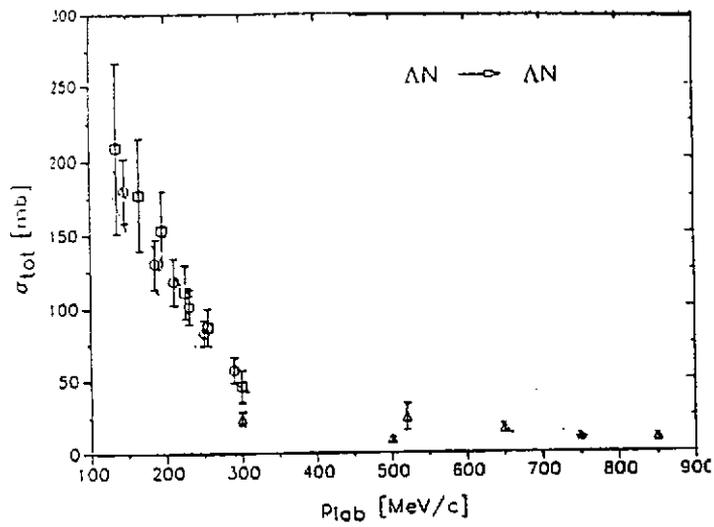


Fig. 3 : Données mondiales des sections efficaces totales hypéron-nucléon à impulsion laboratoire inférieure à 1 GeV/c.

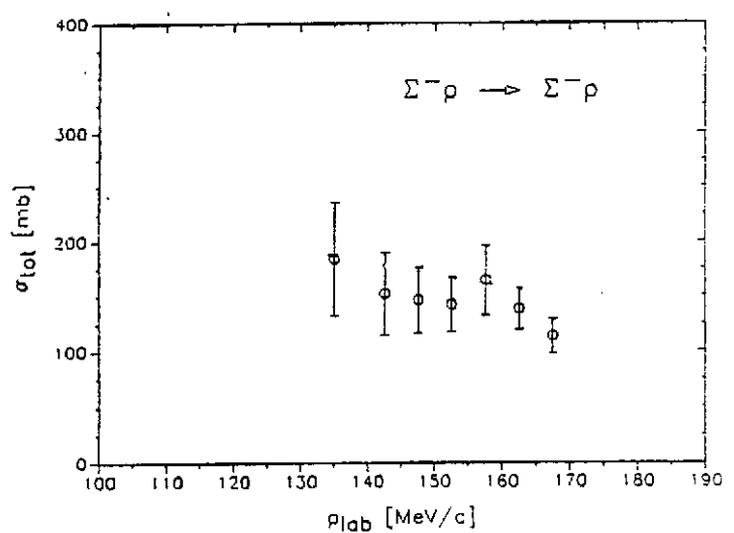
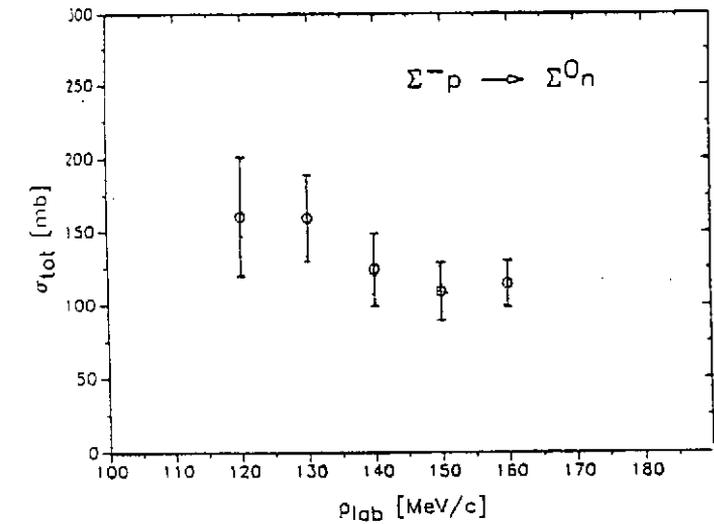
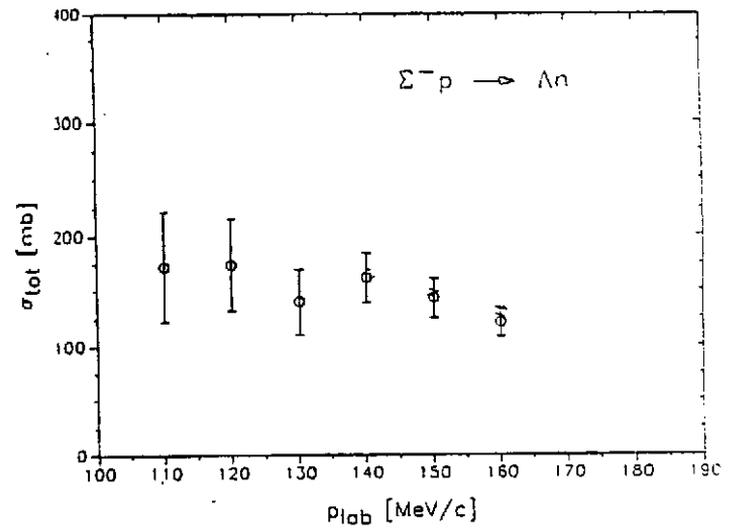
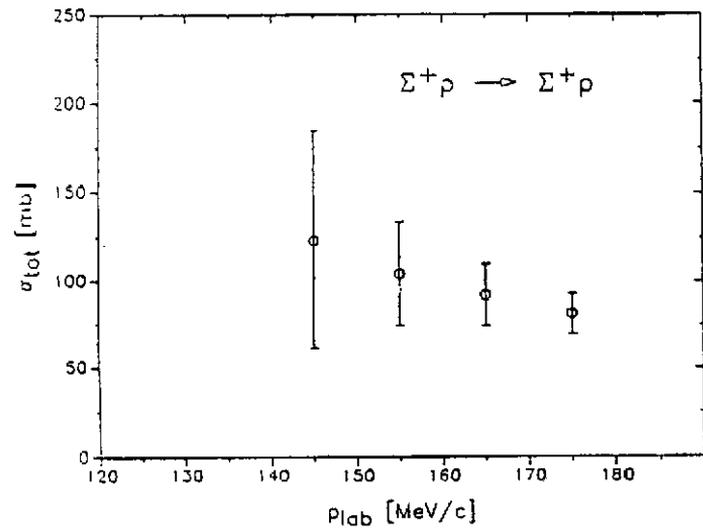
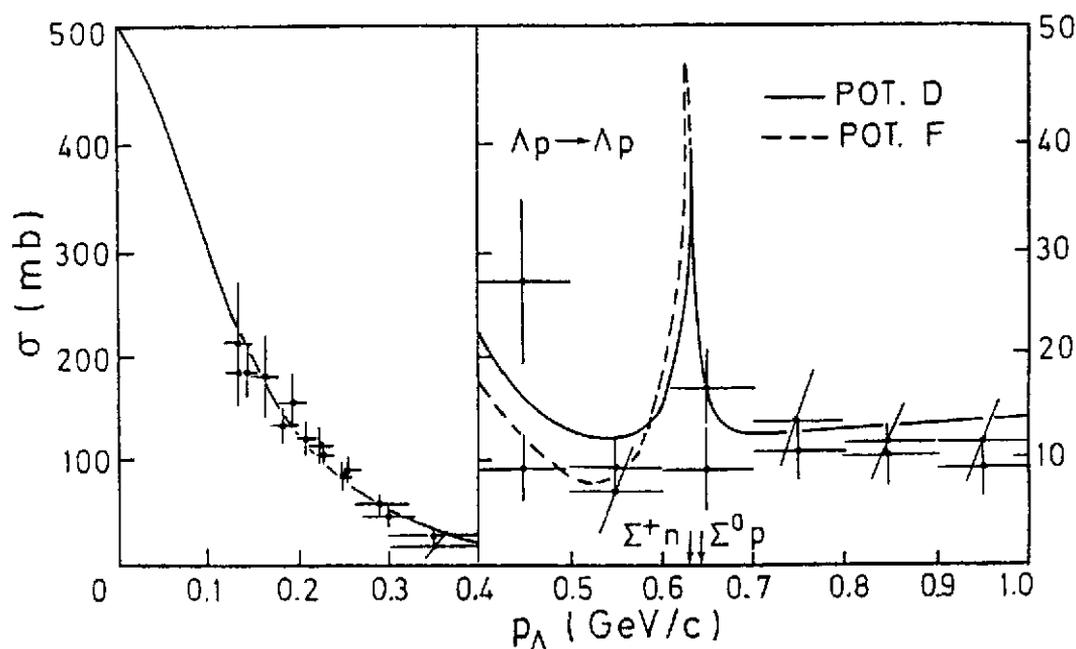


Fig. 3 pour $\Lambda p \rightarrow \Lambda p$, $\Sigma p \rightarrow \Lambda n$, $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$, $\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^- n$, $\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^- p$ et $\Sigma^+ p \rightarrow \Sigma^+ p$. Quelques données plus rares existent pour les distributions angulaires pour $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ et $\Sigma^+ p \rightarrow \Sigma^+ p$ à $p_{lab} = 160$ MeV/c et 170 MeV/c respectivement. Des informations complémentaires sont obtenues en réaction $K^- d \rightarrow \pi^+ X$ ou $\pi^+ d \rightarrow K^- X$ (PIG 85), en réaction $pp \rightarrow K^+ X$ (FRA 89) où $X = YN$ dans l'état final, et dans les productions d'hypernoyaux légers et de leurs états excités (BED 79).

Le groupe de l'Université de NIMEGUE (NAG 77, NAG 79) a effectué dans le formalisme à un boson échangé (OBEP) un travail très complet sur l'interaction YN, en s'appuyant sur le système NN beaucoup mieux étudié expérimentalement. L'interaction NN est formulée de telle sorte qu'elle se généralise naturellement au système YN grâce à la symétrie SU(3) supposée coupler les baryons aux bosons. En pratique, la symétrie est rompue cinématiquement, c'est à dire que ces auteurs introduisent les masses observées des baryons et mésons. Les constantes de couplage sont supposées respecter la symétrie SU(3). Cette généralisation ne conduit pas à une solution unique de l'interaction. [Potentiels D et F]. La différence principale entre les solutions D et F provient du traitement de l'échange de mésons scalaires : dans D un seul méson scalaire est échangé, alors que dans F est utilisé un nonet de mésons scalaires complet. Bien que les données expérimentales concernant les systèmes YN soient peu précises et peu nombreuses, cette approche théorique permet une comparaison instructive. En ce qui concerne le système ΣN , on retrouve le comportement général des observables de diffusion élastique. La diffusion $\Sigma^+ p$ qui est pure isospin $\frac{3}{2}$ a une très petite section efficace. Dans la voie d'isospin $\frac{1}{2}$ la diffusion $\Sigma^- p$ est caractérisée par un fort potentiel attractif qui peut expliquer les effets observés dans les canaux Σp et Λp au seuil ΣN , pour lesquels nous consacrerons le paragraphe qui suit. Pour le système Λp la diffusion à basse énergie $\Lambda p \rightarrow \Lambda p$ est très bien rendue, ce qui comme le montre la Fig. 4 n'est pas chose difficile jusqu'à l'ouverture du seuil ΣN pour lequel le modèle fait apparaître un pic très marqué quelque soit le potentiel D ou F. Nous reviendrons sur cet effet ultérieurement.

Un travail similaire récent a été effectué par une collaboration BONN-JULICH (HOL 89) dont le point de départ est le potentiel N-N de BONN (MAC 87). Celui-ci contient des processus d'échange à 1 et 2 pions avec formation de Δ dans des états intermédiaires. Des diagrammes $\pi-p$ sont aussi ajoutés. L'ensemble de ces contributions remplacent pour une large part le méson σ qui était arbitrairement rentré ($\sigma = 550$ MeV) dans les potentiels



- Fig. 4 -

OBEP antérieurs. La partie à courte distance de l'interaction est simulée, comme on l'a dit, par des paramètres de "cut-off" Λ aux vertex méson-baryons.

La généralisation au système B-B s'obtient par l'adjonction de processus d'ordre supérieur en π et ρ échangés mais aussi K , K^* avec formation de N , Δ , Λ et Σ dans les états intermédiaires. Les constantes de couplage et les paramètres de coupure qui ont été trouvés par l'analyse des données NN ne sont pas changés ; les constantes de couplage et les vertex impliquant des particules étranges sont reliés à NN et $N\Delta$ par la symétrie SU(6). Les seuls paramètres libres sont les paramètres de coupures aux vertex étranges. Les résultats de ces calculs sont montrés en comparaison des sections efficaces totales lambda-nucléon de basse énergie sur la Fig. 5. Les 2 courbes correspondent à 2 potentiels A et B : pour A seuls les graphes à 1 méson échangé sont pris en compte, pour B tous les graphes sont pris en compte impliquant un baryon d'isospin $\frac{3}{2}$ dans l'état intermédiaire. Un bon accord général est obtenu avec une différence importante dans le canal $\Lambda N \rightarrow \Lambda N$ où pour le potentiel A une résonance est trouvée vers 300 MeV/c dans l'état 1S_0 alors que pour B, 2 résonances sont trouvées l'une dans l'état 1S_0 à 520 MeV/c, l'autre dans l'état 3S_1 juste sous le seuil ΣN .

La comparaison entre les longueurs de diffusion en onde S obtenues pour les systèmes Λp et $\Sigma^+ p$ avec les potentiels D et F de Nimègue et A et B de Bonn est montrée dans le tableau IV en regard de celles mesurées.

TABLEAU IV - LONGUEURS DE DIFFUSION POUR Δp ET $\Sigma^+ p$

	Δp				$\Sigma^+ p$			
	$a_s(fm)$	$r_s(fm)$	$a_t(fm)$	$r_t(fm)$	$a_s(fm)$	$r_s(fm)$	$a_t(fm)$	$r_t(fm)$
A	-1.60	1.33	-1.60	3.15	-2.28	5.15	-0.78	1.00
B	-0.57	7.65	-1.94	2.42	-1.10	10.11	-0.90	-1.14
D (NAG 77)	-1.90	3.72	-1.96	3.24	-4.61	3.69	0.32	-6.01
F (NAG 79)	-2.29	3.17	-1.88	3.36	-3.84	4.03	0.62	-1.91
exp. (ALE 68)	-1.80	2.80	-1.60	3.30				
exp. (SEC 68)	-2.00	5.00	-2.20	3.50				

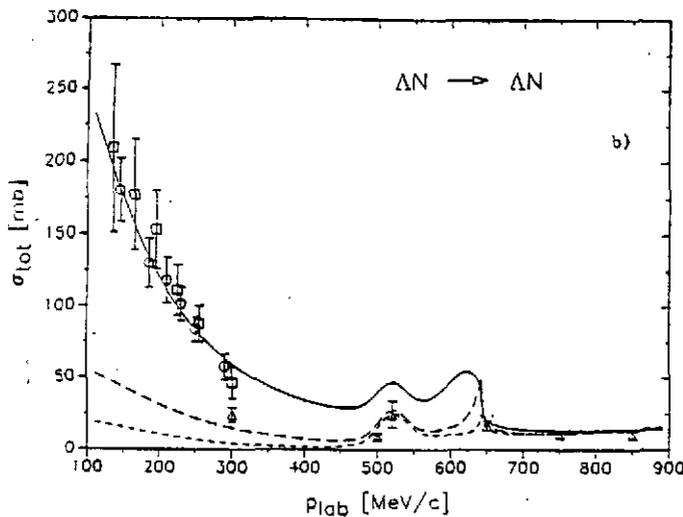
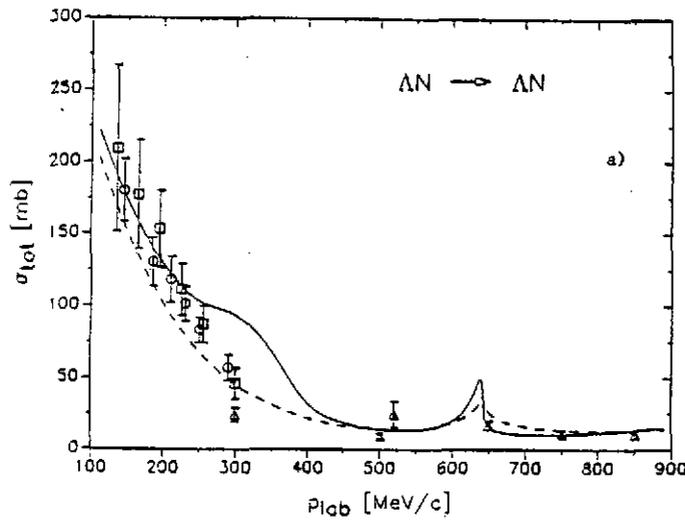


Fig. 5 - Calcul de la diffusion élastique $\Delta N \rightarrow \Delta N$ (HOL 89) (courbe en trait plein)
 3a) Potentiel A - 3b) Potentiel B. Les courbes en tiretés correspondent à la suppression du couplage direct de la voie $\Sigma N \rightarrow \Sigma N$ dans ce calcul.

Rappelons qu'à basse énergie :

$$\sigma_T = \pi \left\{ 3 \left[\left[\left(-\frac{1}{a_t} \right) + \frac{1}{2r_t k^2} \right]^2 + k^2 \right]^{-1} + \left[\left[\left(-\frac{1}{a_s} \right) + \frac{1}{2r_s k^2} \right]^2 + k^2 \right]^{-1} \right\}$$

Les principaux résultats de ces études sont :

- l'interaction spin orbite LS est faible pour ΛN , plus forte pour ΣN , mais n'atteint pas la valeur de NN
- la force tenseur due à l'échange du π et du ρ dans les canaux NN, ΣN , $\Lambda N \rightarrow \Sigma P$ est provoquée par l'échange des mésons KK^* .

Le manque de données, et en particulier de mesures de polarisation ne permet pas de trancher entre les différentes solutions. Des mesures de C_{nn} dans le système ΛN sont sensibles aux solutions trouvées (A et B) pour le potentiel de BONN-JULICH (HOL 89).

A côté des théories qui décrivent l'interaction forte en termes de potentiels d'échanges de bosons, des modèles effectifs inspirés par la chromodynamique quantique et décrivant avec succès la structure des hadrons sont utilisés actuellement pour décrire l'interaction forte dans ses parties à moyenne et à courte portée.

Un exemple est donné par le modèle de quarks non relativiste de Faessler et Straub (FAS 87) dans lequel l'interaction hyperon-nucléon est décrite à courte portée par l'échange de quarks et de gluons. Le résultat de ce calcul est montré pour l'état 1S_0 sur la Fig. 6, où les déphasages sont présentés en fonction de l'énergie totale dans le c-m. La courbe en tireté-double points est la contribution du terme d'échange quarks-gluon : elle est répulsive. La courbe en trait plein est le résultat global.

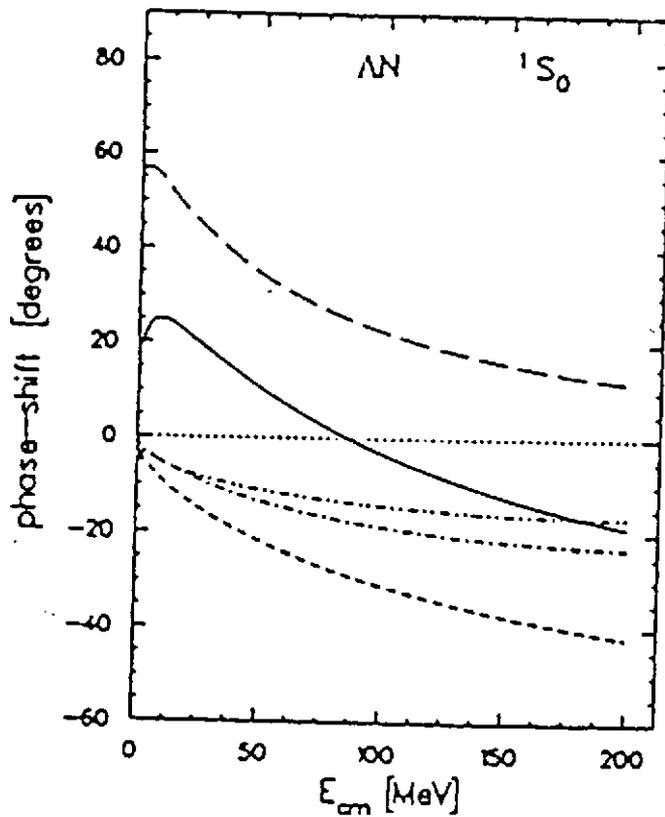


Fig. 6 - Calcul du déphasage 1S_0 dans la diffusion ΛN tiré de la référence (FAS 87). La courbe en trait plein est le potentiel complet (1 gluon échangé (OGE) + pseudoscalaire et σ mésons échangés). La courbe en tiret-double points est la contribution OGE

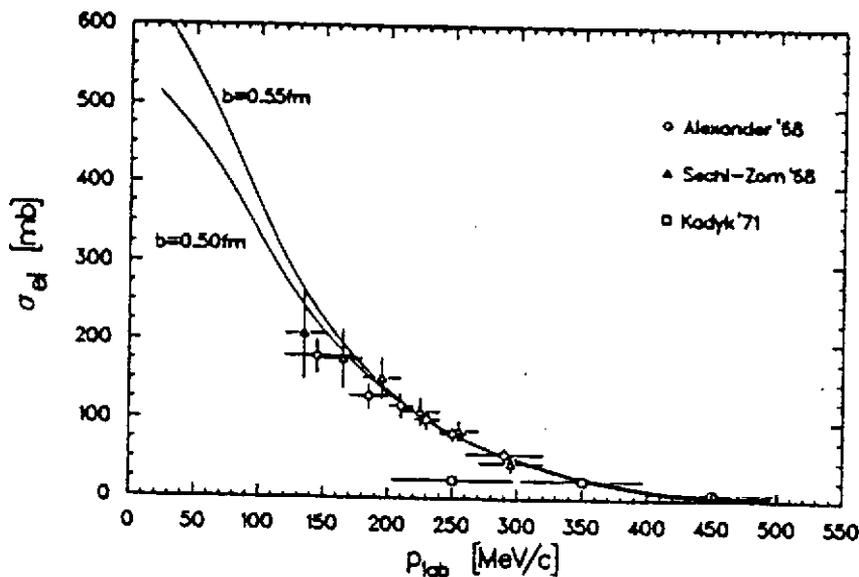


Fig. 7 - Calcul de la référence (FAS 87) en comparaison des données expérimentales de diffusion élastique $p_p \rightarrow p_p$.

La diffusion élastique Λp peut être reproduite (Fig. 7) en ajustant le rayon du proton en quarks ($b \sim 0.5$ fm) et la constante de couplage au méson σ ($g_p/4\pi \approx 3.8$). Sans changer ces paramètres, toutes les autres données Y-N peuvent être convenablement reproduites en ce qui concerne essentiellement les formes des sections efficaces totales. Il serait intéressant de savoir ce que de tels calculs prédisent à plus haute impulsion et en particulier pour les observables de spin.

Avant d'aborder le problème du H, un état dibaryonique lié possible d'étrangeté $S = -2$, terminons ce chapitre sur le comportement anormal de la diffusion élastique Λp à la traversée du seuil ΣN . On a vu que cette diffusion était dominée par l'onde S. On sait que au franchissement d'un seuil correspondant à l'ouverture d'un nouveau canal, une discontinuité apparaît dans les amplitudes, dont l'importance dépend de l'intensité du couplage entre les voies. Dans le cas Y-N, le couplage entre les amplitudes $\Lambda N \rightarrow \Lambda N$ et $\Sigma N \rightarrow \Sigma N$ est fort, et le phénomène de conversion $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$ entraîne un pic marqué à la valeur $p_\Lambda = 600$ MeV/c. Cet effet n'a pas été observé en diffusion $\Lambda p \rightarrow \Lambda p$ par manque de données dans cette région, mais le calcul le prédit (voir courbe potentielle A de Bonn, par exemple Fig. 5). Mais il a été observé dans de nombreuses réactions : $d(K^-, \pi)\Lambda p$, $d(\pi, K)$, ainsi que $p(p, K^+)X$ (FRA, SIE 89). Dans ce cas, le pic est renforcé par la variation rapide d'une onde partielle pouvant atteindre 90° au seuil (pot F de Nimègue et B de Bonn).

Un calcul simple en onde S montre ce renforcement du "cusp". La section efficace totale élastique $\Lambda p \rightarrow \Lambda p$ s'écrit alors :

$$\sigma_{\Lambda p \rightarrow \Lambda p} = \frac{4\pi}{K^2} (1 - ak) \sin^2 \alpha \text{ pour une énergie } E > E_t, \text{ où } E_t \text{ est}$$

l'énergie du seuil, et :

$$\sigma_{\Lambda p \rightarrow \Lambda p} = \frac{4\pi}{K^2} \{ \sin^2 \alpha - a \chi e^{-2\chi x} \sin \alpha \cos \alpha \} \text{ pour } E < E_t$$

avec $\chi = (E_t - E) / 2 \mu_\Sigma$ et $a = K^2 \sigma_{\Lambda p \rightarrow \Sigma p} / 2 \pi k$.

La Fig. 8 montre $\sigma_{\Lambda p \rightarrow \Lambda p}$ en fonction de la quantité de mouvement du Λ dans le laboratoire pour différentes valeurs du déphasage en onde S constant α : le point de rebroussement au seuil apparaît clairement quelque soit α . La courbe en tireté correspond au déphasage en onde S obtenu dans la solution D du potentiel de NIMEGUE (NAG 77) qui croît régulièrement en

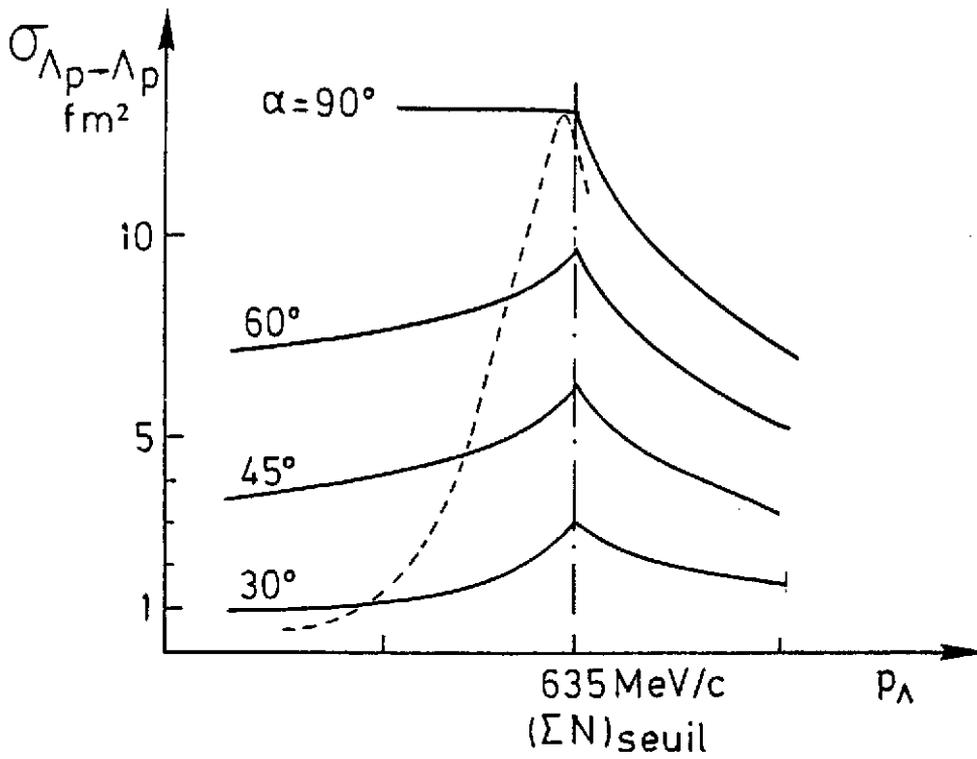


Fig. 8 - Effet de seuil pour l'onde S.

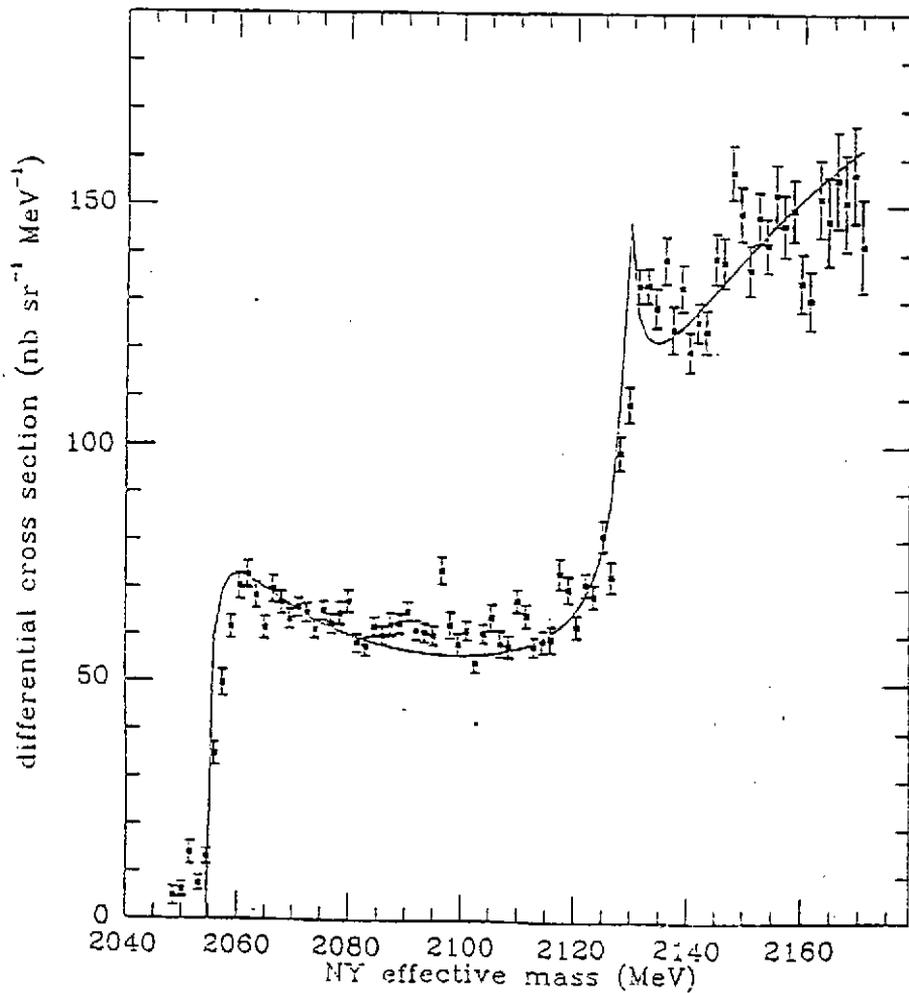
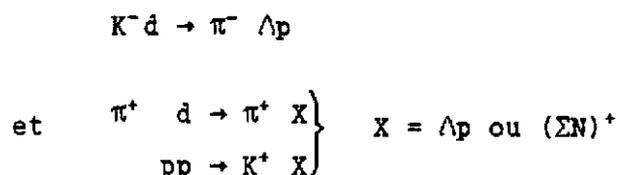


Fig. 9 - Spectre de masse manquante dans la réaction $pp \rightarrow K^+ X$ (Réf. FRA, SIE 89).
Calcul de A. Deloff (DEL 89).

s'approchant du seuil pour atteindre 70' au seuil : on voit l'effet d'amplification du phénomène de cusp dû à la variation rapide de l'amplitude au voisinage du seuil.

L'analyse des réactions :



permet *via* l'interaction dans l'état final des deux baryons de remédier au manque de données expérimentales $\Lambda p \rightarrow \Lambda p$ au voisinage du seuil $(\Sigma N)^+$ et d'étudier le comportement de l'amplitude de diffusion à basse énergie.

L'étude simultanée par Deloff (DEL 89) des réactions $K^- d \rightarrow \Lambda N \pi$ et $pp \rightarrow K^+ X$ en utilisant des potentiels Y-N lissés sur les données présentées Fig. 3 conduit cet auteur aux conclusions suivantes :

- a - l'amplitude de diffusion Y-N présente un pôle situé dans le feuillet non physique et proche de l'énergie de seuil ΣN . Ce pôle peut être interprété comme le partenaire étrange du deuteron appartenant à la même représentation ($\bar{10}$) de la symétrie de saveur SU(3).
- b - l'interprétation des données $pp \rightarrow K^+ X$ présentées avec ce calcul sur la Fig. 9 privilégie un de ces potentiels (pot A) pour lequel le rapport des constantes de couplage $g_{K\Lambda N}^2 / g_{K\Sigma N}^2$ se situe entre 1 et 2.

Un calcul complet dû à LAGET (LAG 89) de la réaction $pp \rightarrow K^+ X$ incluant tous les graphes d'échange à un pion ou à un kaon et radiatif, avec interaction dans l'état final YN conduit aussi à un excellent accord avec le potentiel D de Nimègue. La conclusion (a) est inchangée ; pour la conclusion (b) Laget trouve $g_{K\Lambda N}^2 / g_{K\Sigma N}^2 = 5$ valeur plus proche de celle trouvée récemment par ADELSECK et SAGHAI (voir § II). Des mesures de polarisation en $\bar{p} p \rightarrow K^+ \Lambda p$ permettraient de contraindre plus fortement les mécanismes.

III.2 Résonances dibaryoniques multiquarks

Nous discutons ici de nouveaux états prévus dans différents modèles théoriques et qui nécessitent l'introduction explicite des degrés de liberté liés à la structure interne des baryons. Par exemple, dans le modèle du sac du MIT, JAFFE (JAF 77) a prédit un dibaryon constitué de 6 quarks dont deux étranges qui serait stable, dont le nom générique est $H(Q^6)_1$. Plus généralement, MULDER et al. (MUL 82) ont considéré des objets constitués en clusters de quarks pour $S = 0, -1$ et -2 sous la forme $Q_c^m \otimes Q_c^n$, où c est l'index de couleur SU(3) et $m + n = 6$. Il apparaît que la stabilité des clusters est maximum lorsque les clusters ont le spin nul et la représentation de saveur minimale : ceci est d'autant mieux réalisé qu'on ajoute des quarks étranges au système ; les états d'énergie la plus basse sont $M(Q^6)$ pour le secteur $S = -2$ et $(Q^4)_3 \otimes (Q^2)_{3^*}$ pour le secteur $S = -1$. Les deux états les plus bas ayant $S = -1$ sont appelés D_s et D_t (s et t respectivement pour singulet et triplet de spin).

Pour le H, Jaffe prédit $B_H = M_{\Lambda\Lambda} - M_H = 80$ MeV avec un temps de vie de $\tau = 10^{-10}$ s et des décroissances en $\Sigma^- p, \Sigma^- n, \Lambda n$ dans le rapport 5 : 3 : 2.

L'origine de cette forte liaison peut être comprise simplement dans un modèle de quarks constituants (voir § I). Elle est due à l'interaction hyperfine. Celle-ci entraîne une levée de dégénérescence dont la variation d'énergie est donnée par (ROS 88) :

$$\Delta E = - a \sum_{i < j} (\vec{\lambda}_i \vec{\lambda}_j) (\vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j) / m_i m_j$$

où a est une constante dépendant du carré de la fonction d'onde d'une paire de quarks pris à l'origine et de la constante de structure fine α_s ; $m_i m_j, \sigma_i \sigma_j$ et $\lambda_i \lambda_j$ sont respectivement les masses, les matrices de Pauli et les générateurs de groupe de couleur SU(3) de couplage des quarks i et j . Pour le Λ (uds), l'interaction hyperfine n'existe qu'entre les quarks u et d (u et d sont couplés à un spin nul et n'ont donc pas d'interaction de spin avec le quark s). D'où :

$$\Delta E_{\Lambda} = - 8 a / m_u^2$$

Ce terme peut être estimé à partir du "splitting" entre le $\Delta(1232)$ et le nucléon soit $\Delta E_{\Lambda} = - 150$ MeV.

Pour obtenir le H, on couple les spins de 2Λ à zéro en singulet de couleur :

$$\Delta E_H = - 24 a/m_u^2 \quad \text{à la limite } m_u = m_d = m_s.$$

L'énergie de liaison du H est alors :

$$B_H = \Delta E_H - 2 \Delta E_\Lambda = - \frac{8 a}{m_u^2} = - 150 \text{ MeV.}$$

En tenant compte de la brisure de symétrie SU(3) avec $m_u = m_d = 363 \text{ MeV}$ et $m_s = 538 \text{ MeV}$ (voir § I), l'énergie de liaison du H est réduite à :

$$B_H = - 80 \text{ MeV.}$$

Ce modèle décrit à 1 % près, 8 mésons (0^-), 9 mésons (1^-), 8 baryons ($\frac{1+}{2}$) et 10 baryons ($\frac{3+}{2}$) (ROS 88).

Le spectre du H contient de nombreux états excités. Le modèle du sac prédit une formule de masse (DOV 89) : les états excités sont tous situés au-dessus de la masse $\Lambda\Sigma$.

Il existe d'autres modèles théoriques (SIL 87) qui prédisent l'énergie de liaison du H : les modèles de sacs chiraux réduisent B_H (STR 88), les modèles de skyrmions l'augmentent (JAF 85) et les calculs sur réseau, encore peu fiables ne prévoient pas d'état lié (MAC 85).

Le temps de vie du H dépend fortement de la masse (DON 86) :

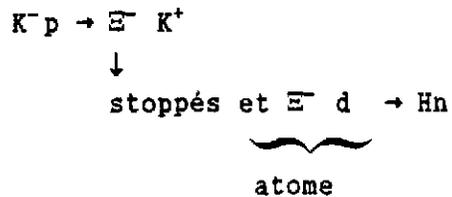
$$\text{transition } \Delta S = 1 \text{ pour } \begin{cases} M_{\Sigma N} < M_H < M_{\Lambda L} & \Delta I = \frac{3}{2} \quad \text{dominant} \\ M_{\Lambda N} < M_H < M_{\Sigma N} & \Delta I = \frac{1}{2} \quad \text{seulement} \end{cases}$$

$$\text{transition } \Delta S = 2 \quad M_{\Sigma N} < M_H < M_{\Lambda N} \quad \tau = 10^5 \text{ à } 10^7 \text{ s !}$$

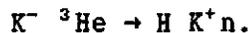
Les recherches expérimentales passées sur l'existence du H sont peu nombreuses, mais pas suffisamment précises pour exclure l'existence du H (CAR 78, DAG 82).

Un effort considérable est effectué au BNL pour atteindre un niveau de sensibilité supérieur. Deux expériences différentes sont prévues en 90 et 91 :

- Méthode avec double cible



- Méthode avec simple cible



Pour terminer, il est possible que l'état D_t dans le secteur $S = -1$ ait été observé en réaction $K^- d \rightarrow \pi D_t$. L'analyse d'une structure observée à $M = 2139$ et de largeur $\Gamma = 8$ MeV (PIK 86) en fonction de l'angle d'émission du pion est assez convaincante.

IV - LA PHYSIQUE DES HYPERNOYAUX

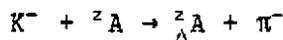
L'existence d'hypernoyaux a pour la première fois été établie en 1953 (DAN 1953) en arrêtant des K^- dans une pile d'émulsions nucléaires. Dans les dix ans qui suivirent, cette méthode permit d'identifier de nombreux hypernoyaux allant de $^3_{\Lambda}H$ à $^{15}_{\Lambda}N$ en permettant d'obtenir une excellente précision (de 20 keV à 200 keV) sur les énergies de liaison de ces Λ dans les noyaux. Cette énergie de liaison du fondamental d'un hypernoyau est défini par $B_{\Lambda} = M_{\text{cœur}} + M_{\Lambda} - H_{HY}$, où $M_{\text{cœur}}$ est sensiblement la masse du noyau dans son état fondamental une fois le Λ extrait. Le tableau V présente ces hypernoyaux ainsi que leur énergie de liaison mesurée dans ces premières expériences (POV 87).

TABLEAU V - ENERGIES DE LIAISON DES Λ POUR LES FONDAMENTAUX DES HYPERNOYAUX Λ IDENTIFIES (POV 87)

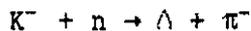
	$B_{\Lambda}(\text{MeV})$		$B_{\Lambda}(\text{MeV})$		$B_{\Lambda}(\text{MeV})$
$^3_{\Lambda}H$	0.13 ± 0.05	$^8_{\Lambda}Li$	6.80 ± 0.03	$^{10}_{\Lambda}B$	8.89 ± 0.12
$^4_{\Lambda}H$	2.04 ± 0.04	$^9_{\Lambda}Li$	8.53 ± 0.15	$^{11}_{\Lambda}B$	10.24 ± 0.05
$^4_{\Lambda}He$	2.39 ± 0.03	$^7_{\Lambda}Be$	5.16 ± 0.08	$^{12}_{\Lambda}B$	11.37 ± 0.06
$^3_{\Lambda}He$	3.12 ± 0.02	$^8_{\Lambda}Be$	6.84 ± 0.05	$^{12}_{\Lambda}C$	10.76 ± 0.19
$^6_{\Lambda}He$	4.18 ± 0.10	$^9_{\Lambda}Be$	6.71 ± 0.04	$^{13}_{\Lambda}C$	11.69 ± 0.12
$^8_{\Lambda}He$	7.16 ± 0.70	$^{10}_{\Lambda}Be$	9.11 ± 0.22	$^{14}_{\Lambda}C$	12.17 ± 0.33
$^7_{\Lambda}Li$	5.58 ± 0.03	$^9_{\Lambda}B$	7.88 ± 0.15	$^{15}_{\Lambda}N$	13.59 ± 0.15

IV.1 - Des réactions d'échange d'étrangeté

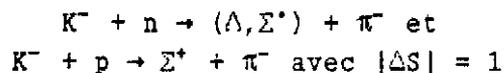
A partir des années 60 et jusqu'au début des années 80, les expériences basées sur des techniques de compteur se développèrent utilisant les faisceaux de kaons disponibles pour produire les hypernoyaux avec la réaction d'échange d'étrangeté :



dont le processus élémentaire revient à convertir un n du noyau en Λ selon



En effet, à la différence du K^+ , le K^- peut transférer aux noyaux une ou deux unités d'étrangeté. On aura donc plus généralement :



produisant les hypernoyaux Λ ou Σ et $K^- + p \rightarrow K^+ + \Xi^-$ produisant les hypernoyaux Ξ (avec $|\Delta S| = 2$). La réaction (K^+ , π^-) étant exothermique, elle transfère peu de quantité de mouvement au noyau de recul, ce transfère pouvant être nul pour la quantité de mouvement magique de 550 MeV/c pour la

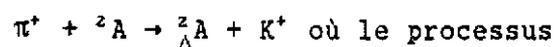
production d'hypernoyaux Λ et 290 MeV/c pour les hypernoyaux Σ . Les courbes de la Fig. 10 montrent les valeurs de ces transferts d'impulsion à angle d'émission $\theta_{\pi} = 0^{\circ}$ dans le lab. en fonction de la quantité de mouvement des K^{-} dans le lab. L'existence de ces quantités de mouvement magiques se sont révélées très importantes : à ces valeurs le Λ ou le Σ sont créés au repos dans le laboratoire, ce qui entraîne une forte probabilité que le Λ ou le Σ ainsi créé dans le noyau y reste collé formant un état dit de substitution dans un état de spin bas : le Λ (ou le Σ) occupe alors la même orbite du modèle de couche qu'occupait le neutron qu'il remplace (transition $\Delta L = 0$). Ces états sont notés $(j_N^{-1}, J_Y)0^{-}$. Par cette méthode, de nouveaux états hypernucléaires furent trouvés au CERN avec un faisceau de K^{-} de 640 à 720 MeV/c pour différents noyaux allant des ${}^6,7\text{Li}_{\Lambda}$ jusqu'au ${}^{209}\text{Bi}_{\Lambda}$ (CAT 81, POV 78, POV 80). Le même type de réaction fut utilisé aussi à Brookhaven avec des K^{-} de 800 MeV/c sur les noyaux ${}^{13}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ et ${}^{18}\text{O}$ (CHR 79, MAY 81).

Les résolutions en énergie des spectres obtenus varient de 2 à 6 MeV quand le A de la cible varie de 6 à 209 ; ceci est une conséquence de l'utilisation de cibles épaisses rendue nécessaire par la faible intensité des faisceaux secondaires de kaons (10^{-4} K^{-} par cycle). Les états hypernucléaires sont donc difficiles à isoler dans de telles conditions. Le pion et le kaon étant fortement absorbés dans le milieu nucléaire, la réaction (K^{-}, π^{-}) se produit surtout en surface : en réaction (K, π) il n'est pas possible de peupler les états hypernucléaires profonds. A partir des noyaux moyens et lourds, l'adaptation des moments angulaires pour produire ces états exige un transfert d'impulsion plus grand un $\Delta \ell \neq 0$.

L'utilisation des K^{-} à l'arrêt permet une meilleure adaptation des moments angulaires pour atteindre les états profonds. Le transfert de quantité de mouvement est d'environ 250 MeV/c pour la production d'hypernoyaux Λ . Cette technique est en exploitation à KEK (YAM 86) dans un programme (K^{-}, π^{\pm}) de production hypernoyaux Λ et Σ sur lequel nous revenons ultérieurement.

IV.2 - aux réactions de production d'étrangeté

Un pas décisif dans l'étude des hypernoyaux a été franchi ces dernières années par l'utilisation de la réaction de production associée d'étrangeté :



Ces expériences ont été développées à l'AGS de Brookhaven. On voit sur la Fig. 10 que cette réaction correspond à des grands transferts $q > 300$ MeV/c. L'utilisation de cette réaction conduit donc à peupler préférentiellement des niveaux de spin plus élevés que ceux excités en (K_{vol}^-, π) , mais comparables à ceux excités en (K_{arret}^-, π) . Le processus élémentaire $\pi^+ n \rightarrow K^+ \Lambda$ est environ 5 fois plus petit que $K^- n \rightarrow \Lambda \pi^-$, mais cet effet est largement compensé par le fait que l'intensité des faisceaux de pions est 100 fois supérieur aux faisceaux de kaons obtenus sur les machines actuelles sans les problèmes de contamination inhérents aux faisceaux de kaons.

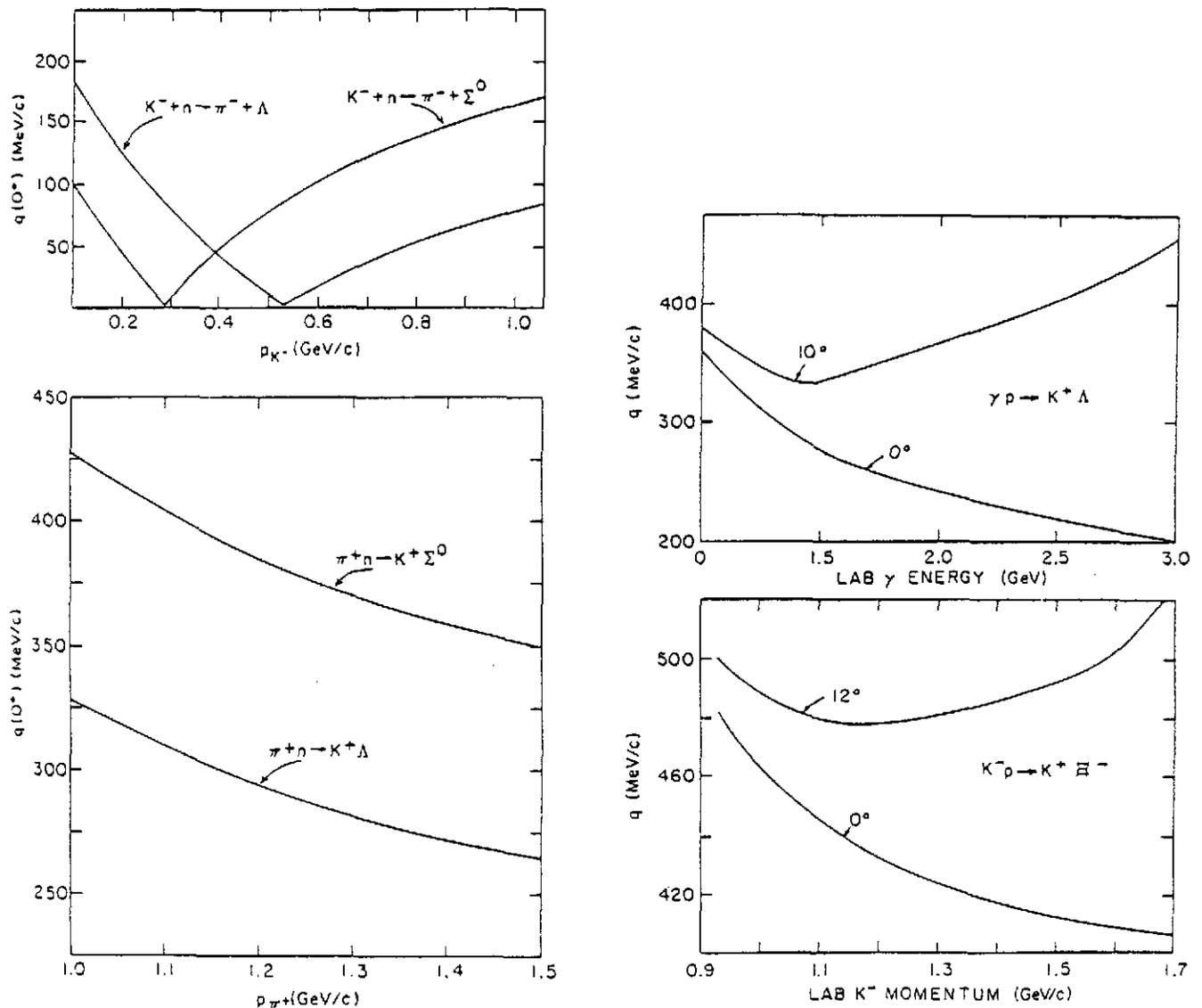


Fig. 10 - Transferts q dans différentes réactions (DOV 82)

IV.3 - Bilan

IV.3.1 - Bilan - Hypernoyaux Λ

Rappelons un point crucial qui différencie la physique nucléaire conventionnelle de l'hyperphysique. Le Λ porteur d'étrangeté implanté dans un noyau ne subit pas le principe de Pauli à l'inverse des nucléons qui composent le reste de l'hypernoyau. Lorsque l'on transforme un neutron en Λ , on voit une configuration particule-trou, le Λ pouvant occuper n'importe laquelle des orbites du modèle des couches. Cela peut être l'état S le plus bas. La Fig. 11 montre un schéma simplifié du mécanisme de réaction conduisant soit à une production d'hypernoyaux sans recul $\Delta\ell = 0$ qui correspond à implanter le Λ avec le même état de spin et la même orbitale que le neutron avait, soit à une production dite quasi libre avec $\Delta\ell = 1$ où le Λ occupe une orbitale juste au-dessus ou en-dessous de celle occupée au préalable par le neutron. Des sauts $\Delta\ell > 1$ sont évidemment possibles avec des probabilités d'observation plus faibles. Il se trouve que cette approche simplifiée correspond presque parfaitement aux observations expérimentales, démontrant que le Λ est une sonde de l'intérieur du noyau et que les couches existent au coeur du noyau.

Prenons comme exemple le spectre d'excitation de ${}_{\Lambda}^{89}\text{Y}$ obtenu récemment en (π, K) à BNL (CHR 88) qui montre l'observation des états à une particule Λ jusqu'au niveau s_{Λ} (Fig. 12). Ces états résultent de la conversion du neutron de valence $g_{9/2}$ en un Λ qui, ne subissant pas le principe de Pauli, peut occuper n'importe quelle orbitale.

L'ensemble des états hypernucléaires observés est présenté sur la Fig. 13 par leur énergie de liaison en fonction de $A^{-2/3}$ (GAL 89). Toutes les données obtenues soit en émulsion (cercles), soit en réaction (K^-, π^-) (croix), soit en réaction (π, K) (carrés) sont reportées. Les énergies de particules Λ ont été calculées avec un potentiel WOODS-SAXON :

$$V_{(r)} = - V_0 / (1 + \exp[(r-R)/a])$$

avec $R = r_0 A^{1/3}$ par DOVER (DOV 87). Les courbes en trait continu correspondent à la paramétrisation $V_0 = 28 \text{ MeV}$ $r_0 = 1.128 + 0.439 A^{-2/3} \text{ fm}$ $a = 0.54 \text{ fm}$.

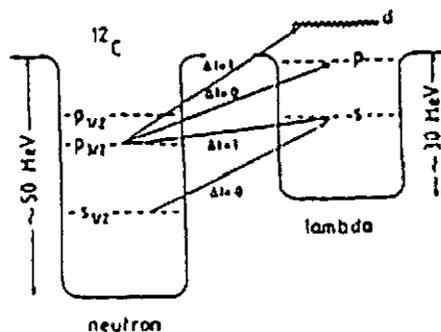


Fig. 11 - Schéma du mécanisme de réaction conduisant à la production de ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ soit sans recul ($\Delta\ell = 0$), soit quasi libre ($\Delta\ell = 1$).

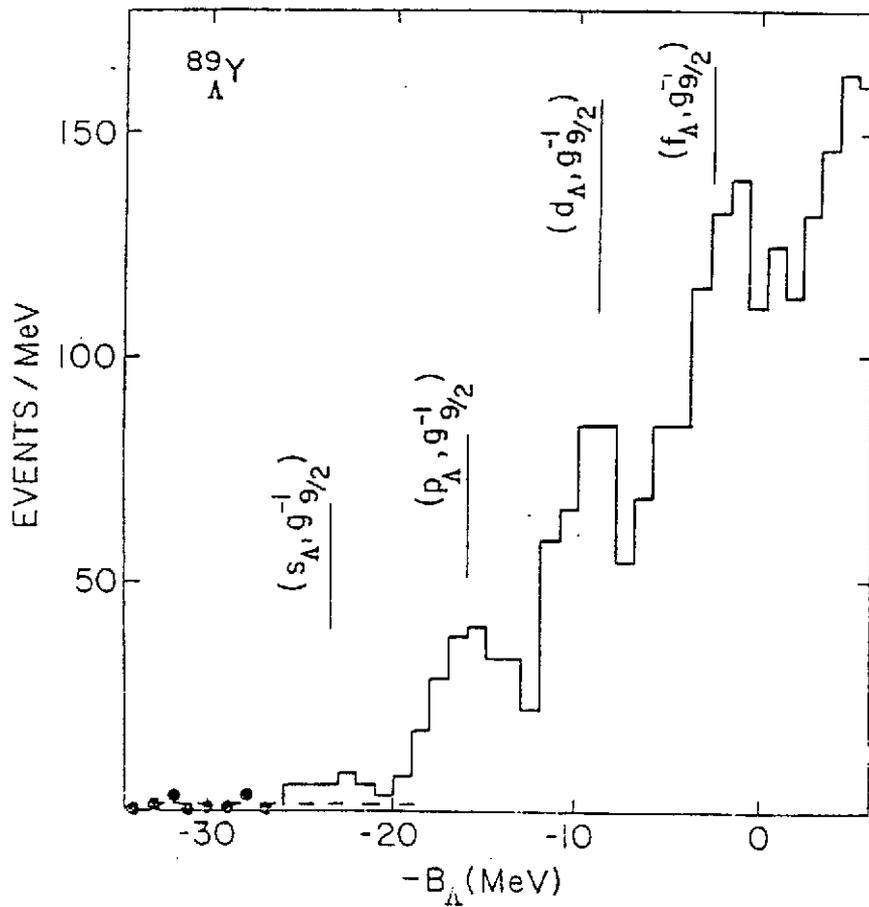


Fig. 12 -
Etat à un Λ jusque
dans la couche S
dans ^{89}Y (CHR 88)
 Λ

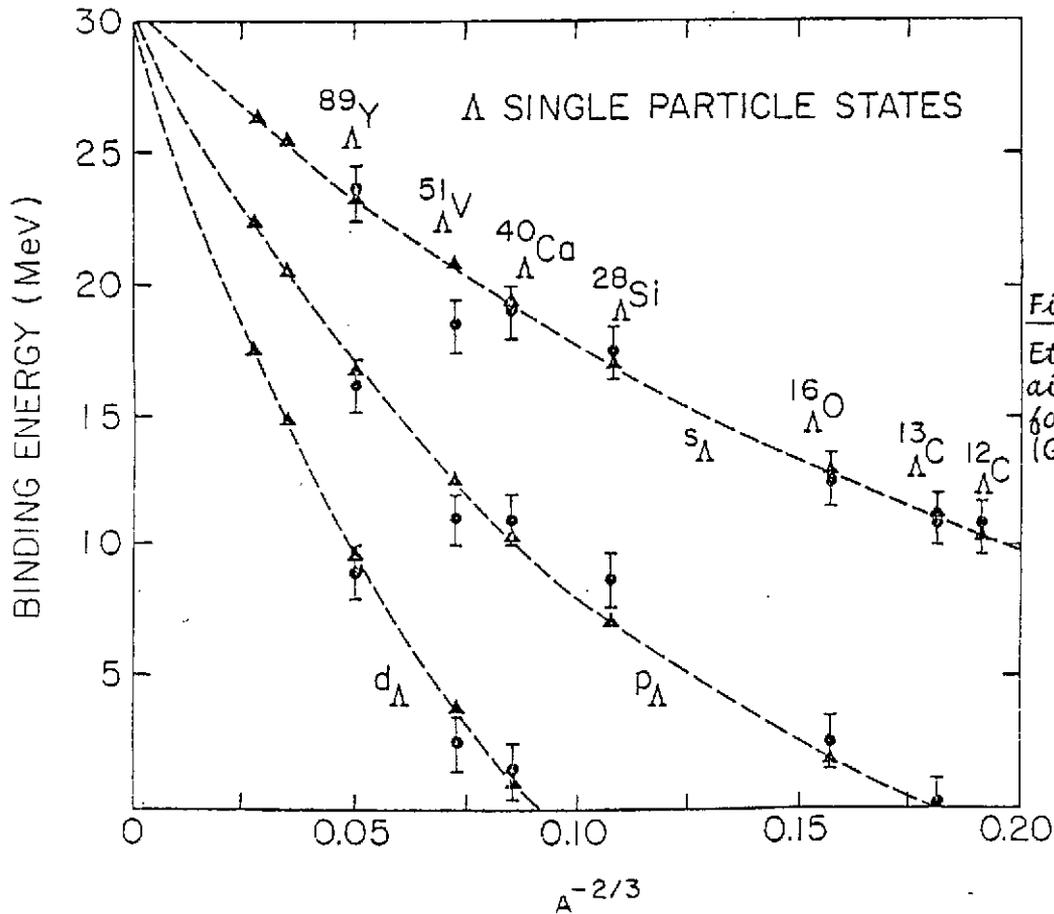


Fig. 13 -
Etats hypernuclé-
aires observés en
fonction de $A^{-2/3}$
(GAL 89)

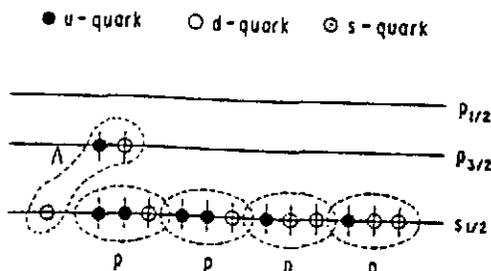
L'accord est général à 200 keV près, au plus. Il est possible d'obtenir le même accord avec d'autres potentiels généralisant la formulation de Skyrme-Hartree-Fock faite par Vautherin et Brink pour les noyaux conventionnels (GAL 89). Pour dériver ces potentiels, des densités réalistes lissées sur les données de diffusion en électrons sont utilisées.

Ces résultats donnent une image claire du comportement du Λ dans le noyau comme étant celui d'un baryon n'interagissant pas avec le coeur du noyau. Le puits de potentiel pour le Λ est plus faible que celui pour le nucléon (30 MeV comparé à 50). Cette valeur D_Λ de la profondeur du puits de potentiel d'un Λ dans la matière nucléaire conduit au problème de la "surliaison" du Λ dans le noyau. En effet, si l'on prend le potentiel Λ -N $V_{\Lambda N}(r)$ (voir § III) supposé indépendant de la densité nucléaire, cela conduit à :

$$D_\Lambda = \rho_0 \int V_{\Lambda N}(r) d^3r \simeq 60 \text{ MeV}$$

avec $\rho = \frac{1}{6} \text{ fm}^{-3}$, soit un puits deux fois plus profond.

Des calculs récents soit en matrice G (KOH 87), soit en introduisant des forces à 3 corps ΛNN (BOD 86), soit en utilisant une approche Skyrme-Hartree-Fock (SHF) (CHR AND DOV 89) où la non localité du potentiel est paramétrisée en termes d'une masse effective sont tous capables de résoudre ce problème : la dépendance de la densité en fonction de r est fortement non linéaire, le terme linéaire ($\rho_0 t_0$) étant consistant avec D_Λ . Cette complication due aux interactions dépendantes de densité empêche d'extraire toute information concernant un déconfinement partiel des quarks dû au principe de Pauli, tout au moins à partir de la mesure des énergies de liaison seules. Cette question a été posée (HUNG et BIE 84) à propos de la "surliaison" dans ${}^5\text{He}$. En effet, on peut décrire ${}^5_\Lambda\text{He}$ dans le modèle des couches soit en termes de nucléons plus un lambda, soit en termes de quarks u et d , plus un quark s :



Comme on peut le voir, cette dernière description oblige deux quarks à être sur la couche $p_{3/2}$ alors que le quark s reste sur la couche $s_{1/2}$. Cet effet a été estimé par DOVER (DOV 87) en termes de pression de Pauli : pour des particules différentes des nucléons, comme le Λ , la différence d'énergie entre un état s et un état p peut se développer en puissance de A :

$$(\Delta sp)_d \propto A^{-2/3} + k A^{-1} + \dots$$

Au contraire pour les nucléons le développement a la forme :

$$(\Delta sp)_i \propto A^{-1/3} + k' A^{-1}$$

le terme en $A^{-1/3}$ étant la conséquence du principe de Pauli. Une description en termes de quarks conduirait à une différence intermédiaire entre les 2 précédentes puisque seulement $\frac{1}{3}$ des particules est différent conduisant à :

$$(\Delta sp)_q \propto k'' A^{-1/3} + A^{-2/3} + k A^{-1} + \dots$$

Cet effet est faible mais mesurable puisque la différence entre $|(\Delta sp)_d - (\Delta sp)_i|$ pour le ^{208}Pb est estimé de l'ordre de 1.5 MeV. C'est donc son interprétation qui en est délicate.

Une mesure plus sensible pour déterminer un éventuel déconfinement, consisterait à déterminer la distribution d'impulsion des Λ dans les hypernoyaux. On pourrait par exemple comparer $^4_{\Lambda}\text{He}$ et $^5_{\Lambda}\text{He}$.

L'interaction spin orbite Λ -noyau est négligeable puisque aucun terme de ce type n'est nécessaire dans le lissage de l'ensemble des données des états hypernucléaires. On peut d'ailleurs le voir simplement dans $^{16}_{\Lambda}\text{O}$. La Fig. 14 montre les 4 états observés en $^{16}\text{O}(K^-, \pi^-)^{16}_{\Lambda}\text{O}$ (CAT 81) dans une expérience du CERN : les 2 états $[1 s_{1/2}, 1 p_{3/2}^{-1}]_{\Lambda n}$ et $[1 s_{1/2}, 1 p_{1/2}^{-1}]_{\Lambda n}$ sont séparés de 6 MeV. Cette séparation est due au potentiel neutron-noyau qui sépare les états de trou de neutron $1 p_{3/2}^{-1}$ et $1 p_{1/2}^{-1}$ ($j = 1 \pm \frac{1}{2}$). Les deux états $[1 p_{3/2}, 1 p_{3/2}^{-1}]_{\Lambda n}$ et $[1 p_{1/2}, 1 p_{1/2}^{-1}]_{\Lambda n}$ sont aussi séparés de 6 MeV ; hors dans ce cas s'ajoute aussi la contribution du potentiel Λ -noyau et donc cette contribution spin orbite $p_{3/2}$ à $p_{1/2}$ ne changeant rien, est négligeable.

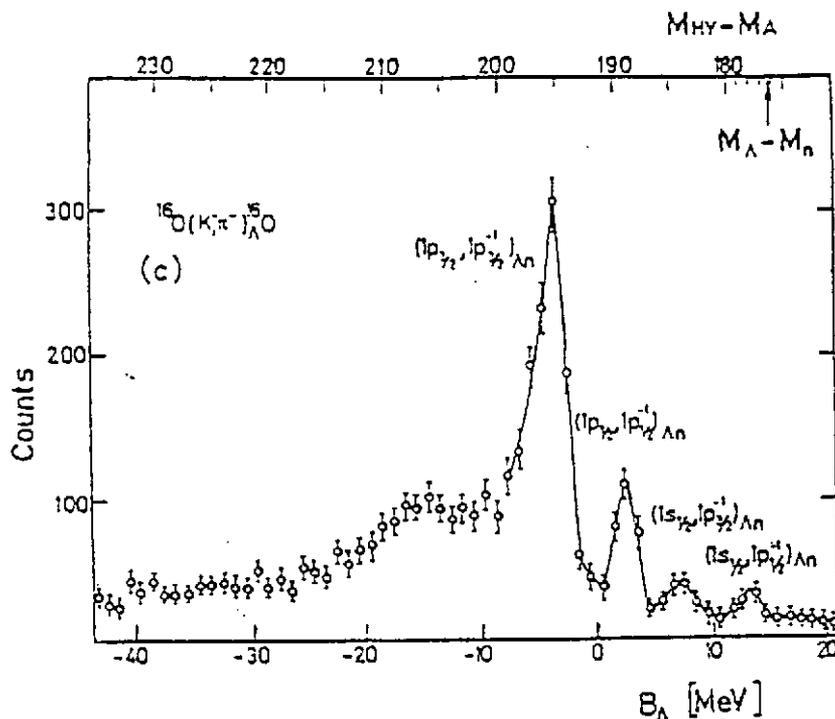


Fig. 14 - (CAT 81)

La séparation (6 MeV) entre les états $(1s_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ et $(1s_{1/2}, 1p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$ de l'oxygène est essentiellement due au potentiel spin-orbite neutron-noyau, qui sépare les états de trou de neutron $1p_{3/2}^{-1} (j=l+\frac{1}{2})$ et $1p_{1/2}^{-1} (j=l-\frac{1}{2})$. Par contre, la séparation entre les états $(1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ et $(1p_{1/2}, 1p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$ est due à la fois au potentiel spin-orbite lambda-noyau et au spin-orbite neutron-noyau; comme elle est aussi de 6 MeV, on peut en conclure que le potentiel spin-orbite lambda-noyau est négligeable.

IV.3.2 - Hypernoyaux Σ

L'existence possible d'hypernoyaux Σ a été suggérée pour la première fois dans les résultats d'expériences (K^-, π^-) au CERN (BER 80) utilisant une cible de ${}^9\text{Be}$ avec des kaons incidents $p_K = 720 \text{ MeV}/c$, puis confirmée dans des expériences qui suivirent sur des cibles de ${}^{12}\text{C}$ et de ${}^{16}\text{O}$ (BER 84, BER 85). Les résultats du CERN à 720 MeV sont montrés sur la Fig. 15 où l'on peut voir les spectres d'excitation des réactions ${}^9\text{Be}(K^-, \pi^-)_{\Lambda}{}^9\text{Be}$ et

${}^9\text{Be}(K^-, \pi^-) {}^9_\Sigma\text{Be}$ en fonction de l'énergie de liaison B_Σ ; la figure 15 a) a été alignée avec 15 b), en déplaçant l'origine de $\Delta M = M_\Sigma - M_\Lambda$, différence de masse entre le Σ et le Λ , soit 78 MeV, pour montrer l'analogie frappante existant entre ces deux productions. Ce qui surprend dans ces résultats c'est l'étroitesse des largeurs des niveaux observés : les deux pics observés au-dessus du seuil de désexcitation par émission de Σ ont une largeur inférieure à 8 MeV. Ce résultat est surprenant car on s'attend plutôt à des largeurs de l'ordre de 25 MeV dues principalement à la conversion $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$ (voir § III). Cette estimation de largeur provient de l'analyse des données d'émission X des atomes Σ -mésiques réalisée par BATTY (BAT 81). La largeur d'échappement s'ajoute d'ailleurs à cette largeur, puisque les états observés sont dans le continuum.

Les données ultérieures du CERN sur ${}^{12}\text{C}$ ont été prises à des impulsions plus basses permettant une meilleure adaptation de moment pour l'observation de niveaux substitutionnels. La Fig. 16 présente ces résultats à la fois pour ${}^{12}_\Lambda\text{C}$, ${}^{12}_\Sigma\text{C}$ et ${}^{12}_\Sigma\text{Be}$, montrant l'observation d'un seul état $(p_{3/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Sigma N}$. Un état hypernucléaire a aussi été observé à BNL (TAN 82) en expériences (K^-, π^-) sur ${}^{12}\text{C}$, mais très difficilement : l'expérience brute (K^-, π^-) sur ${}^{16}\text{O}$ et ${}^{12}\text{C}$ prise à $p_K = 713$ MeV/c ne montre aucun pic étroit ; ce n'est qu'après étiquetage hors ligne des événements qu'un signal coïncide à peu près avec l'observation du CERN en ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}_\Sigma\text{B}$.

En 1985, une expérience exploratoire avec des kaons à l'arrêt fut tentée à KEK montrant la faisabilité d'expériences $(K_{\text{arrêt}}^-, \pi^-)$ en dépit du transfert d'impulsion plus important (130 MeV/c, voir Fig. 10) que celui délivré dans les expériences du CERN. Un nouveau dispositif fut développé et mis en place (PAU 89). Plusieurs cibles furent utilisées, mais actuellement, seule l'expérience utilisant un scintillateur comme cible, et donc permettant un étiquetage ne présente pas de controverses dans les diverses analyses. Un pic subsiste à $M_{\text{HY}} - M_\Lambda = 281$ MeV dans la région du quasi libre qui pourrait être attribué à la formation de ${}^{12}_\Sigma\text{B}$.

En faisant le bilan de ces résultats, on constate que celui-ci est mince et controversé sur le plan expérimental. En particulier, aucun état fondamental Σ nucléaire n'a été observé à ce jour. Ces quelques signaux étroits observés dans le continuum ont-ils quelque chose à voir avec des états excités Σ nucléaires (BOU 87) ? On peut se remémorer ici la discussion que l'on a eu au § III concernant l'effet de cusp étroit observé en réactions (K, π) , (π, K) , (p, K) au seuil de production Σ et penser que ce "cusp" est responsable de la structure observée dans la région Σ -hypernucléaire. L'ouverture d'un nouveau canal s'obtient en produisant le

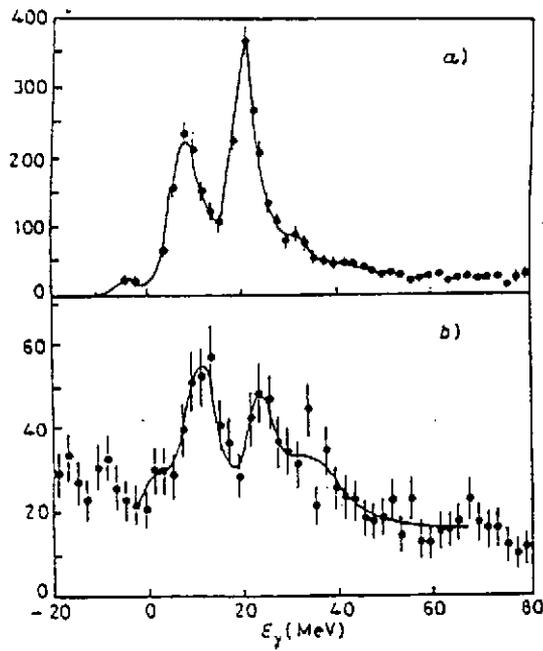


Fig. 15 - Spectres des réactions a) ${}^9\text{Be}(\text{K}^-, \pi^-){}^9\text{Be}$ et b) pour ${}^9\text{Be}$ (BER 80)

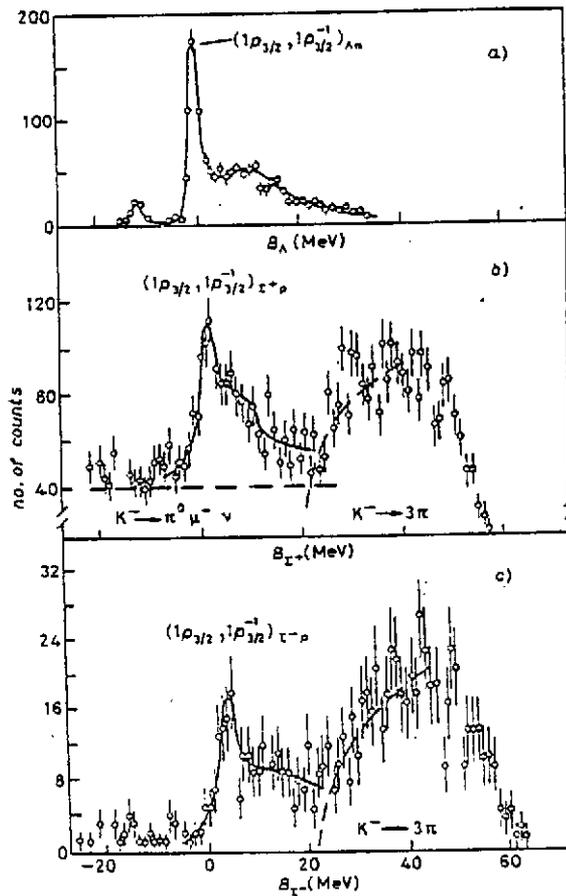


Fig. 16 - Spectres obtenus sur le ${}^{12}\text{C}$ pour ${}^{12}\text{C}$, ${}^{12}\text{C}$ et ${}^{12}\text{Be}$ (BER 84, BER 85).

Σ sur un nucléon de la couche considérée (pour ^{12}C il s'agit de la couche $p_{3/2}$ ou $p_{1/2}$), et l'effet de "cusp" est alors indiscernable d'un état hypernucléaire.

WUNCH et ZOFKA (WUN 87, ZOF 89) ont proposé un tel mécanisme pouvant expliquer les structures étroites observées dans les spectres $^{16}\text{O}(\text{K}^-, \pi^+)$ et $^{12}\text{C}(\text{K}^-, \pi^+)$ au voisinage du seuil d'émission d'un Σ . Utilisant un modèle potentiel Σ -noyau (type WOODS-SAXON), ils décrivent les niveaux et les fonctions d'onde des Σ dans le milieu nucléaire par un hamiltonien contenant un terme réel V_{re} , un terme spin orbite V_{so} et un terme coulombien V_{coul} . Faisant varier V_{so} et V_{re} , il leur est impossible de trouver un terme de splitting spin orbite dans la couche Λp , en tous cas de l'importance de celui qui serait observé dans $^{16}\Sigma\text{C}$ (voir figure 17). Pour les états observés au voisinage du seuil B_{Σ} , le couplage au continuum devient très important. En utilisant un modèle des couches incluant des états dans le continu (continuum Shell model, CSM) et en prenant un potentiel Σ -noyau peu profond $V_{re} \leq 15$ MeV en accord avec les prévisions des atomes $\Sigma^- (\approx 20$ MeV), ils obtiennent les prévisions montrées sur la figure pour trois valeurs de V_{re} (1,10 et 15 MeV) montrant que les structures observées dans $^{16}\Sigma\text{O}$ sont reproduites par le comportement de la contribution quasi libre (courbe en tiretés) et indépendantes du terme spin orbite puisque V_{so} est pris égal à zéro dans ce calcul. L'adjonction d'un terme imaginaire au potentiel pour tenir compte de la conversion $\Sigma \rightarrow \Lambda$ dans le milieu nucléaire n'affecte en rien les résultats de ce calcul. Les "pics" observés ne seraient donc pas reliés aux configurations à une particule. Seuls des calculs sophistiqués comme ceux qu'on a décrits pour le deutérium (§III) mais difficilement réalisables dans le milieu nucléaire rendant compte de la position et de la forme du pic, pourraient clarifier cette situation.

Dans cette situation confuse, il faut déterminer qu'elles pourraient-être les réactions les plus efficaces pour produire des hypernoyaux Σ dans les couches p et sd. Pour s'adapter mieux aux excitations à une particule, des noyaux plus lourds (comme le ^{26}Si) seraient préférables. Mais surtout, l'utilisation de la réaction $(\pi^- \text{K}^+)$ serait plus judicieuse que $(\text{K}^- \pi^+)$ car elle produirait moins de fond quasi libre. Le choix des cinématiques est limité à présent par les faisceaux disponibles; nous reviendrons sur ce point dans le chapitre perspectives.

Cependant, un résultat expérimental récent en provenance de KEK (HAY 89) en (K^-, π^+) à l'arrêt met en évidence l'existence possible d'un état lié $^4_{\Sigma}\text{He}$. La résolution en quantité de mouvement des pions est de 1.6 MeV/c (FWHM) à l'impulsion centrale de 170 MeV/c. La calibration en

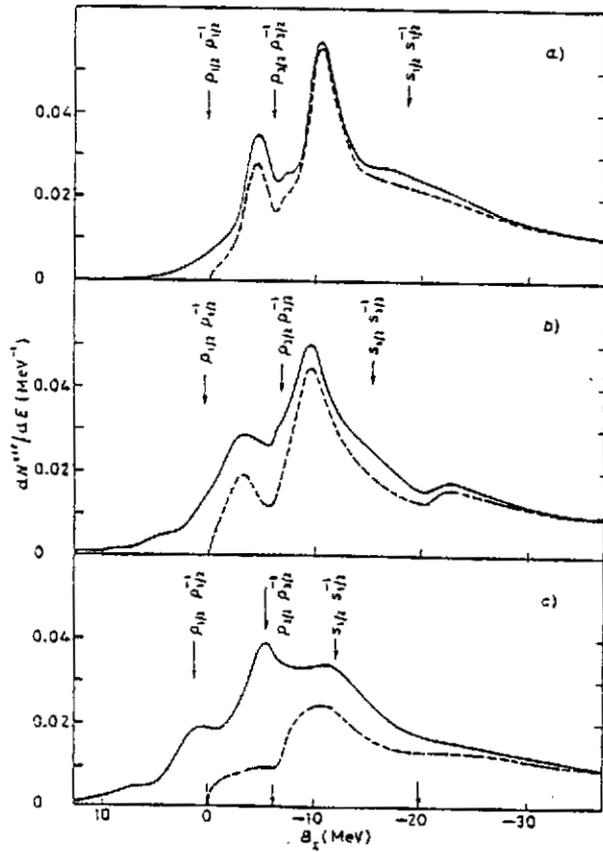


Fig. 17 - Effet de la profondeur du puits de potentiel sur la spectroscopie des hypernoyaux Σ . La partie V_{re} vaut pour a) 1 MeV b) 10 MeV c) 15 MeV. La partie spin orbite V_{so} est nulle dans les 3 cas (WUN 87, ZOF 89)

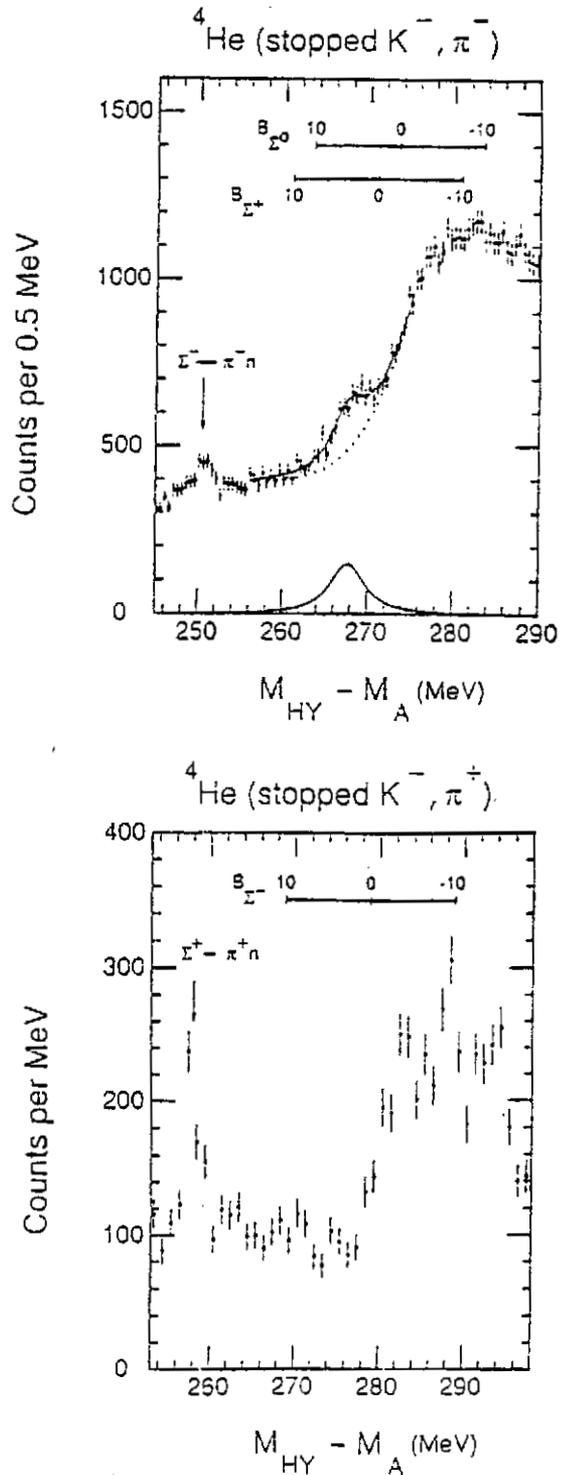


Fig. 18 - Mise en évidence de l'état lié Σ ${}^4\text{He}$ (figure du haut, structure au centre de la figure) (HAY 89)

énergie est de ± 0.1 MeV/c. Les spectres en (K^-, π^-) et (K^-, π^+) sont montrés sur la Fig. 18 en fonction de $M_{BY} - M_A$. La dépendance en fonction de l'isospin est clairement visible en comparant les deux spectres. En (K^-, π^-) les états $I = \frac{3}{2}$ et $\frac{1}{2}$ peuvent être peuplés alors qu'en (K^-, π^+) seuls les états d'isospin $\frac{3}{2}$ sont accessibles. Le spectre en (K^-, π^-) montre clairement une structure sous le seuil d'émission Σ qui n'existe pas en (K^-, π^+) . L'analyse de ces résultats conduit à un état lié à 3.2 MeV de largeur $4.6 \pm 0.5 \pm_{1.3}^{1.6}$ MeV d'isospin $I = \frac{1}{2}$. La réaction ne permettant pas le basculement de spin, cet état a pour spin $J = 0$. De tels états sont prévus dans des calculs théoriques par une méthode variationnelle de résolution de l'équation de Schrodinger (HAY 89) pour les systèmes à 3 corps ΣNN et à 4 corps ΣNNN . Le potentiel ΣN utilisé est celui discuté au § III, c'est à dire le potentiel D du groupe de NIMEGUE (NAG 77). Le calcul ne produit pas d'état lié dans ΣNN , mais produit un état lié ${}^4_{\Sigma}H$ et un état ${}^4_{\Sigma}He$ dont les caractéristiques sont très proches de l'observation décrite plus haut. Le modèle F ne produit aucun état lié. A l'inverse OSET (OSE 89) prédit un état lié pour ${}^4_{\Sigma}He$ et ${}^4_{\Sigma}H$ mais aussi pour ${}^{12}_{\Sigma}Be$ dans une approche de potentiel saturant ; hors ce dernier comme on l'a dit n'est pas observé jusqu'à présent.

IV.3.3 - Bilan : hypernoyaux d'étrangeté $S = - 2$

Il est possible de former des hypernoyaux avec deux unités d'étrangeté, soit sous la forme de 2Λ ou d'un Ξ liés aux nucléons du noyau. De plus, on peut imaginer que si le H existe (voir § III), des hypernoyaux H puissent exister. Ces hypernoyaux ${}_{\Lambda\Lambda}^A Z$, ${}_{\Xi}^A Z$ et ${}_{\Lambda}^A Z$ peuvent se transformer l'un en l'autre via l'interaction forte.

Dans des interactions de K^- dans des émulsions nucléaires quelques événements ont pu être interprétés comme des états hypernucléaires Ξ (BEC 68). Dans sept cas, qui vont de ${}^8_3\text{He}$ à ${}^{30}_{13}\text{Mg}$ les événements analysés permettent de définir une énergie de liaison du Ξ dans le noyau. Ces données ont été analysées par Dover et Gal (DOV 83). L'utilisation d'un puits de Woods-Saxon :

$$V(r) = -V_0 f(r) + V_{LS} \vec{\ell} \cdot \vec{\sigma} \left(\frac{\hbar}{m\pi c}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{d f(r)}{dr}$$

$$f(r) = (1 + \exp(r-R)/a)^{-1}$$

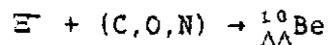
avec $a = 0.65 \text{ fm}$ et $r_0 = 1.1 \text{ fm}$, conduit à :

$$V_0(\Xi) \cong 24 \pm 4 \text{ MeV}$$

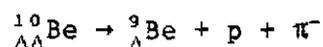
Ce résultat favoriserait le potentiel D par rapport au potentiel F du groupe de NIMEGUE (NAG 79) que nous avons discuté au § III.

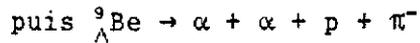
Pour la production de ${}_{\Lambda\Lambda}^A Z$, seulement deux événements ont été rapportés et semblent indiscutables.

Il s'agit de l'identification en 1963 de ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ (DAN 63) dans une émulsion après irradiation d'un faisceau de K^- de quantité de mouvement $1.5 \text{ GeV}/c$. Le flux intégré était de $10^5 K^-$. Un Ξ^- est produit qui est arrêté et capturé par un des constituants de l'émulsion (C,N,O) produisant alors ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ suivant la réaction :



qui décroît d'une façon séquentielle en :

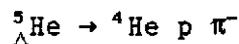
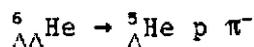
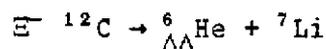




On peut imaginer que la chance était avec Danysz et ses collaborateurs, puisqu'on peut estimer que 10^5 K^- pouvaient produire de l'ordre de 4 E^- et que (MAY 89) :

- la capture de K^- sur les noyaux légers se produit dans 30 à 40 % des cas seulement et que ces noyaux légers ne représentent que 10 % en masse de l'émulsion
- lorsque le E^- interagit avec un proton pour donner ces 2 Λ , cela peut conduire à deux hyperfragments Λ , à un seul ou à l'émission libre de 2 Λ
- la probabilité de décroissance avec émission de π est inférieure à 4 %
- enfin, tous les produits étaient chargés. Cette dernière occurrence a permis aux auteurs de déterminer la masse de ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$; l'énergie de séparation est donnée comme $B_{\Lambda\Lambda}({}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}) = 17.7 \pm 0.4$ MeV.

Le second hypernoyau identifié est ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ (PROW 66). L'événement provient de l'interaction de 10^6 K^- de 4 GeV/c avec une émulsion photographique. Le E^- produit est capturé par ${}^{12}\text{C}$ avec la séquence suivante :



L'énergie de séparation est $B_{\Lambda\Lambda}({}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}) = 10.9 \pm 0.5$ MeV. Dans les deux cas on observe une décroissance séquentielle de l'hypernoyau double Λ , et on peut alors s'interroger pourquoi les deux Λ formés, si le H existe, ne fusionnent pas. La réponse dépend des énergies de liaison mises en jeu. En particulier si le H a une masse telle qu'il puisse décroître par $H \rightarrow \Lambda p \pi^-$, on ne pourra pas différencier l'hypernoyau ${}^A_{\Lambda\Lambda}\text{Z}$ de ${}^A_{\Lambda}\text{Z}$.

L'interaction $\Lambda\Lambda$ extraite de ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ conduit à une longueur de diffusion 1S_0 $a_{\Lambda\Lambda}$ comprise entre (BOD 84) $-5 \leq a_{\Lambda\Lambda} \leq -2$ fm montrant qu'elle est fortement attractive dans cet état, comparable à $a_{\Lambda N} \simeq -3$ fm, mais pas suffisante pour conduire à un état lié.

Les énergies de liaison d'un Λ sont déterminées à partir des hypernoyaux Λ (voir table V). On a :

$$B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{Be}) = 6.71 \pm 0.04 \text{ MeV}$$

$$B_{\Lambda}({}^5_{\Lambda}\text{He}) = 3.12 \pm 0.02 \text{ MeV}$$

Compte tenu des valeurs d'énergie de séparation $B_{\Lambda\Lambda}$ données plus haut MAY (MAY 89) fait remarquer, puisque $\Delta B_{\Lambda\Lambda} = B_{\Lambda\Lambda} - 2 B_{\Lambda}$ qu'il s'en suit :

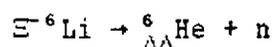
$$\Delta B_{\Lambda\Lambda}({}^9_{\Lambda\Lambda}\text{Be}) = 4.29 \pm 0.4 \text{ MeV}$$

$$\Delta B_{\Lambda\Lambda}({}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}) = 4.68 \pm 0.5 \text{ MeV}$$

C'est à dire que l'énergie de liaison due à l'interaction de 2 Λ , aux incertitudes près, est indépendante du noyau formé. Ceci apparaît contradictoire avec ce que l'on sait des énergies de liaison des Λ dans les hypernoyaux qui, comme on l'a vu, sont plus faibles pour les noyaux légers et on s'attend à ce que $B_{\Lambda\Lambda}({}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}) < B_{\Lambda\Lambda}({}^9_{\Lambda\Lambda}\text{Be})$, sauf s'il s'avérait que le recouvrement de 2 Λ dans les doubles hypernoyaux soit faible. L'observation d'autres hypernoyaux 2 Λ permettrait de résoudre ce problème.

Deux programmes existent dans le monde pour rechercher de tels hypernoyaux :

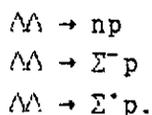
- à KEK des expériences hybrides émulsion/compteur sont en cours sur le principe suivant : *un faisceau de K^- irradie une émulsion nucléaire. Si un K^+ , c'est que deux unités d'étrangeté ont été transférées. Des compteurs d'électronique rapide identifient et tracent les trajectoires des K^- et K^+ ; l'émulsion est ensuite analysée au vertex K^-K^+*
- à BNL, la recherche de ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ est proposée (MAY 88) dans une réaction où des Ξ^- formés dans la réaction $K^-p \rightarrow \Xi^- K^+$ sont stoppés dans une cible de ${}^6\text{Li}$ pour former ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ suivant :



l'observation de neutrons monoénergétiques d'environ 30 MeV identifie l'hypernoyau produit. Ce noyau qui contiendrait 2 p, 2 n et 2 Λ en états s serait, comme l' α , très stable.

Le taux de production est maximalisé du fait de la faible énergie déposée et de la forte énergie de liaison attendue. (MAY 89).

La détection de nouveaux modes de désintégration peut aussi être utilisée pour signer la production d'hypernoyaux-2 Λ . De la même façon que les hypernoyaux Λ ont un mode de décroissance faible [$\Lambda n \rightarrow nn$ ou $\Lambda p \rightarrow np$], les hypernoyaux 2 Λ pourraient décroître par interaction faible entre les



Donc, ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ pourrait décroître selon



L'émission de Σ^- n'étant pas habituelle, signe la production de ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$.

V - PERSPECTIVES

On a pu voir l'évolution des techniques expérimentales mises en jeu dans la physique hypernucléaire et comment depuis le travail des pionniers des années-50 notre connaissance a évolué dans ce domaine. Il n'en reste pas moins que le travail expérimental réalisé ces dernières années l'a été en adaptant des machines existantes dévolues au départ à d'autres problématiques, ce qui ne constitue pas un optimum pour ces recherches. La mauvaise résolution des faisceaux de kaons ou ce qui revient au même, leur faible intensité actuelle, leur contamination en pions, n'ont pas permis de faire une étude systématique des niveaux de substitution. La réaction (π^+, K^+) qui semble une réaction de choix pour couvrir la production d'hypernoyaux depuis les plus légers jusqu'aux plus lourds, en particulier dans la recherche des états liés de haut spin dans les noyaux très lourds n'est étudié actuellement qu'au BNL avec des faisceaux de qualité médiocre.

Cette situation est en cours de changement. Une nouvelle ligne de faisceau est en cours d'installation à Brookhaven qui devrait délivrer un faisceau de K^- de quelques 10^6 K^- par sec. à 1.8 GeV/c pour l'expérience de production du dibaryon H via la réaction (K^-, K^+) ; elle pourra aussi être utilisée pour des réactions (π^+, K^+) à des quantités de mouvement de 1 à 2 GeV/c (1991).

A KEK, un nouvel appareillage opérationnel très prochainement (1990) construit autour d'un spectromètre torroïdal superconducteur devrait permettre le démarrage d'une vraie spectroscopie hypernucléaire en faisceau de kaons stoppés, en produisant abondamment des hypernoyaux Λ et Σ . En particulier une sélection opérée sur la mesure des π^- et π^+ venant de la décroissance faible des hypernoyaux Λ formés en abondance devrait permettre la mesure précise du rapport de branchement de cette décroissance dans les noyaux moyens et lourds.

A Saturne, un nouvel appareillage construit autour d'un grand dipôle magnétique est à l'étude : il devrait permettre de réaliser des expériences de production associée d'étrangeté par protons sur le nucléon ou des noyaux à quelques nucléons (FRA 89).

Pour les faisceaux de hadrons, le pas de géant nécessaire pourrait être prochainement fait au CANADA avec le nouveau projet KAON, dont les préétudes ont été financées par le Gouvernement Fédéral et qui pourrait délivrer un faisceau de protons de 30 GeV/c avec une intensité de 100 μ A optimisant la production de faisceaux secondaires dans un proche futur.

De même que pour les études des baryons et de leurs résonances ou des systèmes à petit nombre de nucléons, la physique des hypernoyaux devrait constituer une partie privilégiée des programmes de physique autour des nouveaux accélérateurs d'électrons à faisceau continu comme CEBAF. La particularité essentielle des réactions (γ, K^+) et $(e, e'K^+)$ pour produire des hypernoyaux est d'avoir une distorsion minimale dans les voies d'entrée et de sortie. D'un point de vue cinématique ce type de réaction est très semblable à la réaction (π^+, K^+) (voir Fig. 10) le transfert d'impulsion étant du même ordre de grandeur. Ce type de réactions permet d'exciter les niveaux de parité naturelle ou non, à l'opposé des réactions (π, K) qui n'excitent que les premiers. L'électroproduction de kaons apparaît donc comme l'outil privilégié pour atteindre les amplitudes de transitions $N \rightarrow Y$ dans les noyaux et étudier les niveaux de haut spin dans les noyaux moyens et lourds. Elle devrait aussi permettre par séparation des fonctions de réponse transverse et longitudinale sur les noyaux légers, d'étudier les corrélations à courte portée et les forces à trois corps (LAG 88). D'autres axes de recherche sont développés dans le rapport "perspectives" de physique avec un accélérateur d'électrons à faisceau continu de quelques GeV (BAB 88) qui soutient la construction d'une telle machine en Europe.

*
* *

Remerciements :

Je remercie B. SAGHAI et J.M. LAGET de m'avoir communiqué les résultats de leurs calculs avant publication et R. STIEBERT pour avoir relu le manuscrit.

Je remercie Aline ABEN-DANAN pour avoir effectué le traitement du manuscrit avec compétence ... et patience.

REFERENCES

- (ADE 85) R.A. ADELSECK, C. BENNHOLD and L.E. WRIGHT
Phys. Rev. 2(1985)1681
- (ADE 88) R.A. ADELSECK and L.E. WRIGHT
Phys. Rev. C38(1988)1965
- (ADE 89) R.A. ADELSECK and B. SAGHAI
Rapport DPh-N/Saclay n° 2575B to be published
- (ALE 64) G. ALEXANDER et al
Phys. Rev. Lett. 13(1964)484
- (ALE 68) G. ALEXANDER et al
Phys. Rev. 173(1968)1452
- (BAB 88) R. BABINET et al
Perspectives de la Physique Nucléaire avec la sonde
électromagnétique - janvier 1988(IN2P3-CEA)
- (BAT 81) C.J. BATTY et al
Nucl. Phys. A372(1981)433
- (BEC 68) A. BECHDOLFF et al
Phys. Lett. 26B(1968)174
- (BED 79) M. BEDJIDIAN et al
Phys. Lett. 83B(1979)252
- (BER 80) R. BERTINI et al
Phys. Lett. 90B(1980)375
- (BER 84) R. BERTINI et al
Phys. Lett., 136B(1984)29
- (BER 85) R. BERTINI et al
Phys. Lett., 158B(1985)19
- (BLA 87) J.P. BLAIZOT, *Les fonctions de réponse du nucléon au noyau*
- page 1 - Grenoble juin 1987, Editeur : M. BUENERD
- (BOD 84) A.R. BODMER et al
Phys. Rev. C29(1984)684
- (BOD 86) A.R. BODMER et al
Nucl. Phys. A450(1986)275C

- (BOU 87) A. BOUYSSY and J. ZOFKA
Les fonctions de réponse... page 199
Grenoble (Juin 87) Editeur : M. BUENERD
- (BOZ 83) M. BOZOIAN, J.C.H. VAN DOREMALEN and H.J. WEBER
Phys. Lett. 122B(1983)637
- (CAR 78) A.S. CAROLL et al
Phys. Rev. Lett. 41(1978)777
- (CAT 81) H. CATZ
Thèse 1981, Note CEA-N-2251
- (CHR 79) R. CHRIEN et al
Phys. Lett. 89B(1979)31
- (CHR 88) R.E. CHRIEN
Nucl. Phys. A478(1988)705C
- (CHR and DOV 89) R.E. CHRIEN and C.B. DOVER
Preprint BNL 42438 (1989)
- (DAG 82) D'AGOSTINI et al
Nucl. Phys. B209(1982)1
- (DAN 53) M. DANYSZ and J. PNIEWSKI
Phil. Mag. 44(1953)348
- (DAN 63) M. DANYSZ et al
Nucl. Phys. 49, (1963)121
- (DEL 89) A. DELOFF
Nucl. Phys. A, to be published
- (DON 86) J.F. DONOGHUE et al
Phys. Rev. D, 34(1986)3434
- (DOV 82) C.B. DOVER and G.E. WALKER
Phys. Rep. Vol. 89(1982)1
- (DOV 87) C.B. DOVER
"Kaon-Nuclear reactions and hypernuclei" - Beijing 1987
- (DOV 89) C.B. DOVER
Nuovo Cim. Vol. 102, 2(1989)521
- (DUM 83) O. DUMBRAJS et al
Nucl. Phys. B216(1983)277
- (FAS 87) A. FAESSLER and U. STRAUB
Phys. Lett. B183(1987)10

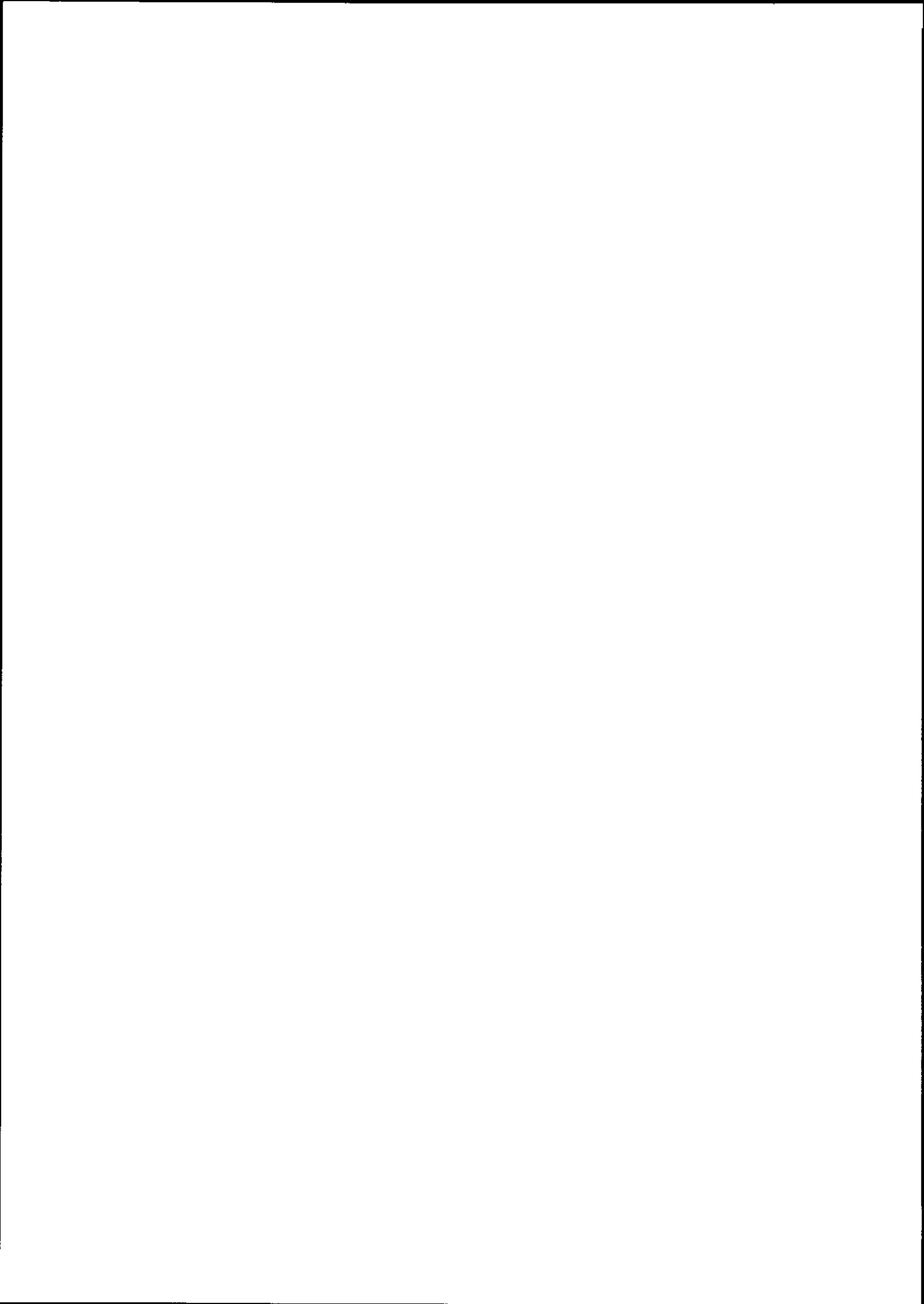
- (FRA 89) Proc. JES5, page 133
Piriac (mai 89) - Editeur LNS (France)
- (FRA, SIE 89) R. FRASCARIA, R. SIEBERT et al
Nuovo Cim. Vol. 102 A, 2(1989)561
- (GAL 89) A. GAL
Nuovo Cimento, Vol. 102A, n° 1(1989)293
- (GRA 68) Y.I. GRANOVSKI and V.N. STARIKOV
Sov. J. Nucl. Phys. 6(1968)444 (May 89)
- (GUR 64) F. GURSEY et al
Phys. Rev. Lett. 13(1964)173
- (HAY 89) R.S. HAYANO et al
Nuovo Cimento, 102 A, 2(1989)437
- (HOL 89) B. HOLZENKAMP et al
Julich, RFA, Preprint janvier 1989
- (HUN et BIE 84) E. HUNGERFORD and L. BIEDENHARN
Phys. Lett. 142B(1984)232
- (JAF 77) R.L. JAFFE
Phys. Rev. D15(1977)267 and 281
- (JAF 85) R.L. JAFFE et al
Nucl. Phys. B258(1985)468
- (KNV 73) C.P. KNUDSEN and E. PIETARINEN
Nucl. Phys. B57(1973)637
- (KOH 87) M. KOHNO
Prog. Theor. Phys. 75(1987)123
- (KUO 63) T.K. KUO
Phys. Rev. 129(1963)2264
- (LAG 88) J.M. LAGET
Rapp. Int. DPhNHe (1988)
- (LAG 89) J.M. LAGET
Comm. privée
- (MAC 85) P.B. MCKENZIE and H.B. THACKER
Phys. Lett. 55(1985)2359
- (MAC 87) R. MACHLEIDT et al
Phys. Rep. 149(1987)1
- (MAR 81) A. MARTIN
Nucl. Phys. B179(1981)33

- (MAY 81) M. MAY et al
Phys. Rev. Lett. 47(1981)1106
- (MAY 88) M. MAY
Letter of intend to AGS programm - Committee (Aug 88)
- (MAY 89) M. MAY
Nuovo Cimento Vol. 102, 1(1989)401
- (MIL 88) D.J. MILLENER, C.B. DOVER and A. GAL
Phys. Rev. C, 38(1988)2700
- (MUL 82) P.J.G. MULDER
Phys. Rev. D25(1982)1269
- (NAG 77) M.N. NAGELS et al
Phys. Rev. D15(1977)2547
- (NAG 79) M.N. NAGELS et al
Phys. Rev. D 20(1979)1633
- (OSE 89) F. DE CORDOBA and E. OSET
Preprint (1989) C.S.I.C.E. BURJASSOT, Valencia (Spain)
- (PAU 89) S. PAUL et al
Nuovo Cimento Vol. 102A, 2(1989)
- (PIC 73) A.R. PICKERING
Nucl. Phys. B66(1973)493
- (PIG 85) C. PIGOT et al
Nucl. Phys. B249(1985)172
- (PIK 86) M. PIEKARZ et al
Int. Symp. on hypernuclei and kaon physics Brookhaven (USA)
Sept. 85
- (POV 78) B. POVH
Ann. Rev. Nucl. Sc. 28(1978)1
- (POV 80) B. POVH
Nucl. Phys. A335(1980)233
- (POV 87) B. POVH
Prog. in Part. and Nucl. Phys., Vol. 18(1987)183
- (PROW 66) D. PROWSE
Phys. Rev. Lett. 17(1966)782
- (REN 71) Y. RENARD
Nucl. Phys. B40(1972)499

- (ROS 88) A.S. ROSENTHAL, D. HALDERSON, K. HOOBKINSON and
F. TABAKIN
Annals of Phys. (1988)33
- (ROSN 88) ROSSNER
Phys. Rev. D 39, 7(1988)2043
- (SEC 64) B. SECHI-ZORN et al
Phys. Rev. Lett. 13(1964)282
- (SEC 68) B. SECHI-ZORN et al
Phys. Rev. 175(1968)1735
- (SIL 87) B. SILVESTRE BRAC
La physique nucléaire à courte distance - Orsay (Fév. 87)
page 45 - Editeur : R. Frascaria, IPN (Orsay)
- (STR 88) U. STRAUB et al
Phys. Lett. B, 200(1988)241
- (SWA 63) J.J. DE SWART
Rev. Mod. Phys. 35(1963)916
- (TAN 82) L.G. TANG et al.
Phys. Lett. B, 110(1982)428
- (THOM 66) H. THOM
Phys. Rev. 151(1966)1322
- (VIN 82) R. VINH MAU
Nuclear Phys. A374(1982)3c
- (WUN 87) R. WUNSCH and J. ZOFKA
Phys. Lett. B, Vol. 193, n° 1(1987)7
- (YAM 86) T. YAMAZAKI et al
Nucl. Phys. A, 450(1986)1C
- (YAZ 88) K. YAZAKI
Nucl. Phys. A479(1988)217c
- (ZOF 89) J. ZOFKA
Nuovo Cimento, Vol. 102 A, n° 1 (1989)327

QUASI-PARTICULES LOIN DE LA MER DE FERMI

S. GALES
IPN Orsay, 91406 ORSAY CEDEX, France



QUASI-PARTICULES LOIN DE LA MER DE FERMI

S. GALES

IPN Orsay, 91406 ORSAY CEDEX, France

Résumé : Au cours de la dernière décennie, l'étude des degrés de liberté individuels des nucléons dans le noyau a permis de préciser les limites de validité du modèle à particules indépendantes. De profondes modifications des propriétés des états à une particule ont pu être mises en évidence récemment au moyen de réactions de knock-out d'un proton ($e, e'p$) et/ou de transfert d'un nucléon induites par les sondes électroniques et hadroniques d'énergie intermédiaire. Les distributions de force à une particule ainsi obtenues, sont comparées aux prédictions de modèles microscopiques.

Abstract : During the last decade, significant advances have been made in the study of the single particle modes of motion in nuclei, leading to a precise knowledge of the limits of validity of the independent particle model. The properties of the single particle states are strongly distorted as compared to a bare Hartree-Fock nucleus. These results have been revealed by means of a new generation of high resolution ($e, e'p$) and one nucleon transfer reactions induced by intermediate energy probes. The deduced single-particle strength distributions, highly damped, are compared to the predictions of the microscopic nuclear models.

I - Introduction

L'une des propriétés les plus remarquables des systèmes nucléaires est la validité du Modèle à Particules Indépendantes (MPI) qui décrit le mouvement de chaque nucléon comme résultant de l'action d'un potentiel moyen créé par l'ensemble des autres constituants du noyau. Ce potentiel moyen est statique mais non local par rapport aux variables d'espaces, $V(r, r')$, d'où un champ moyen qui dépend de la vitesse.

Les fluctuations de ce potentiel moyen donnent naissance aux modes collectifs. Le couplage de ces modes collectifs aux excitations à une particule change assez radicalement les propriétés de ce champ moyen, qui acquiert ainsi une dépendance en énergie $V(r, r', E)$. On décrit cette situation nouvelle en disant que le MPI acquiert un "contenu dynamique"^{1, 2}.

Dans la première partie de cet article, nous examinerons brièvement quelques uns des résultats expérimentaux qui ont permis d'établir la validité du MPI et les déviations déjà évidentes dans l'examen des sections efficaces de réactions ou dans les propriétés des états de valence (près de la surface de Fermi) pour les noyaux moyens et lourds.

Dans la deuxième partie, nous décrirons les deux principales approches expérimentales développées ces dix dernières années : la réaction de knock-out

d'un proton ($e, e'p$) et les réactions de transfert d'un nucléon induites par les sondes hadroniques d'énergie intermédiaires (p, d, α , ions lourds de 50-1000 MeV), qui ont permis d'étudier en détail les degrés de liberté individuels situés loin de la mer de Fermi : les couches profondes et externes. Les fonctions de réponse déduites de ces expériences, leurs dépendances par rapport aux modèles de réactions utilisés.

Dans la troisième partie, les caractéristiques générales de ces distributions de force à une particule (centroïde en énergie, largeur d'étalement, dépendante en énergie et en masse) seront comparées aux prédictions des modèles microscopiques qui prennent explicitement en compte le couplage de ces modes simples aux excitations collectives du noyau.

II - Fondements empiriques et limites du Modèle à Particules Indépendantes

La première évidence expérimentale de la validité approximative du MPI dans les noyaux vient de l'examen des propriétés des états fondamentaux des noyaux. L'existence d'irrégularités marquées de l'énergie de liaison de ces états pour certaines valeurs très précises du nombre de nucléons (8,20,28,50,82,126) ou "nombres magiques" reflètent l'organisation en couches des nucléons dans le noyau³⁾. Cette propriété est très bien reproduite par l'hypothèse de nucléons se déplaçant indépendamment les uns des autres dans un potentiel moyen.

Une autre indication forte de la pertinence du MPI vient des informations obtenues sur le libre parcours moyen d'un nucléon dans le noyau à partir des mesures des sections efficaces totales de réaction neutron-noyaux.

La dépendance en énergie de ces sections efficaces totales neutron-noyaux montre que le noyau ne se comporte pas comme un corps noir absorbant totalement le rayonnement incident. Des oscillations marquées apparaissent dans la section efficace en fonction de l'énergie. On en déduit un libre parcours moyen λ de l'ordre de grandeur du rayon nucléaire, valeur bien supérieure à la valeur de 0.4 fm environ déduite des sections efficaces nucléon-nucléon libre⁴⁾. Ce résultat est conforme à ce que l'on attend dans le MPI, les nucléons se déplaçant sur des orbites de nombres quantiques déterminés, il est alors nécessaire que le libre parcours moyen soit au moins de l'ordre de grandeur de ce rayon avant qu'une collision intervienne.

La limite de validité du concept d'un champ moyen statique et indépendant de l'énergie apparaît très rapidement quand on compare les propriétés des états individuels (position en énergie, force spectroscopique) ou les sections efficaces de diffusion aux résultats expérimentaux. Dans le cadre du MPI, la diffusion élastique nucléon-noyau peut être reproduite avec une grande précision si on suppose que le nucléon est diffusé par un potentiel de forme Woods-Saxon mais qui dépend de l'énergie incidente.

$$V(r) = \frac{V_0(E)}{1 + \exp(r - R_V/a_V)} \quad (1) \quad \text{avec} \quad R_V = r_0 A^{1/3}$$

$$r_0 = 1.25 \text{ fm}$$

$$V_0(E) = V_0 - 0.3E \quad (2) \quad a_V = 0.65 \text{ fm}$$

et si on y ajoute une partie imaginaire $W(r)$ pour tenir compte de l'absorption du flux incident dans les voies inélastiques et de réactions.

La figure 1 montre la dépendance de V_0 en énergie pour la diffusion $p\text{-}^{208}\text{Pb}$ de 0 à 100 MeV qui est bien reproduits par la loi linéaire donnée ci-dessus (2). Au contraire, les spectres des premiers niveaux à une particule des noyaux $A \pm 1$ nucléon (ou A est un noyau à couche fermée) ne sont bien reproduite par ce potentiel qui si V_0 est indépendant de l'énergie de l'état considéré.

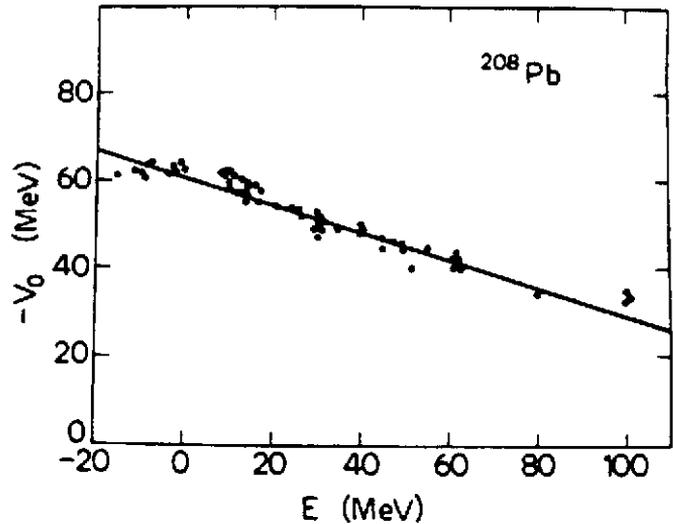


Fig. 1 Dépendance en énergie de la profondeur du puits de potentiel V_0 qui reproduit la section efficace élastique de diffusion $p\text{-}^{208}\text{Pb}$ et la position des premiers états à une particule. La ligne continue est un fit avec la dépendance linéaire donnée dans le texte et $V_0 = -62$ MeV (pris de la réf. 2).

Pour résoudre cette anomalie entre états à une particule dans la diffusion et états faiblement liés, on introduit une masse effective m^* du nucléon dans le noyau qui est différente de la masse à l'état libre m (le nucléon est "habillé").

$$m^*(E)/m = 1 + dV_0(E)/dE \quad (3)$$

soit ϵ_F l'énergie de Fermi ($\epsilon_F = -5.6$ MeV pour les neutrons dans le ^{208}Pb).

En utilisant la relation (2), on trouve :

$$m^*/m = 0.7 \quad \text{pour} \quad |E - \epsilon_F| > 20 \text{ MeV} \quad (\text{états de diffusion ou états très liés ou profonds})$$

$$m^*/m = 1 \quad \text{pour} \quad |E - \epsilon_F| < 10 \text{ MeV} \quad (\text{états de valence faiblement liés, } V_0 \text{ indépendant de } E)$$

Les observations empiriques sont donc bien expliquées par un potentiel local de géométrie fixe ou la dépendance en énergie de la profondeur V_0 peut être décrite par une masse effective qui dépend de l'énergie.

Les états à une particule du noyau de $A \pm 1$ nucléon sont obtenus par addition (stripping) ou soustraction (pick-up) d'un nucléon sur le cœur A . Ainsi, l'état fondamental de ^{209}Bi est obtenu par addition d'un proton $1h_{9/2}$ sur le ^{208}Pb , la séquence des états excités est selon le MPI : $2f_{7/2}$, $1i_{13/2}$ etc. Le spectre de la réaction de stripping d'un proton (α, t) sur le ^{208}Pb est montré dans la figure 2 et les premiers niveaux du ^{209}Bi montrent bien la

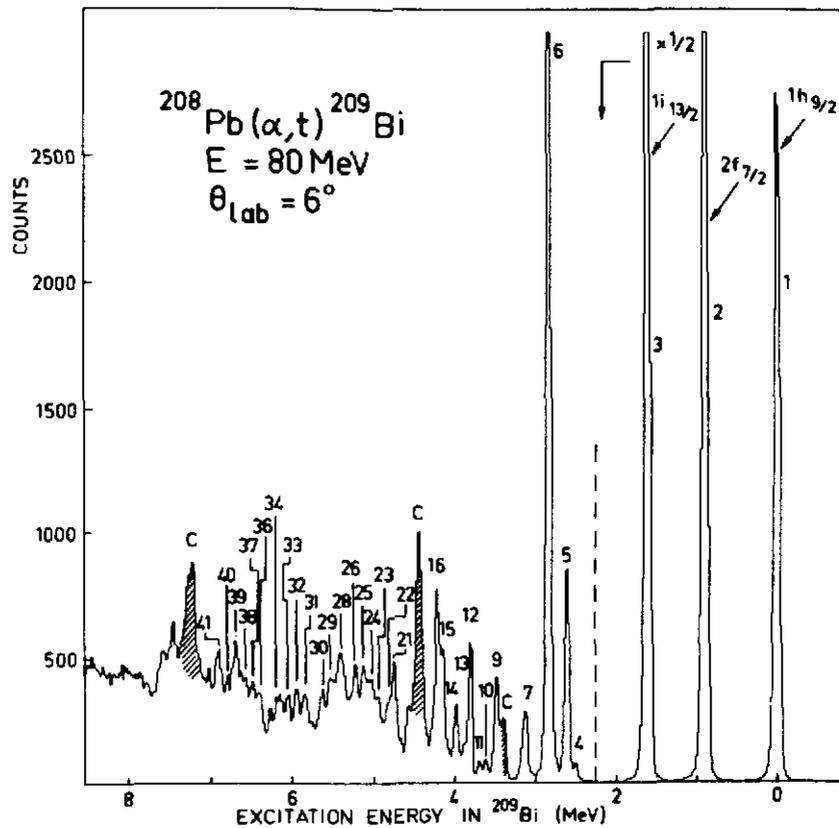


Fig. 2 : Spectre en énergie de la réaction $^{208}\text{Pb}(\alpha, t)^{209}\text{Bi}$ à $E_\alpha = 80$ MeV. Les pics principaux correspondant aux états à une particule du modèle en couches et leurs nombres quantiques sont indiqués (pris de la réf.6).

séquence attendue⁶⁾. Une mesure quantitative du caractère à une particule est donnée par la force ou le facteur spectroscopique associé. Il est défini comme étant égal à au carré de l'élément de matrice représentant le recouvrement entre les fonctions d'ondes de l'état final f des nombres quantiques nlj dans le noyau $(A+1)$ et l'état initial i de la cible A .

$$S_{if}(A \rightarrow A+1) = |\langle \Phi_f(A+1) | a_{jm}^\dagger | \Phi_i(A) \rangle|^2 \quad (4)$$

une expression très similaire peut être donnée dans le cas de pick-up d'un nucléon : $S_{if}(A \rightarrow A - 1)$. Dans le cadre du MPI, S_{if} est égal à 1.

Ceci n'est qu'approximativement le cas pour les niveaux observés dans la figure 2. En général, les valeurs expérimentales de S_{1f} déduites de l'analyse des sections efficaces de transfert sont inférieures à l'unité ($S = 0.7 - 0.8$ pour $h_{9/2}$, $S = 0.65$ pour $i_{13/2}$, etc). Cette déviation par rapport aux prédictions du MPI sont encore plus sérieuses pour les états à plus haute énergie d'excitation. La fig. 2 montre qu'au delà de 2 MeV d'énergie d'excitation, une multitude de niveaux sont peuplés. Ils correspondent à des fragments de la force à une particule des orbitales $1i_{13/2}$ et/ou $2f_{5/2}$. Pour expliquer cette fragmentation, on dit que l'état à une particule acquiert une largeur d'étalement Γ^\downarrow qui mesure l'intervalle en énergie où sont concentrés l'ensemble des fragments appartenant à une orbitale nlj . On comprend bien que suivant l'importance de cette largeur, la structure en couches des noyaux va profondément se distordre jusqu'à disparaître. Cette situation est illustrée dans la fig. 3.

Dans le MPI la force à une particule pour une orbitale nlj soit S_{1j} est entièrement concentrée sur un état quelle que soit l'énergie (voir figs. 3a, a').

En réalité, l'existence de collisions entre nucléons ou de diffusions sur la surface du noyau, conduit à un étalement de la force à une particule. On introduit une partie imaginaire dans le potentiel moyen $U(r) = V + iW$; par analogie avec la diffusion, W est relié à la largeur d'étalement par la relation

$$\Gamma^\downarrow = 2 \langle W \rangle \quad (5)$$

La fonction delta du MPI des fig. 3a et 3a' identique dans le cas d'un état de valence ou profond, est modifiée dans le cas où l'on introduit des collisions entre nucléons (MPI + W). La fonction de réponse $S(E)$ présente toujours un maxima autour de la position de l'état à une particule E_0 mais la probabilité de trouver des

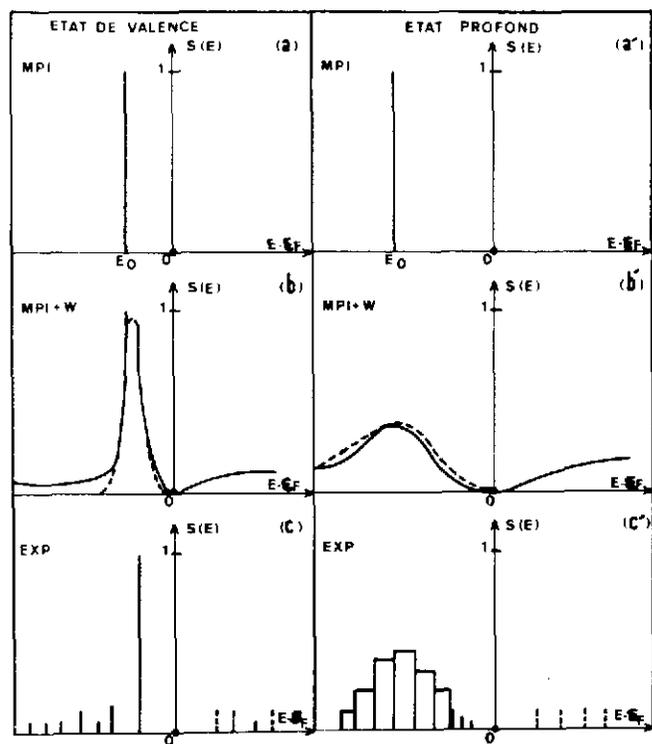


Fig. 3 : Distribution de la force à une particule en fonction de $E - E_F$ (a, a') : modèle à particules indépendantes (MPI). (b, b') : Effet des collisions et de la surface pour un état de valence et un état profond. La courbe en pointillés représente l'approximation de quasi-particule (Lorentzienne) (c, c') : exp. Situation observée expérimentalement (adaptée de la référence 2).

fragments correspondant à l'état à une particule loin de E_0 n'est plus nulle. Pour un état près de la mer de Fermi, l'étalement est faible alors qu'il peut être de plusieurs MeV lorsqu'on s'en éloigne (figs. 3b,b'). L'approximation de quasi-particule consiste à remplacer la fonction de Green, forme exacte de la fonction de réponse, par le pôle de cette fonction. Ce qui donne à la réponse une forme Lorentzienne symétrique autour de E_0 (courbe en pointillé des figs 3b,b').

L'observation expérimentale de la fragmentation des états de valence ou "profonds", schématiquement représentée dans les figs. 3c,c', comme nous le montrerons plus loin est en accord globalement avec cette description.

L'origine de cette largeur d'étalement Γ^\downarrow et les mécanismes qui permettent de l'expliquer quantitativement, comptent parmi les motivations principales des études entreprises cette dernière décade sur les propriétés des états individuels loin de la mer de Fermi.

III - Fonction de réponse à une particule. Les approches expérimentales

Historiquement, ce sont les réactions de pick-up d'un nucléon, $(p,2p)^{7)}$, $(e,e'p)^{8)}$ et $(p,d)^{9)}$ qui ont permis de tester les prédictions du MPI pour les orbitales les plus internes. Notons cependant que dans les années 60-70, les qualités des faisceaux disponibles (résolution en énergie, cycle utile) et les techniques de détection associées ont conduit à des résultats incomplets et surtout limités aux noyaux légers et moyens.

Le but de ce chapitre est de décrire comment l'information de structure nucléaire concernant les degrés de liberté individuels peuvent être déduits des expériences de knock-out d'un proton au moyen de la réaction $(e,e'p)$ induite par des faisceau d'électrons de cycle utile élevé et en utilisant des spectromètres de large bande passante en moment et de haute résolution. L'approche alternative, les réactions de transfert d'un nucléon, où le pick-up mais aussi le stripping d'un nucléon (proton ou neutron) induits par des faisceaux de p,d,He ou ions lourds d'énergie intermédiaire, sera elle aussi développée dans ce chapitre.

Les spécificités, avantages et limitations de ces deux méthodes seront discutées.

III.1 - La réaction $(e,e'p)$. Le modèle de réaction

Dans une réaction du type $A(e,e'p)B$, dont le diagramme est représenté dans la figure 4, on suppose que l'électron incident, d'énergie cinétique e_0 de moment \vec{e} , interagit avec un seul proton de la cible (diffusion quasi-libre). L'énergie de liaison et l'impulsion du proton choqué est E_m, \vec{p}_m . L'électron diffusé inélastiquement a une énergie et une impulsion (e'_0, \vec{e}') , le proton émis (p_0, \vec{p}) et l'état final est caractérisé par E_B, \vec{p}_B . La conservation de

l'énergie et de l'impulsion vérifient les relations :

$$E_m = e_o - e'_o - (p_o - m_o) - (E_B - m_B) \quad (6)$$

$$\text{soit } E_m = \omega - T_p - T_B = E_{sep} + E_x \quad (6')$$

$$p_m = e - e' - p = q - p \quad (7)$$

ou ω et q sont l'énergie et l'impulsion transférées dans la diffusion inélastique, T_p et T_B l'énergie cinétique du proton émis et du noyau résiduel, respectivement.

La section efficace de la réaction, au premier ordre de l'approximation de Born (échange d'un photon) en ondes planes (PWIA), ou l'on détecte l'électron diffusé e' en coïncidence avec le proton

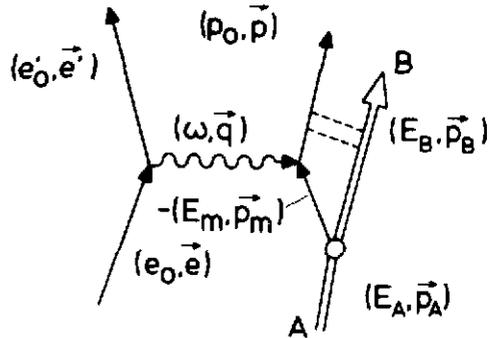


Fig. 4 : Représentation schématique de la réaction de knock-out et d'un proton ($e, e'p$). Les notations sont explicitées dans le texte.

émis peut se mettre sous la forme du produit de facteur de 2 termes principaux

$$\frac{d^6 \sigma}{d e'_o d \Omega_e d T_p d \Omega_p} = k \sigma_{ep} S(E_m, p_m) \quad (8)$$

l'interaction électron-proton σ_{ep} et la fonction de réponse $S(E_m, p_m)$ qui contient toute l'information de structure nucléaire. Dans le modèle à particules indépendantes, la fonction de réponse $S(E_m, p_m)$ peut s'écrire comme la somme des densités de distribution de l'impulsion pour toutes les orbitales nlj possibles :

$$S(E_m, p_m) = \sum_{nlj} S_{nlj}(E_m) \rho_{nlj}(p_m) \quad (9)$$

ou S_{nlj} est le facteur spectroscopique de la composante nlj à l'énergie E_m et $\rho_{nlj}(p_m)$ est égale en PWIA au module carré de la transformée de Fourier de la fonction d'onde de l'état lié nlj

$$\rho_{nlj}(p_m) = | \Phi_{nlj}(p_m) |^2 = \left| \int \Phi_{nlj}(r) e^{i p_m r} dr \right|^2 \quad (10)$$

A partir de la section efficace expérimentale, donc de la fonction de réponse $S(E_m, p_m)$ intégrée sur l'impulsion p_m on peut mesurer pour chaque orbitale la fraction de la règle de somme observée :

$$n(nlj) = \frac{1}{2J+1} \int S_{nlj}(E_m) dE_m \quad (11)$$

La factorisation de la section efficace (voir eq. 8) et cette formulation de la règle de somme (voir eq. 9) ne sont qu'approximatives. En pratique, pour tenir compte de l'interaction dans l'état final, $\rho_{nlj}(p_m)$ doit être calculé à l'aide d'un potentiel optique (approximation en ondes distordues DWIA) soit $\rho_{nlj}^D(p_m)$.

On doit aussi tenir compte de la distorsion Coulombienne des ondes entrantes et sortantes pour les électrons (CDWIA). Enfin, la factorisation de la section efficace, (voir eq. 8), reste valable seulement si les coïncidences $e'-p$ sont mesurées en cinématique "parallèle", le moment de l'électron diffusé \vec{e}' et celui du proton émis \vec{p} sont choisis de telle manière que \vec{p} soit parallèle au moment transféré \vec{q} . La figure 5 montre l'effet de ces approximations successives (PWIA, DWIA, CDWIA) pour 2 états de trou proton dans le ^{208}Pb . La valeur absolue et la largeur de la distribution sont fortement modifiées

lorsqu'on tient compte d'hypothèses réalistes (CDWIA). Notons encore que le calcul de $\rho_{nlj}^D(p_m)$ suppose le calcul des fonctions d'ondes $\Phi_{nlj}(r)$ (voir eq.10) au moyen d'un potentiel moyen de Woods-Saxon dont la profondeur est ajustée pour reproduire l'énergie de liaison de l'état considéré et de géométrie fixe ($r_0 = 1.15 \text{ fm}$, $a_0 = 0,65 \text{ fm}$).

III.2 - La réaction $(e,e'p)$: la méthode expérimentale et résultats expérimentaux par le ^{208}Pb

Pour illustrer les informations de structure nucléaire obtenues récemment au moyen de la réaction $(e,e'p)$, nous avons choisi de décrire les expériences réalisées récemment à l'accélérateur linéaire d'électrons de NIKHEF-K d'Amsterdam ($E = 500 \text{ MeV}$, cycle utile 2 %). Les électrons diffusés inélastiquement et les protons choqués de la cible sont détectés en coïncidence à l'aide de deux spectromètres à haute résolution (510^{-5} en moment) et à large bande passante ($\Delta p/p \approx 10 \%$). Un schéma de l'installation est présenté dans la figure 6. Le système de détection de chaque spectromètre est composé de 2 chambre à fils qui permettent de déterminer la position donc l'angle des trajectoires. Des scintillateurs placés derrière les chambres permettent de réaliser la coïncidence en temps $e'-p$ qui identifie les événements.

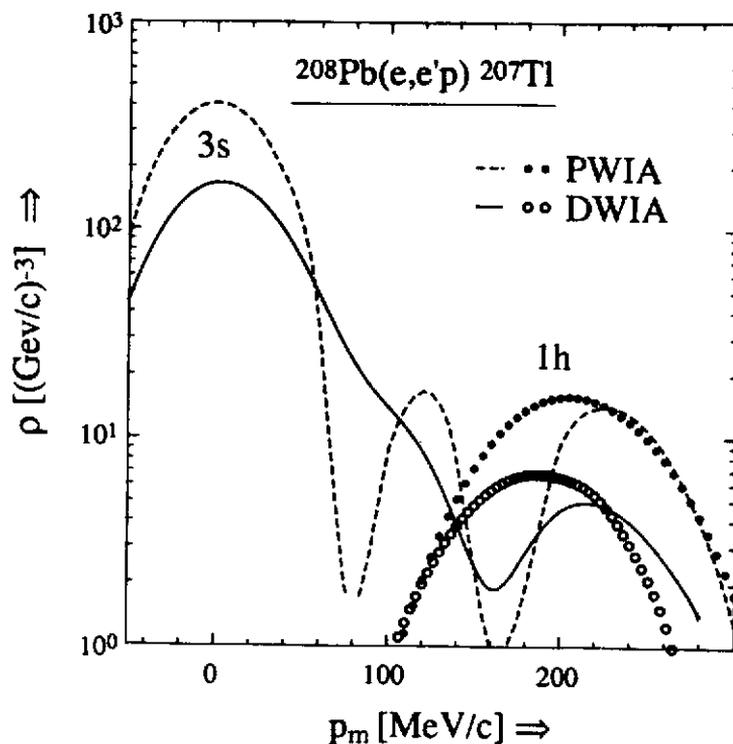


Fig. 5 : Calcul de la distribution de la densité des impulsions pour les états 3s et 1h (trous proton) du ^{208}Pb en PWIA, DWIA et CDWIA (Réf.10).

Un tel dispositif a permis d'étudier avec une excellente résolution (<100 keV) les états de trous protons dans des noyaux de ^{12}C , ^{51}V , ^{90}Zr , $^{206,208}\text{Pb}$ jusqu'à 25 MeV d'énergie d'excitation 10,11 . L'un des grands avantages de la réaction $(e,e'p)$, en plus d'une interaction e-proton bien connue, est la possibilité de varier indépendamment E ou p en choisissant les combinaisons d'angles et d'énergie incidente adéquates.

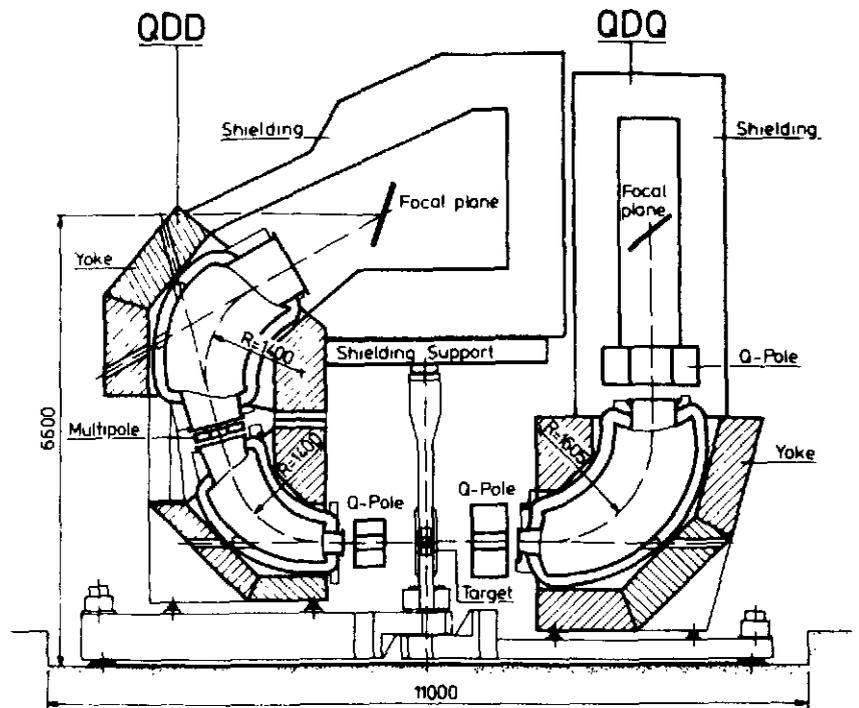


Fig. 6 : Schéma de l'installation de coïncidence $e'-p$ à l'aide du spectromètre magnétique (QDD pour les protons, QDQ pour les électrons).

Le faisceau incident entre perpendiculairement au plan de cette coupe, les dimensions sont en mm (Tiré de la réf. 10).

La fonction de réponse mesurée pour les états de trous de protons près de la mer de Fermi ($E_x = 0-5$ MeV) et pour une impulsion moyenne de 220

MeV/c est montré dans la figure 7 pour la réaction $^{208}\text{Pb}(e,e'p)$. Chaque pic correspond à un trou de nombres quantiques indiqués.

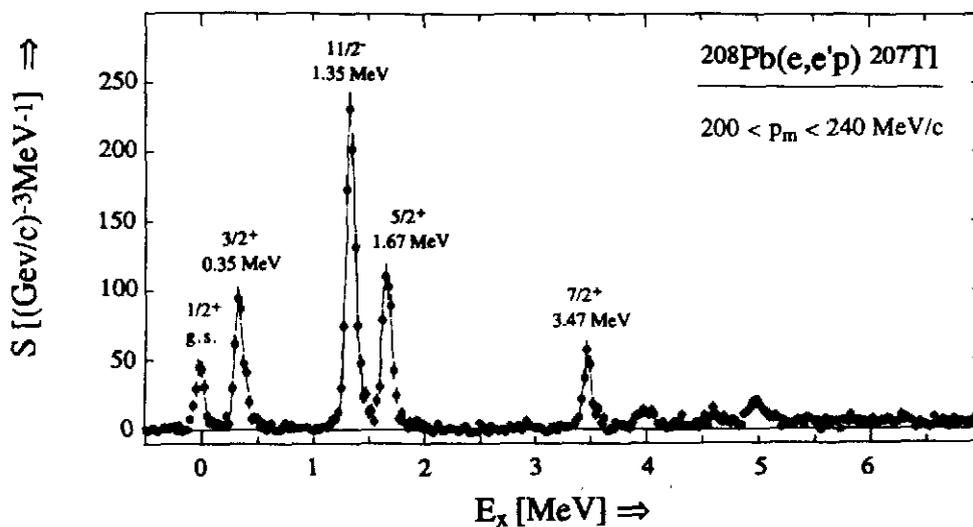


Fig. 7 : Spectre en énergie d'excitation du ^{207}Tl obtenu au moyen de la réaction $(e,e'p)$ à 220 MeV/c montrant les états de valence (trou protons) discrets dans le ^{207}Tl (Tiré de la réf. 10).

Les distributions en moment des états 5 premiers états de trous du ^{208}Pb sont montrés dans la fig. 8.

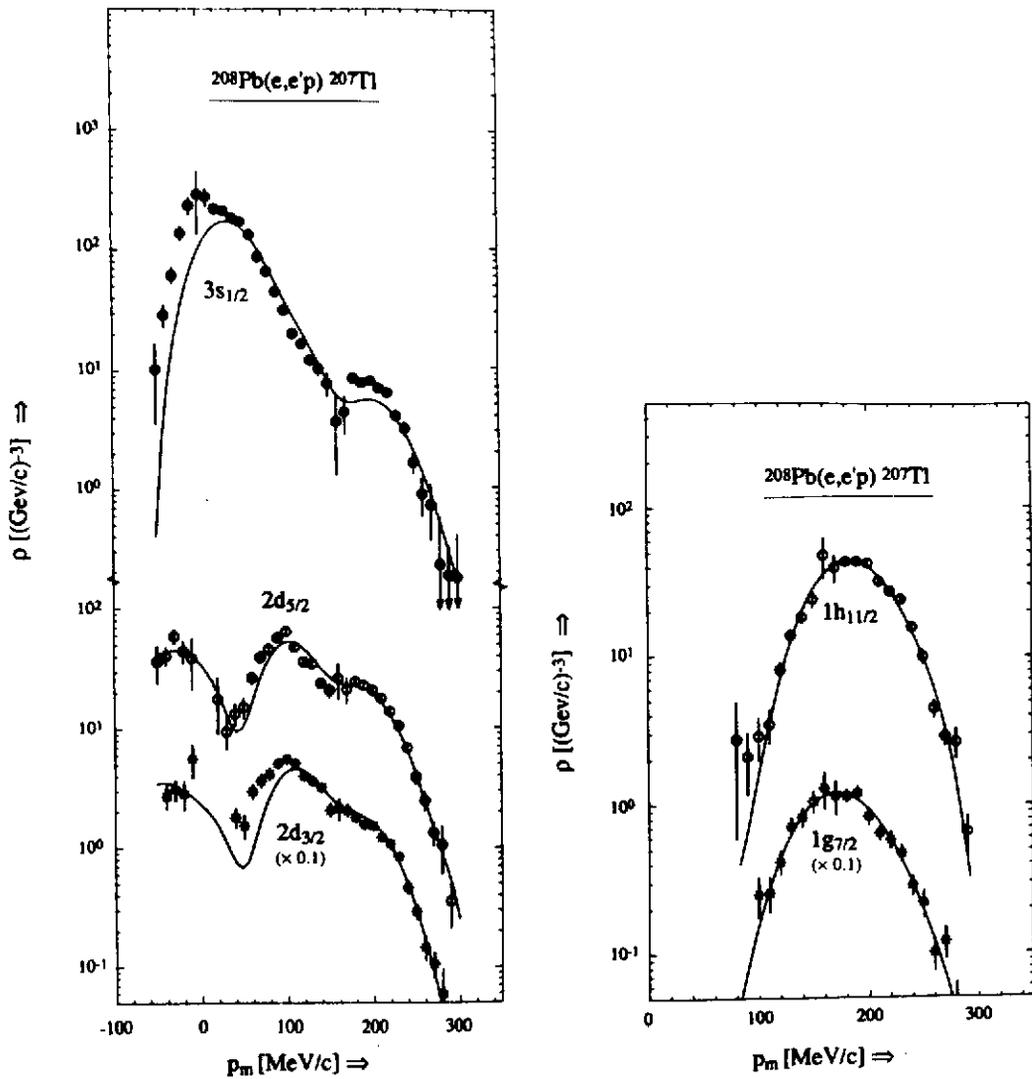
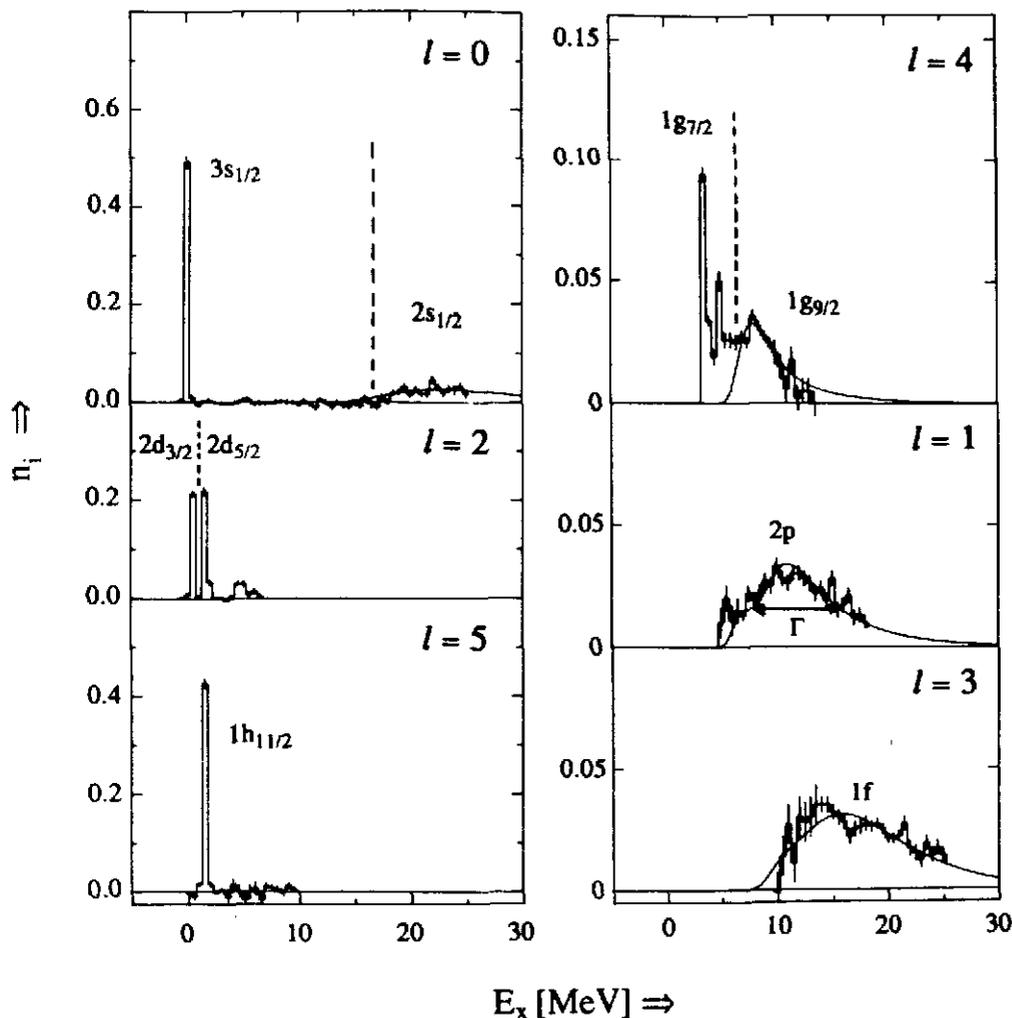


Fig. 8 : Distributions en moment pour les orbites protons du ^{208}Pb correspondant au knock-out de proton conduisant aux 5 premiers états excités de ^{207}Tl . Les courbes en trait plein sont le résultat d'un calcul standard CDWIA (réf. 10).

Les fits obtenus au moyen d'un calcul standard CDWIA sont représentés par les courbes en trait plein. Les fonctions d'ondes $\Phi_{nlj}(r)$ ont été calculées avec un potentiel de Woods-Saxon de profondeur fixée par l'énergie de liaison de l'état considéré, le rayon est ajusté ($R = r_0 A^{1/3}$) pour reproduire la distribution expérimentale. La normalisation entre les points expérimentaux et le calcul donne la fraction de la règle de somme contenue dans chaque état de trou. Notons que pour les premiers états de valence, le facteur spectroscopique pour les états $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1h_{11/2}$ et $2d_{5/2}$ est de l'ordre de 0.5, valeur suggérant une très forte dépopulation des couches près de la mer de Fermi et très inférieure aux valeurs déduites de l'étude du pick-up de proton induit par des sondes hadroniques. Ce point sera discuté dans la section IV.

Pour déterminer la fonction de réponse pour les orbitales les plus profondes, les distributions d'impulsions ont été décomposées en tranches $\rho(p_m)_{E_m}$ de largeur 0.5 MeV en énergie d'excitation. Une décomposition en multipole de chaque tranche $\rho(p_m)_{E_m}$ permet de déduire la fonction de réponse pour les orbitales plus profondes, $1g_{7/2}$, $1g_{9/2}$, 2p et 1f. Les fonctions d'ondes sont calculées de la même manière que pour les états de valence, le rayon du potentiel pour ces orbitales a été pris égal à celui des résultats de calculs

$^{208}\text{Pb}(e,e'p) ^{207}\text{Tl}$



HF avec une interaction nucléon-nucléon dépendante de la vitesse (DME 72)¹²⁾. Ces fonctions de réponse en fonction de l'énergie d'excitation sont montrées dans la fig.9. Les orbitales de valence ($E_x = 0-3$ MeV) présentent un pic étroit où environ 50 % de la force est concentrée.

A l'inverse, pour les orbitales plus "profondes" ($E_x = 10-20$ MeV), la distribution est large, un résultat qualitativement conforme à celui attendu (voir chap. II et fig. 3). Les courbes en trait plein représentent un fit au moyen d'une gaussienne de largeur

Fig. 9 : Résultat de la décomposition en l de la fonction de réponse pour les états de trous proton du ^{208}Pb jusqu'à 25 MeV d'énergie d'excitation. Les courbes en trait plein sont des fits des distributions pour les orbitales les plus profondes afin d'estimer le pourcentage de la force contenue à plus haute énergie d'excitation et non couvert par cette expérience (tiré de la réf. 10).

$$\Gamma_{(\text{MeV})} = \frac{24 (E - \epsilon_F)^2}{500 + (E - \epsilon_F)^2} \quad (12)$$

déduite d'une paramétrisation des largeurs des états de valence dans les noyaux légers et moyens par Brown et al¹³⁾. Cette paramétrisation reproduit correctement les distributions expérimentales et permet d'estimer les

pourcentages de la force à une particule située au-delà de 25 MeV pour les orbitales les plus profondes.

Les réactions de knock-out d'un proton permettent de mesurer la fonction de réponse des états de trou de proton pour des couches de valence mais aussi pour les orbitales les plus liées dans les noyaux lourds. Les distributions expérimentales sont caractéristiques de la multipolarité l de l'orbite mais non du spin J . Le rayon est déterminé avec une grande précision. L'approximation de l'échange d'un seul photon (virtuel) est bien vérifié. Cependant, les résultats sont largement modèle dépendant par l'intermédiaire :

- (1) de l'interaction dans l'état final p-noyau résiduel et des paramètres optiques nécessaires au calcul de la distorsion dans la voie hadronique (DWIA).
- (2) du calcul de la distorsion Coulombienne pour les voies d'entrée et de sortie.
- (3) du potentiel moyen utilisé pour le calcul de fonction d'onde des états liés.
- (4) de la décomposition en multipole de la distribution mesurée.

Enfin, du point de vue expérimentale, les sections efficaces sont très faibles et ne permettent pas d'étendre facilement la méthode aux états de trou de neutron. Les états de particule situés au-dessus de la mer de Fermi ne sont pas accessibles par cette réaction.

III.3 - Les réactions de transfert d'un nucléon : Le modèle de réaction

Les principales caractéristiques du spectre en énergie résultant d'une réaction de transfert $A(a,b)B$ induite par une sonde hadronique (p,d, He, ions lourds) est illustrée schématiquement par la fig. 10. En supposant une résolution de l'ordre de 50-100 keV, la région d'énergie d'excitation entre 0-2 MeV correspond aux états discrets de valence (particule ou trou). Entre 2 et 20 MeV les états à une particule, fragmentés et étalés en énergie, coexistent et sont superposés à un continuum indifférencié. Au-dessus de 20 MeV d'énergie d'excitation, le spectre observé est caractéristique des réactions de prééquilibre jusqu'à atteindre l'équilibre statistique.

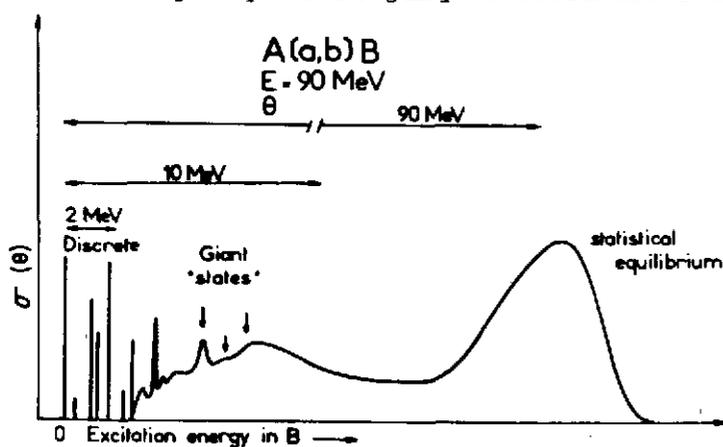


Fig. 10 : Représentation schématique du spectre en énergie résultant de l'étude de la réaction de transfert $A(a,b)B$.

Une revue générale des propriétés des états à une particule peuplés au moyen de réactions de transfert peut être trouvée de la réf.14. Pour une réaction de transfert d'un nucléon, plusieurs paramètres jouent un rôle déterminant dans l'identification, la localisation et la mesure de la force à une particule d'une orbitale donnée.

D'abord, l'énergie incidente et le type de réaction conditionnent largement la sélectivité de la réaction en moment transféré (c'est-à-dire son aptitude à détacher de fond indifférencié une multipolarité l donnée). La dépendance de la section efficace différentielle en fonction de l'angle d'observation permet parfois de déterminer quelle multipolarité est dominante dans une région d'énergie. On doit y ajouter la résolution en énergie (pouvoir séparateur), le domaine exploré, l'utilisation de faisceaux polarisés pour tenter d'identifier le spin total J.

On ne peut optimiser tous ces paramètres au moyen d'une seule réaction, à une seule énergie, mais seulement tenter des comparaisons entre plusieurs réactions à différentes énergies. Comme nous allons le voir, la limitation principale de cette approche vient :

- i) de la dépendance par rapport au modèle de réaction de la fonction de réponse extraite de telles études.
- ii) des incertitudes introduites dans la détermination de S(E) par la soustraction de la section efficace du continu sous-jacent (zone hachurée voir fig. 10).

Pour une réaction de transfert d'un nucléon $A + a \rightarrow b + B$ ou $b = a \pm n$ ou n est le nucléon transféré, le modèle de réaction est basé sur les hypothèses suivantes :

Réaction directe en une étape

Dans le cadre de la théorie de réactions nucléaires en approximation de Born en ondes distordues (DWBA) l'amplitude de transition de $B \rightarrow A$ s'écrit :

$$T_{BA} = \int dr_{aA} dr_{bB} \chi_{(b)}^{(-)*}(k_b, r_{bB}) F(r_{aA}, r_{bB}) \chi_a^{(+)}(k_a, r_A) \quad (13)$$

ou $\chi_a^{(+)}$, $\chi_b^{(-)*}$ sont les ondes distordues décrivant la diffusion élastique dans les voies d'entrée aA et la voie de sortie bB. Elles sont calculées à l'aide de potentiels optiques phénoménologiques. F est le facteur de forme et contient toute l'information de structure nucléaire, en particulier l'overlap entre la fonction d'onde de l'état de nombre quantique nlj dans le noyau final $B = A \pm n$ et la fonction d'onde de l'état initial A.

Si l'on sait calculer, l'intégrale à 6 dimensions de l'équation (13), la section efficace différentielle expérimentale conduisant de $B \rightarrow A$ pour un état à une particule (trou) à l'énergie E s'écrit :

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{Exp}} = S(E) \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{DW}} \quad (14)$$

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{DW}} = K |T_{AB}|^2 \quad (15)$$

$|T_{BA}|^2$ est la section efficace DWBA calculée et K une constante qui contient les facteurs cinématiques et les facteurs statistiques de spins pour une transition donnée.

Cette section efficace expérimentale est directement proportionnelle donc à S(E) qui caractérise la force avec particule de l'état final nlj dans le noyau B. A part la dépendance par rapport aux paramètres optiques de la section efficace calculée $(d\sigma/d\Omega)_{\text{DW}}$ le calcul du facteur de forme implique celui de la fonction d'onde de l'état à une particule considérée dans un puits de potentiel Woods-Saxon de géométrie fixe.

La profondeur est fixée, comme dans le cas de la réaction (e,e'p), par l'énergie de liaison expérimentale mais le rayon est fixé ($r_0 \approx 1.25$ fm), contrairement à l'approche précédente ou il est déterminé expérimentalement par la dépendance en moment de la distribution. Cette géométrie fixe quels que soient le fragment et l'orbitale considérés semble peu justifiée, en particulier dans le cas de réactions de transfert induites par des particules lourdes ou l'on est sensible qu'à l'amplitude localisée en surface (donc faible) du facteur de forme. La très grande dépendance de la section efficace par rapport au rayon de l'orbite entraîne des incertitudes de 20 à 30 % sur la section efficace des états de valence à large composante à une particule et de l'ordre de 50 à 100 % pour des fragments plus faibles et/ou plus éloignés de la mer de Fermi.

Notons enfin que l'hypothèse de réaction directe en une étape n'est justifiée qu'à énergie incidente élevée et que le calcul de T_{BA} suppose aussi une connaissance de l'interaction entre l'éjectile et le nucléon transféré V_{bx} généralement déduite de l'interaction nucléon-nucléon (p-n) ou nucléon-noyau (d-n, d-p, He-n, He-p) à basse énergie.

Une fois le spectre de la fig. 10 obtenue, la procédure utilisée dans l'analyse des données est schématiquement résumée dans la fig. 11. Après soustraction d'un continu (partie hachurée), les "structures" présentes dans la section efficace sont fitées à l'aide d'un certain nombre de gaussiennes de largeurs différentes ou encore la section efficace est divisée en tranches de largeur en énergie ΔE (0.1 à 0.5 MeV).

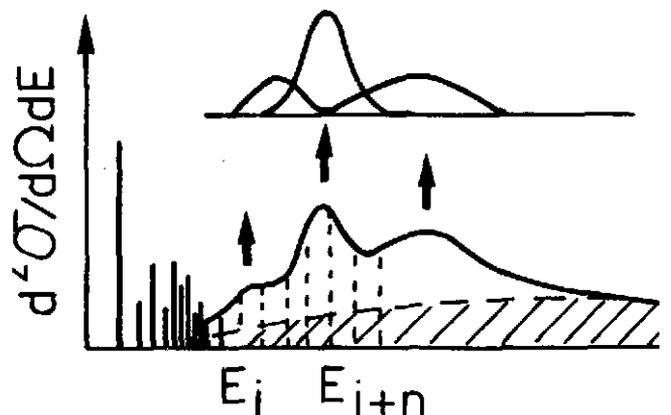


Fig. 11 : Représentation schématique de la méthode utilisée dans l'analyse des données d'une réaction de transfert.

La mesure de la dépendance angulaire de la section efficace expérimentale $(d^2\sigma/d\Omega dE)(\theta)$ est comparée à la section efficace théorique $(d^2\sigma/d\Omega dE)_{DW}$ et conduit à la détermination du moment transféré. La dépendance en moment

angulaire transféré l pour différentes multipolarités et différentes réactions de transfert est montrée dans la fig. 12. On peut remarquer qu'à haute énergie incidente, la distinction entre multipolarités proches ($l, l\pm 1$) est très difficile, bien que la section efficace augmente rapidement pour les transferts les plus élevés ($l = 5,6$). L'analyse de la section efficace dans un intervalle d'énergie ΔE en

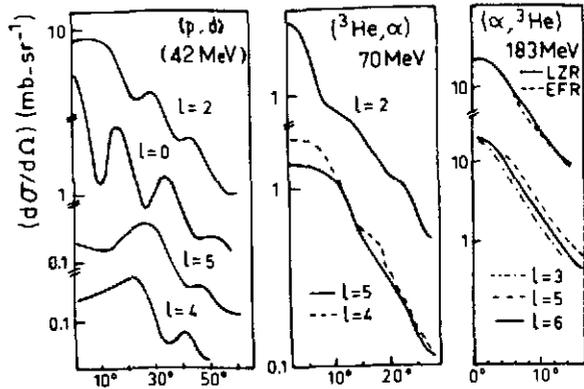


Fig. 12 : Dépendance angulaire de la section efficace différentielle pour différentes réactions de transfert et pour quelques valeurs du moment transféré l .

termes de différentes multipolarités est donc très difficile sinon impossible. Le spin de l'orbitale considérée est généralement pris par hypothèse comme celui correspondant à la position de l'orbite du modèle en couche la plus proche. Des mesures d'asymétries en utilisant un faisceau de protons ou de deutérons polarisés permettent cependant de déterminer le J de manière inambiguë. (voir sect.III.2.2).

Pour chaque fragment i de l'état à une particule nlj , une force à une particule $S_i(E)$ est extraite par comparaison entre la section efficace expérimentale et la section efficace DWBA. Le premier et le deuxième moment de la distribution $S(E)$ ainsi obtenue sont identifiés avec l'énergie de quasi particule (centroïde \bar{E}_0) et la largeur d'étalement $\Gamma^\downarrow = \sqrt{8 \text{Ln} 2} \sigma$ alors que la somme $\sum_i^{1J} S_i(E)$ sur tous les fragments correspondants à l'orbitale nlj donne la fraction de la règle de somme contenue dans l'intervalle en énergie considérée. Les différentes étapes discutées plus haut peuvent être résumées de la manière suivante :

$$\left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \right]_{\text{exp}} \rightarrow \text{Modèle de Réaction : DWBA, potentiel optique, facteur de forme} \rightarrow$$

$$l, J \text{ (hypothèse)} \rightarrow \left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \right]_{DW} \rightarrow S^W(E)$$

Maintenant que sont explicités les avantages et limites de cette approche, quelques exemples vont être discutés pour illustrer la détermination expérimentale des fonctions de réponse à une particule dans le cas d'orbitales

et 50 MeV d'énergie d'excitation. A 50 MeV d'énergie d'excitation la contribution à la section efficace de pick-up d'un nucléon est probablement très faible et cette limite a été utilisée pour extrapoler de 50 à 5 MeV la contribution du continuum qui a été soustrait (voir fig. 13). Le domaine d'énergie d'excitation couvert par cette expérience permet de penser que l'ensemble de la section efficace de 10 à 50 MeV correspond à la population des couches plus profondes depuis la couche 1f jusqu'à la couche 1s. On peut voir dans le spectre de la figure 13 qu'il y a peu d'indications pour des distributions à une particule correspondant à ces orbitales intenses et concentrées dans un domaine étroit en énergie ($\Gamma \approx 2 - 5$ MeV), mais plutôt un étalement et un recouvrement très grand qui correspond dans la fig. 13 à une section efficace monotone et décroissante. Seules les structures larges montrées dans l'encart de la fig. 13, autour de 7.5 et 15 MeV, permettent de localiser les forces $1f_{5/2}$ et $1f_{7/2}$ dans ce domaine d'énergie¹⁵⁻¹⁷⁾.

Le deuxième exemple que je voudrais discuter mettra l'accent sur deux autres paramètres expérimentaux, la résolution en énergie dans la voie de sortie

d'une réaction de transfert et l'utilisation de faisceaux polarisés pour tenter de déterminer le spin des états peuplés. Ces deux facteurs combinés ont permis la plupart du temps de montrer le recouvrement en énergie des couches internes nlj , $n'l'j'$ proches et de déterminer de manière inambiguë leurs spins. En prenant toujours pour exemple les couches internes de neutron $1g_{9/2}$, $2p$ dans les noyaux d'étain, la figure 14 montre le spectre en énergie d'excitation de l'isotope ^{111}Sn entre 0 et 7 MeV obtenu lors de l'étude de la réaction $^{112}\text{Sn}(d,t)$ à l'aide du faisceau de deutons polarisés du cyclotron de Grenoble¹⁸⁾. Cette zone d'énergie d'excitation correspond au pic autour de 5 MeV, d'une largeur d'environ 1 MeV, observée dans les isotopes d'étain fig. 13. La bonne résolution en énergie révèle la présence d'une "structure fine" à l'intérieur du pic, constituée

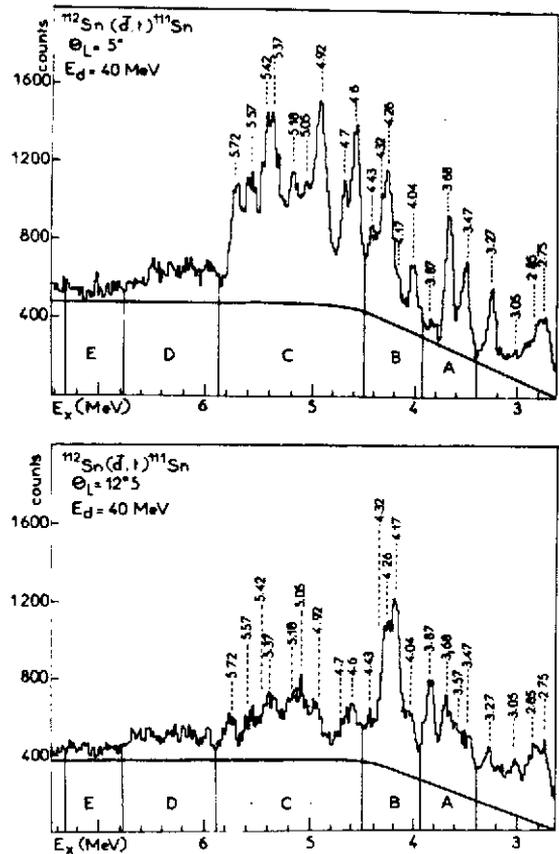


Fig. 14 : Spectre en énergie des tritons émis lors de la réaction $^{112}\text{Sn}(d,t)$ à $\theta_{LAB} = 5^\circ$ et 12.5° . La ligne horizontale représente l'hypothèse faite pour la soustraction du continuum (réf. 18).

d'une quinzaine de niveaux. La dépendance angulaire de la section efficace qui dépend du moment transféré l permet de mettre en évidence les fragments de la couche $2p$ ($l=1$) qui ont une contribution maximum à l'avant (voir fig. 14, $\theta = 5^\circ$) et ceux de la couche $1g_{9/2}$ ($l=4$) qui sont fortement excités aux angles plus grands (voir fig. 14, $\theta = 12.5^\circ$). Le recouvrement en énergie de 2 orbitales $2p$ et $1g_{9/2}$ dû aux largeurs d'étalements est parfaitement mis en évidence.

La distribution angulaire et le pouvoir d'analyse de chaque fragment, après soustraction d'un fond continu montré dans la fig. 14 ont été analysés. A titre d'exemple, la dépendance angulaire de $\sigma(\theta)$ et $A_y(\theta)$ pour le niveau à 4.17 MeV est montré dans la fig. 15. La distribution angulaire ne peut être reproduite que par un mélange de multipolarités ($l = 4+1$) affectées d'un poids différent.

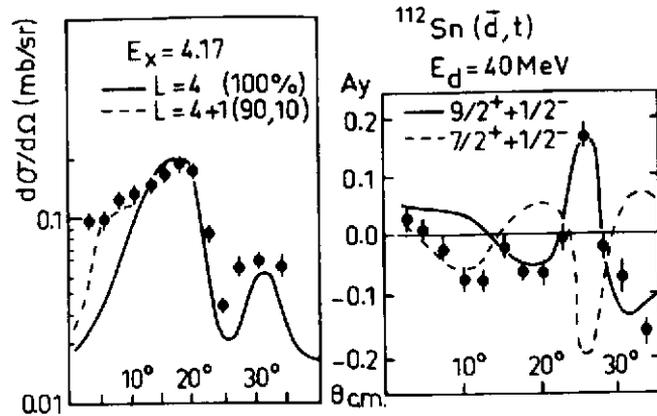


Fig. 15 : Section efficace différentielle et pouvoir d'analyse pour la réaction $^{112}\text{Sn}(\vec{d}, t)$ conduisant à l'état à 4.17 MeV de l' ^{111}Sn . Les courbes en traits pleins ou discontinus sont les prédictions DWBA pour les valeurs de l et J indiqués (tirés dans la réf. 18).

Mais plus important, le pouvoir d'analyse permet de déterminer sans ambiguïté le spin des niveaux, $J = 9/2 + 1/2$ par comparaison avec un calcul DWBA, sans aucune normalisation arbitraire des données expérimentales. Une analyse très détaillée de chacune des sous-structures présentes entre 3.5 et 7 MeV d'énergie d'excitation dans ^{111}Sn conduit à une détermination très précise de la fonction de réponse à une particule des couches $1g_{9/2}$, $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$ ainsi que le montre l'histogramme de la fig. 16.

La distribution $1g_{9/2}$ montre un pic de quasi-particule autour de 5 MeV, et plus de 50 % de la force est ainsi localisé alors que l'étalement en énergie des couches $2p$ est très important et ne présente pas de maxima prononcé entre 3 et 8 MeV. Les réactions de transfert d'un nucléon ont permis de localiser les couches internes de neutrons de grand moment angulaire dans les noyaux lourds (principalement les couches $1f_{7/2}$ dans le ^{90}Zr , $1g_{9/2}$ dans les isotopes de Sn, Cd, Te, Pd, Sm, $1h_{11/2}$ dans le ^{208}Pb). Généralement plus de 50 % de la force à une particule est concentrée dans une structure de largeur $\Gamma^\downarrow = 1$ à 4 MeV pour $E_x = 3$ à 15 MeV).

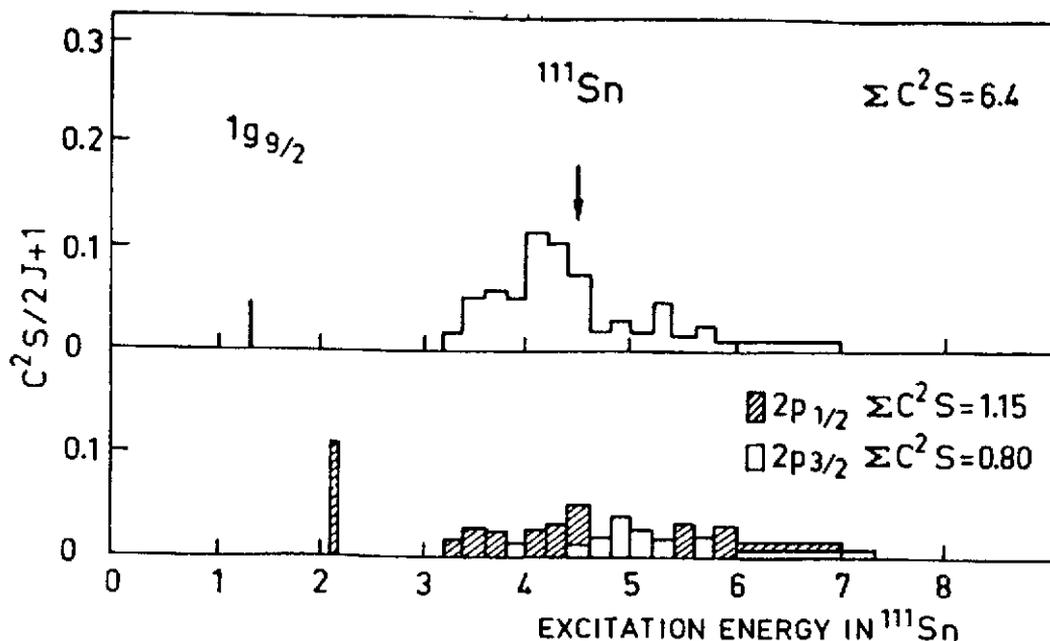


Fig. 16 : Histogrammes représentant les distributions expérimentales des facteurs spectroscopiques dans le noyau ^{111}Sn pour les états appartenant aux couches internes de neutrons $1g_{9/2}$, $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$ déduites de l'analyse de la réaction $^{112}\text{Sn}(d,t)$ à 40 MeV. (Tiré de la réf. 18).

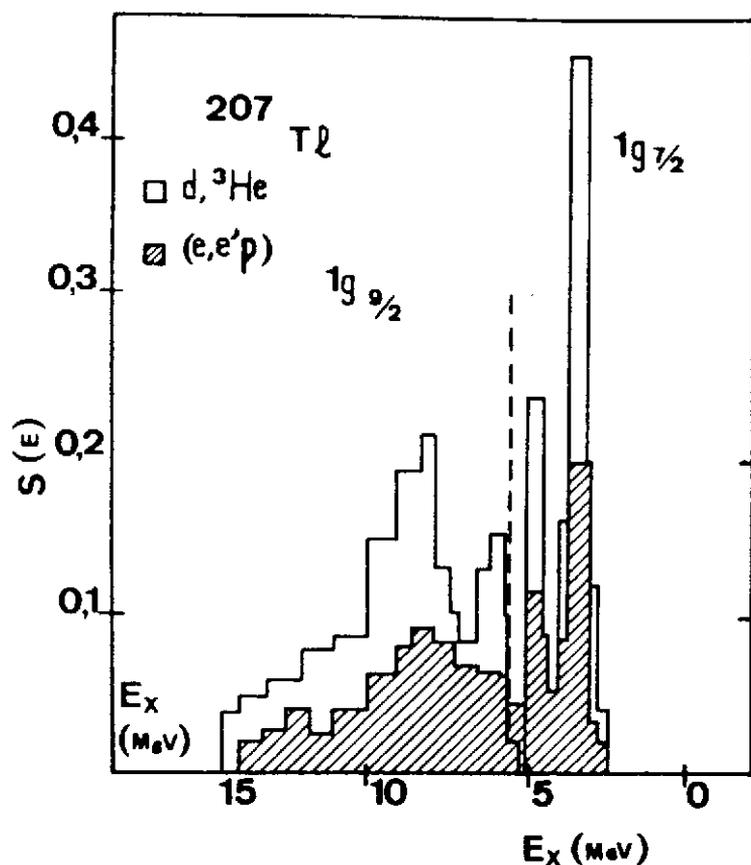


Fig. 17 : Distributions de la force à une particule pour les couches internes de proton $1g_{7/2}$ et $1g_{9/2}$ du ^{207}Tl déduites des réactions $(d, ^3\text{He})$ et $(e, e'p)$ (adapté des réfs. 10 et 19).

Les couches internes de protons peuvent être peuplées de manière tout à fait analogue à celle de neutrons en utilisant les réactions de pick-up d'un proton, principalement $(d, ^3\text{He})$. Les faisceaux de deutons peuvent être polarisés. Le nombre limite de réaction de pick-up de proton n'a pas permis une systématique aussi large que dans le cas des couches internes de neutrons (pour une revue voir refs. 14 et 19). Cependant, les couches internes $1f_{7/2}$ ont été localisées dans les noyaux autour de $Z \approx 40$

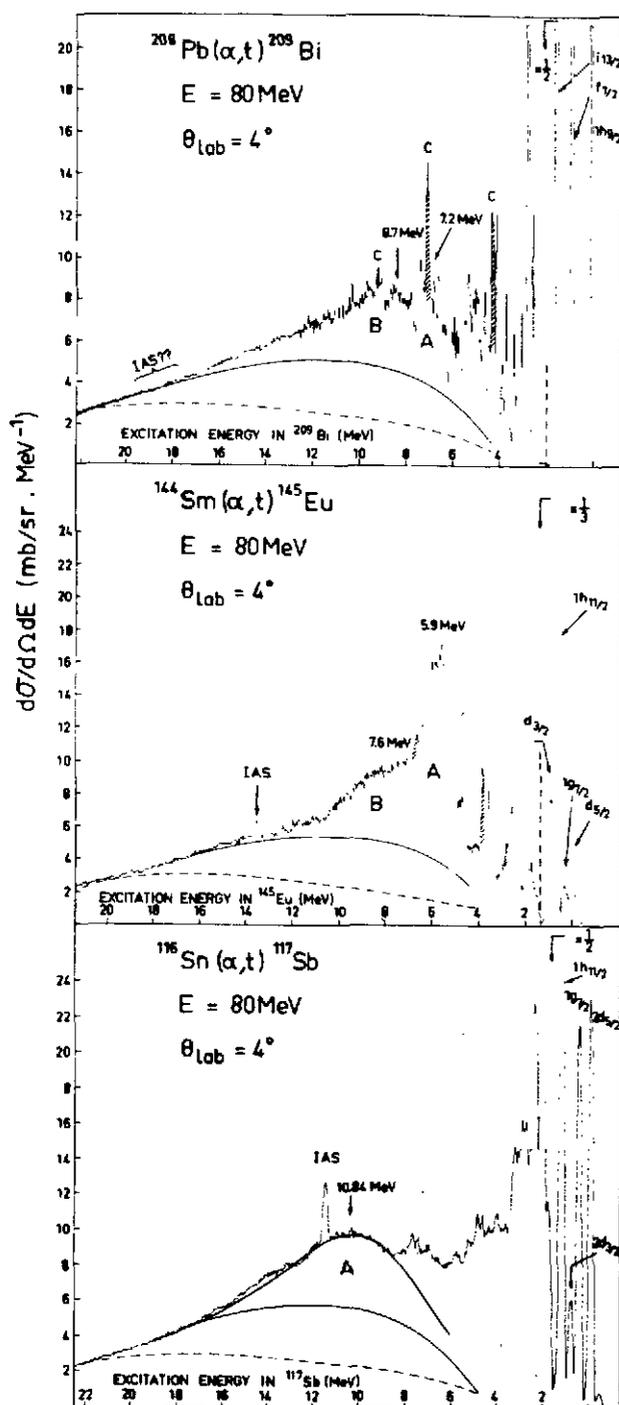
(Zr, Kr, Sr) et $1g_{7/2}$, $1g_{9/2}$ dans le ^{208}Pb . Ces études de pick-up "profond" de proton sont particulièrement intéressantes car les fonctions de réponses déduites de l'étude des réactions $(d, ^3\text{He})$ et $(e, e'p)$ peuvent être comparées. La fig. 17 montre la comparaison entre les résultats deux approches pour les couches internes $1g_{7/2}$, $1g_{9/2}$. Les formes de deux distributions sont très similaires mais la réaction $(d, ^3\text{He})$ donne des forces à une particule qui sont généralement deux fois plus élevées que celles déduites de l'analyse de la réaction $^{208}\text{Pb} (e, ep') ^{207}\text{Tl}$.

III.3 - Etats de particules et couches externes dans les noyaux

Alors que les réactions de knock-out $(e, e'p)$, $(p, 2p)$ de proton ou de pick-up

d'un nucléon (neutron et proton) permettent d'étudier les couches internes dans les noyaux, peu d'informations sont disponibles sur les états de particules loin de la mer de Fermi à l'exception de celles provenant des réactions de capture d'un nucléon (n, γ) $(d, p)^{20}$. Dans ce cas, la seule alternative est l'étude des réactions de stripping d'un nucléon à haute énergie incidente en utilisant les méthodes déjà développées pour l'étude du pick-up "profond".

La première mise en évidence de "couches externes" loin de la mer de Fermi dans les noyaux moyens et lourds, a été obtenue lors de l'étude de la réaction de



stripping d'un proton (α, t) à 80 MeV d'énergie incidente sur les noyaux de ^{90}Zr , ^{116}Sn , ^{144}Sm et ^{208}Pb ^{6,14,21}). Les résultats obtenus furent confirmés ultérieurement par une exploration de la réaction ($^3\text{He}, d$) à 240 MeV sur les mêmes noyaux²¹). Les expériences (α, t) à 80 MeV et ($^3\text{He}, d$) à 240 MeV ont été effectuées auprès des accélérateurs de Grenoble (cyclotron) et d'Orsay (synchrocyclotron). Les tritons et deutons émis étaient détectés dans le plan focal de spectromètre magnétique. Les spectres en énergies de tritons émis lors des réactions ^{116}Sn , ^{144}Sm , ^{208}Pb (α, t) à 80 MeV sont présentés dans la figure 18. Ces spectres présentent des caractéristiques très similaires que l'on peut résumer ainsi :

1) A basse énergie d'excitation (0-3 MeV), les états de valence (près de ϵ_F) de proton de grand moment orbital ($l \geq 4$) domine fortement les spectres obtenus. Comme dans le cas de la réaction ($^3\text{He}, \alpha$) à 283 MeV l'adaptation des impulsions de la voie d'entrée et de la voie de sortie pour de telles énergies incidentes favorise largement les couches de grand l . Les états de forte concentration à une particule correspondant aux orbitales de l petit (3s, 4s ou 2d ou 3p) sont très faiblement peuplés (voir fig. 18).

2) A des énergies d'excitation plus élevées (4-20 MeV) des structures plus ou moins larges fortement excitées apparaissant dans tous les noyaux au-dessus d'un continu indifférencié.

3) La partie à haute énergie d'excitation ($E_x > 20$ MeV) des spectres (α, t) et même ($^3\text{He}, d$) ne présente plus de structures et a une forme générale qui dépend peu de la masse de la cible. Il a été montré par Wu et al.²¹, Bauer et al.²² et De Meijer et al.²³ que les réactions de break-up ($\alpha \rightarrow t + n$ ou $^3\text{He} \rightarrow d + p$) contribuent pour une large part à la section efficace de réaction, en particulier pour des projectiles composites ($d, \alpha, ^3\text{He}$, ions lourds) d'énergie élevée (20-40 MeV/nucléon) et pour des noyaux cibles moyens et lourds. Le contenu indifférencié observé au-delà de 20 MeV d'énergie d'excitation pour les réactions (α, t) à 80 MeV et ($^3\text{He}, d$) à 240 MeV est caractéristique de ce mécanisme. Une tentative pour calculer la section efficace élastique de break-up et ainsi avoir une évaluation non-empirique du continu sous jacent aux structures observées dans les spectres de la fig. 18 a été faite. Les prédictions théoriques du modèle de break-up en ondes planes, normalisées à nos spectres à haute énergie d'excitation ($E_x \approx 20$ MeV) sont montrées par les lignes en trait pointillés de la figure 17.

En ce qui concerne la réaction (α, t), ce modèle n'explique pas toute la section efficace du continu, probablement à cause de la non-prise en compte de voies de break-up inélastiques qui sont connues pour être très importantes dans ce domaine d'énergie^{23, 24}.

Nous avons donc adopté comme contribution du continu, la ligne en trait plein de la fig. 18 et soustrait cette contribution pour obtenir la section efficace

liée aux structures larges A et B de la fig. 18. La section efficace restante a pu être reproduite à tous les angles par un fit de gaussiennes dont le centroïde en énergie représente l'énergie de la quasi-particule \bar{E}_0 et la longueur Γ^\downarrow l'étalement de cet état. La fig. 19 montre un fit DWBA de cette section efficace pour les structures A et B dans le cas de la réaction $^{144}\text{Sm}(\alpha, t)$. Le résultat de cette analyse montre que cette réaction peuple avec une forte sélectivité les états de protons non-liés $1h_{9/2}$ et $1i_{13/2}$ comme le montre l'accord du calcul DWBA avec les distributions angulaires expérimentales de la fig. 19. De la même manière, la section efficace localisée entre 5 et 13 MeV dans le ^{209}Bi est attribuée aux orbitales protons $1i_{11/2}$ et $1j_{15/2}$ alors que dans ^{117}Sb il s'agit des couches $1h_{9/2}$ et $1i_{13/2}$ (6-16 MeV). Ces états "géants" sont des états de quasi-particule protons appartenant aux couches loin de la mer de Fermi ($|E - \epsilon_F| > 10$ MeV) ou couches "externes". Leur étalement en énergie est tout à fait comparable à celui des couches internes ($E_x = 5-15$ MeV, $\Gamma^\downarrow \approx 1 - 5$ MeV).

Les couches externes de neutrons ont été récemment mises en évidence dans les noyaux de ^{90}Zr , les isotopes Sn et de Sm, le ^{106}Cd , ^{208}Pb (réf. 14 et références internes) au moyen de la réaction $(\alpha, ^3\text{He})$ à 183 MeV d'énergie incidente auprès du synchrocyclotron d'Orsay.

La réaction $(\alpha, ^3\text{He})$ a été choisie à cause de sa très forte sélectivité pour les moments angulaires transférés l élevés ($l = 6-9$).

La figure 20 montre le spectre en énergie de la réaction $^{208}\text{Pb}(\alpha, ^3\text{He})^{209}\text{Pb}$ jusqu'à environ 25 MeV d'énergie d'excitation dans le noyau final. Les premiers niveaux de basse énergie du ^{209}Pb ($2g_{9/2}$, $1i_{11/2}$, $1j_{15/2}$, voir fig. 20) sont tous des états à composante à une particule prédominante ($S = 0.8$ à 0.6).

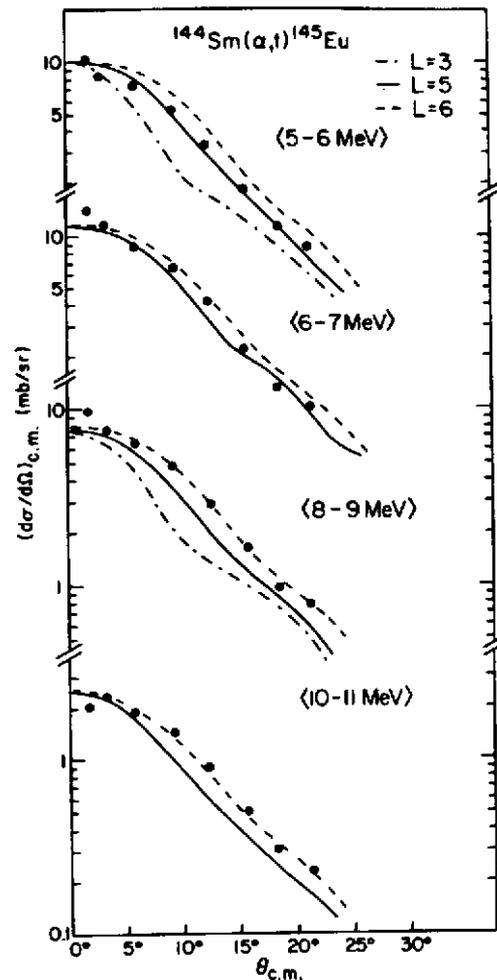


Fig. 19 : Distributions angulaires des états protons à haute énergie d'excitation dans le noyau ^{145}Eu (gaussienne A et B) de la figure 18 déduite de l'analyse de la réaction $^{144}\text{Sm}(\alpha, t)$ à 80 MeV. Les courbes en trait plein ou tirets sont les prédictions DWBA pour les valeurs de l indiquées (Réf. 6).

Cependant dans le spectre de la figure 20, on observe une section efficace 10 fois plus élevée par l'état $1j_{5/2}$ ($l = 7$) que pour l'état fondamental $1g_{9/2}$ ($l = 4$). Cette situation illustre la très forte sélectivité de cette réaction. Entre 3 et 6 MeV d'énergie d'excitation, le reste de la force $1j_{15/2}$ est répartie sur plusieurs niveaux ou groupe de niveaux.

A plus haute énergie d'excitation, le spectre de la fig. 20 est dominé par une structure large centrée autour de 10.7 MeV et superimposée à un continuum dont la section efficace est due principalement au break-up du projectile ($\alpha \rightarrow {}^3\text{He} + n$). La courbe en pointillé est le résultat d'un calcul de break-up similaires à ceux effectués dans le cas des réactions (α, t) qui rend compte raisonnablement de la section efficace du continu sous-jacent. La région en énergie entre 5 et 15 MeV, région où est localisée cette nouvelle structure, a été divisée en tranches de 0.5 MeV

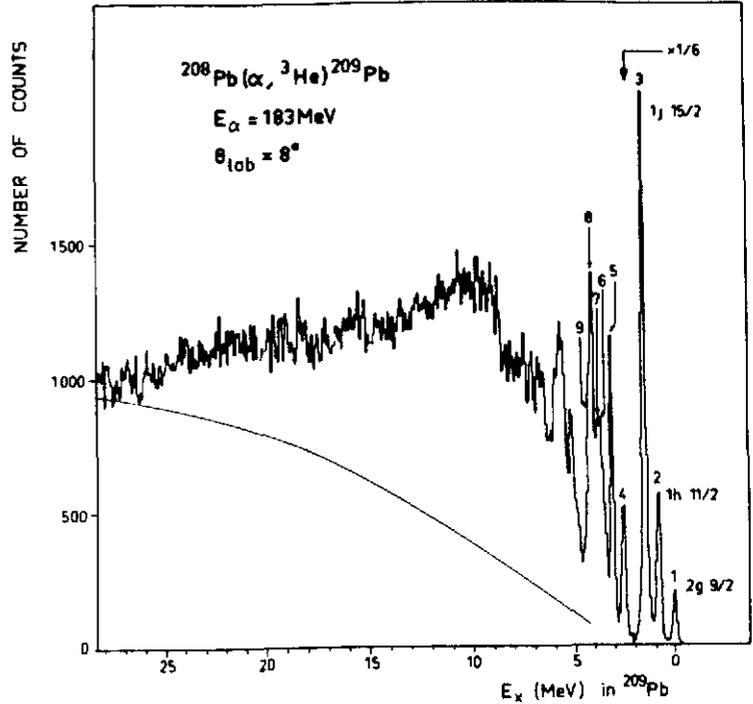


Fig. 20 : Spectre des ${}^3\text{He}$ émis dans la réaction ${}^{208}\text{Pb}(\alpha, {}^3\text{He}){}^{209}\text{Pb}$ à 183 MeV d'énergie incidente. La ligne en tirets représente la contribution de la section efficace de break-up de la particule $\alpha \rightarrow {}^3\text{He} + n$ au continuum à haute énergie d'excitation.

de large et le continu sous-jacent soustrait à l'aide du calcul de break-up mentionné ci-dessus. Pour chacune des tranches, la distribution angulaire expérimentale a été comparée à un calcul DWBA en supposant que le neutron capturé lors de la réaction provenait dans ce cas des couches très externes de haut-spin $2h_{11/2}$, $1g_{13/2}$ et $1k_{17/2}$.

En effet, des calculs Hartree-Fock²⁵⁾ et les prédictions du modèle quasi-particule phonon²⁶⁾ permettent de prédire la position de telles couches à des énergies (9-11 MeV) compatibles avec l'observation expérimentale. La fig. 21 montre les distributions angulaires pour quelques tranches en énergies représentatives de la région, les prédictions DWBA correspondantes pour des transferts $l = 5, 8, 7$ et l'allure de la distribution angulaire du continu sous-jacent. Les données expérimentales sont en bon accord avec l'hypothèse des transferts d'un neutron vers les couches externes $2h_{11/2}$ ($l = 5$), $1j_{13/2}$ ($l = 7$) et $1k_{17/2}$ ($l = 8$). La couche $1k_{17/2}$ est l'orbitale à une particule de spin le plus élevé observé à ce jour.

Les couches externes de neutrons dans les noyaux de ^{90}Zr , les isotopes de l'étain et du Sm, le ^{106}Ca , ^{108}Pd ont été observées à l'aide de la même réaction $(\alpha, ^3\text{He})^{14,27}$.

IV - Distribution expérimentale des forces à une particule et prédictions des modèles microscopiques.

IV.1 - Nombre d'occupations :

Les nombres d'occupations déduits des expériences de pick-up $(d, ^3\text{He})$ et de knock-out $(e, e'p)$ d'un proton sur les noyaux de ^{90}Zr , ^{144}Sm et ^{208}Pb sont présentées dans la fig. 22. Les deux approches expérimentales conduisent à des nombres très différents. Dans le cas de la réaction $(e, e'p)$, le dépeuplement des couches au voisinage de la mer de Fermi est de l'ordre de 50 % alors que les réactions de transfert semblent indiquer un dépeuplement très faible et en moyenne inférieur à 20 %. Ce désaccord significatif entre les résultats obtenus peut être partiellement expliqué par les incertitudes présentes dans les deux méthodes d'analyse discutées dans le chapitre précédent (III.1 et III.3).

Dans le cadre d'un modèle extrême à particules indépendantes, les couches situées en-dessous de la mer de Fermi sont complètement occupées et ceci est illustré dans la fig. 22 par la droite horizontale labellée HF. Un calcul plus réaliste des propriétés des états liés de protons dans le ^{208}Pb a été effectué récemment par Mahaux et Sartor²⁸⁾.

Dans cette approche, un potentiel moyen dépendant de l'énergie et dont les propriétés sont extrapolées à énergie négative (états liés) de ceux déduits de l'étude de la diffusion $p + ^{208}\text{Pb}$ a été construit. Les nombres d'occupations pour les couches les plus proches de la mer de Fermi sont de l'ordre de 0.75 à 0.80 (voir courbe MS, fig. 22). Ces mêmes quantités ont été calculées par le groupe de l'Illinois (courbe PPW, réf. 29, voir fig. 22) dans la matière nucléaire où les corrélations de longue et courte portée entre nucléons ont été prises en compte. Une dépopulation d'environ 35 à 40 % est attendue près de la mer de Fermi par ce type de modèle. Les valeurs de n déterminées expérimentalement en $(e, e'p)$ qui couvrent un domaine d'énergie d'excitation d'environ 25 MeV¹⁹⁾

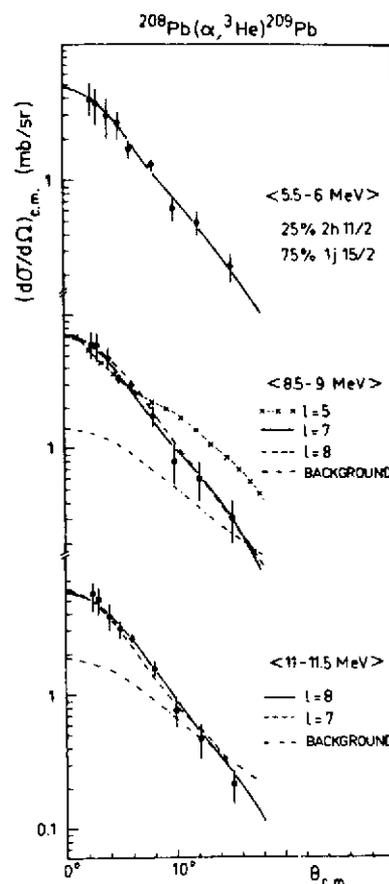


Fig. 21 : Distributions angulaires expérimentales pour quelques tranches en énergies entre 5 et 15 MeV déduites du spectre de la réaction $^{208}\text{Pb}(\alpha, ^3\text{He})^{209}\text{Pb}$. Les courbes en traits pleins, tirets et croix sont les prédictions DWBA pour les transferts (l) indiqués. La courbe en point-tiret correspond à la distribution angulaire du continuum sous-jacent.

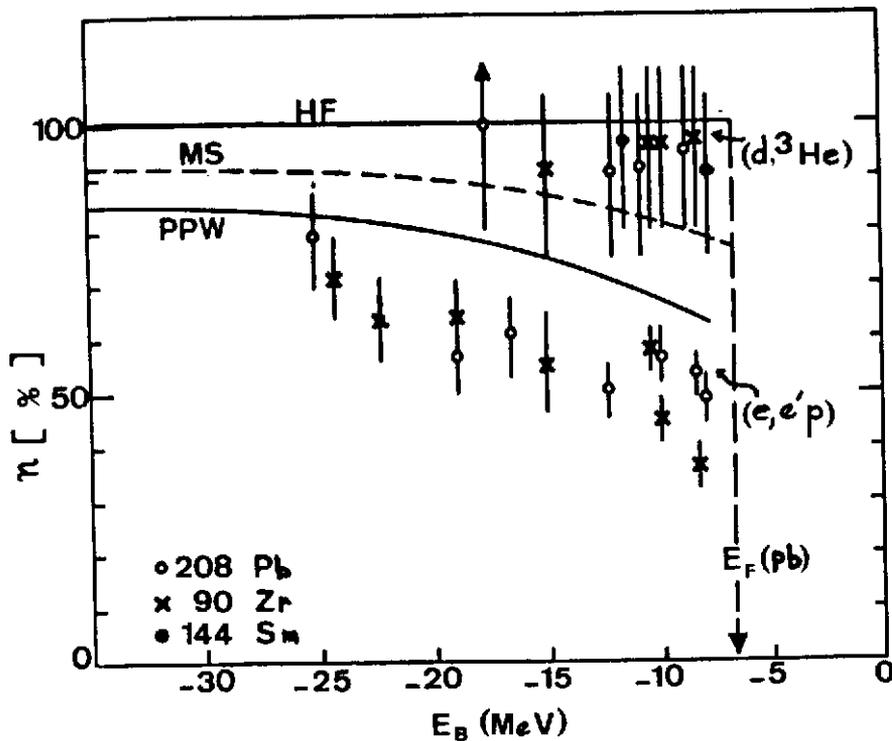


Fig. 22 : Nombre d'occupations en fonction de l'énergie de liaison pour les couches de proton dans les noyaux de ^{90}Zr , ^{144}Sm et ^{208}Pb . Les prédictions de Mahaux et Sartor²⁸⁾ (M&S) et de Pandharipande et al.²⁹⁾ (PPW) sont aussi indiqués.

restent largement en dessous des prédictions de ces deux modèles, bien que l'on ne puisse pas exclure qu'une partie de la force à une particule manquante soit largement dispersée sur un domaine d'excitation beaucoup plus large.

A l'examen des résultats expérimentaux et des prédictions théoriques présentés dans la fig. 22 on est tenté de conclure que les réactions de pick-up d'un nucléon conduisent à des résultats en valeur absolue pour les facteurs spectroscopiques de 15 à 20 % trop élevés.

Cette incertitude est largement compatible avec les approximations contenues dans le modèle DWBA d'analyse des spectres expérimentaux.

La très forte dépopulation déduite de l'analyse des réactions $(e, e'p)$ semble indiquer qu'une renormalisation d'environ 30 à 40 % de la section efficace "électron-proton libre" est nécessaire afin de rendre les résultats de ces analyses compatibles avec les prédictions des modèles microscopiques et les mesures déduites des réactions de transfert.

A l'exception de la valeur absolue des forces à une particule, les deux approches décrites dans le chapitre III permettent de déduire des fonctions de réponse très semblables ainsi que nous l'avons montré dans la fig. 17 (voir III.4) où ont été comparées les distributions pour les couches de proton $1g7/2$ et $1g9/2$ dans les noyaux de ^{208}Pb déduites des études de réactions $(d, ^3\text{He})$ et $(e, e'p)$. Les deux distributions étaient très semblables en forme et en valeur absolue si la fonction de réponse $(e, e'p)$ était renormalisée ($\times 2$) par rapport à celle de $(d, ^3\text{He})$.

IV.2 - Etallement en énergie des distributions expérimentales et théoriques

Les distributions expérimentales ont été comparées à celles déduites de calculs microscopiques tels que le modèle de quasi-particule-phonon (QPM voir

ref. 14, 26 et références internes) ou la description unifiée du champ moyen nucléon-noyau de Mahaux et Sartor²⁸⁾. Une comparaison directe entre les prédictions du modèle QPM ou celles de Mahaux et Sartor avec les spectres des réactions de transfert peut être obtenue quand on développe la méthode décrite ci-dessous.

La section efficace expérimentale de transfert est transformée en un histogramme représentant la fonction de réponse, $d\sigma^2/d\Omega dE$ en $\text{mb/sr. MeV}^{-1} = f(E_x)$, le continuum sous jacent étant soustrait au préalable au moyen d'un calcul de break-up par exemple.

Les fonctions de réponses théoriques pour les différentes sous-couches attendues dans le domaine en énergie d'excitation exploré expérimentalement sont converties en section efficace de transfert en utilisant la dépendance en énergie et en moment orbital transféré du modèle de réaction DWBA. La somme des contributions de chaque sous-couches donne un spectre théorique résultant qui peut être directement comparé à l'histogramme expérimental.

Les résultats de l'application d'une telle méthode, sont présentés dans les figures 23 et 24 pour les réactions $^{208}\text{Pb}(\alpha, ^3\text{He})^{209}\text{Pb}$ et $^{124}\text{Sn}(\alpha, ^3\text{He})^{125}\text{Sn}$ à 183 MeV d'énergie incidente¹⁴⁾.

Dans le cas du ^{209}Pb , les prédictions du QPM sont en accord raisonnable avec l'expérience, bien que la largeur expérimentale prédite soit plus faible que celle observée. Mahaux et Sartor reproduisent mieux l'étalement de la distribution mais dans ce cas l'amplitude est simplement normalisée au poids $(2j+1)$ de chaque sous-couche.

Pour la réaction $(\alpha, ^3\text{He})$ sur le noyau ^{124}Sn , entre 2 et 10 MeV d'énergie d'excitation, les couches de neutrons $1i13/2$, $1h9/2$ et $2f5/2$, $2f7/2$ peuvent être peuplées.

La dynamique de la réaction $(\alpha, ^3\text{He})$ permet de peupler très sélectivement, la couche de l la plus élevée ($1i13/2$) ainsi que le montre les spectres théoriques de la figure 24 (haut). Le spectre expérimental dans ce domaine d'énergie d'excitation est comparé dans le bas de la fig. 24 au spectre

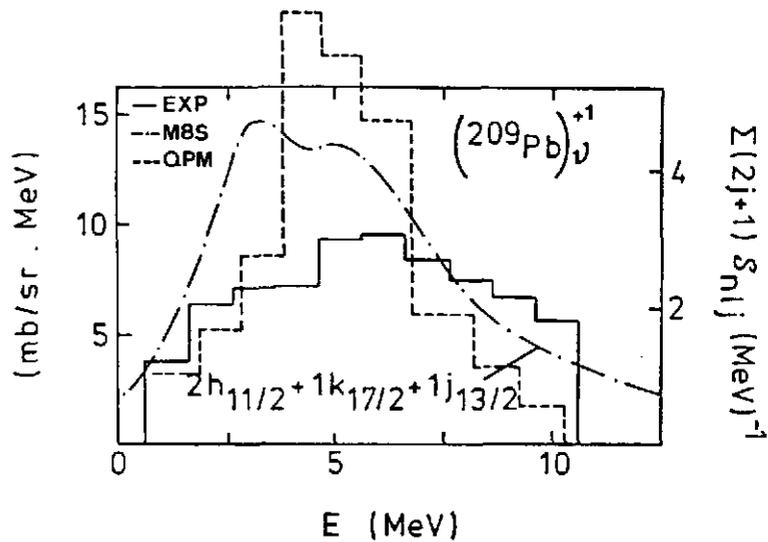


Fig. 23 : La distribution expérimentale des forces à une particule (neutron) pour les couches externes $2h_{11/2}$, $1j_{13/2}$ et $1k_{17/2}$ du ^{209}Pb est comparée aux prédictions des modèles microscopiques de Stoyanov et al.²⁶⁾ (QPM) et de Mahaux et Sartor²⁸⁾ (M&S).

théorique construit à partir des fonctions de réponse du QPM. Là encore, les prédictions du QPM sont en accord global avec l'expérience mais la largeur expérimentale est plus importante que celle prédite. Les structures présentent dans la fonction de réponse du QPM ne sont pas observées expérimentalement.

Les prédictions de Mahaux et Sartor où d'autres approches microscopiques ne sont disponibles que pour les noyaux à couche fermée (^{40}Ca , ^{208}Pb).

IV.3 Dépendance en énergie de la largeur d'étalement

Dans un article de revue sur l'étalement en énergie des modes élémentaires d'excitation du noyau³⁰⁾, les auteurs proposent que pour un système de particules sans interaction, du type gaz de Fermi, la largeur d'étalement pour un état à une particule devait croître comme le carré de l'énergie de l'état (compté à partir de sa distance à la mer de Fermi) pour des énergies relativement basses soit:

$$\Gamma \downarrow = a (E - \epsilon_F)^2 \quad (14)$$

La systématique, à l'époque peu fournie, des données empiriques permettait de déterminer une valeur du paramètre a , $a \approx 0.05 \text{ MeV}^{-1}$.

Pour un système de taille finie et avec des interactions résiduelles faibles mais non nulles comme le noyau on s'attend à quelques déviations par rapport à la dépendance en $(E - \epsilon_F)^2$. La fonction $\Gamma \downarrow = f(E - \epsilon_F)$ est présente dans la fig. 25. Elle représente presque toutes les données expérimentales aujourd'hui disponibles sur la largeur des états à une particule déduite des spectres $(e, e'p)^{8, 10)}$ ou des réactions de transferts (pick-up et stripping) d'un proton ou neutron^{14, 19)}. Les largeurs proviennent essentiellement de l'étude de noyaux lourds ($A = 90$ à 208) à l'exception de la couche $(1d5/2)^{-1}$ dans le ^{40}Ca .

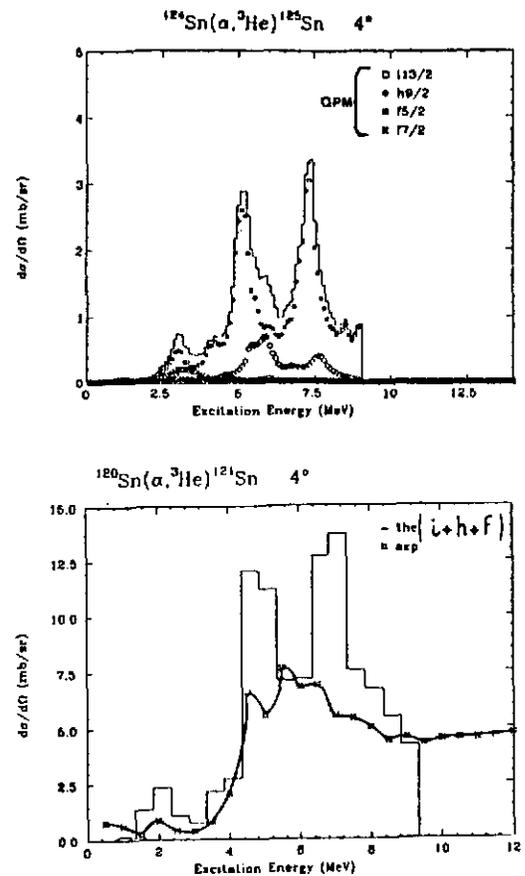


Fig. 24 : Haut : Spectre théorique des forces à une particule (neutron) pour les couches externes $1f$, $1h \ 9/2$ et $1i13/2$ dans le noyau ^{124}Sn (QPM). La section efficace est dominée par la couche $1i13/2$.
Bas : Comparaison du spectre expérimental au spectre théorique (somme des contributions montrées en haut) pour le cas de la réaction $^{124}\text{Sn}(\alpha, {}^3\text{He})^{124}\text{Sn}$.

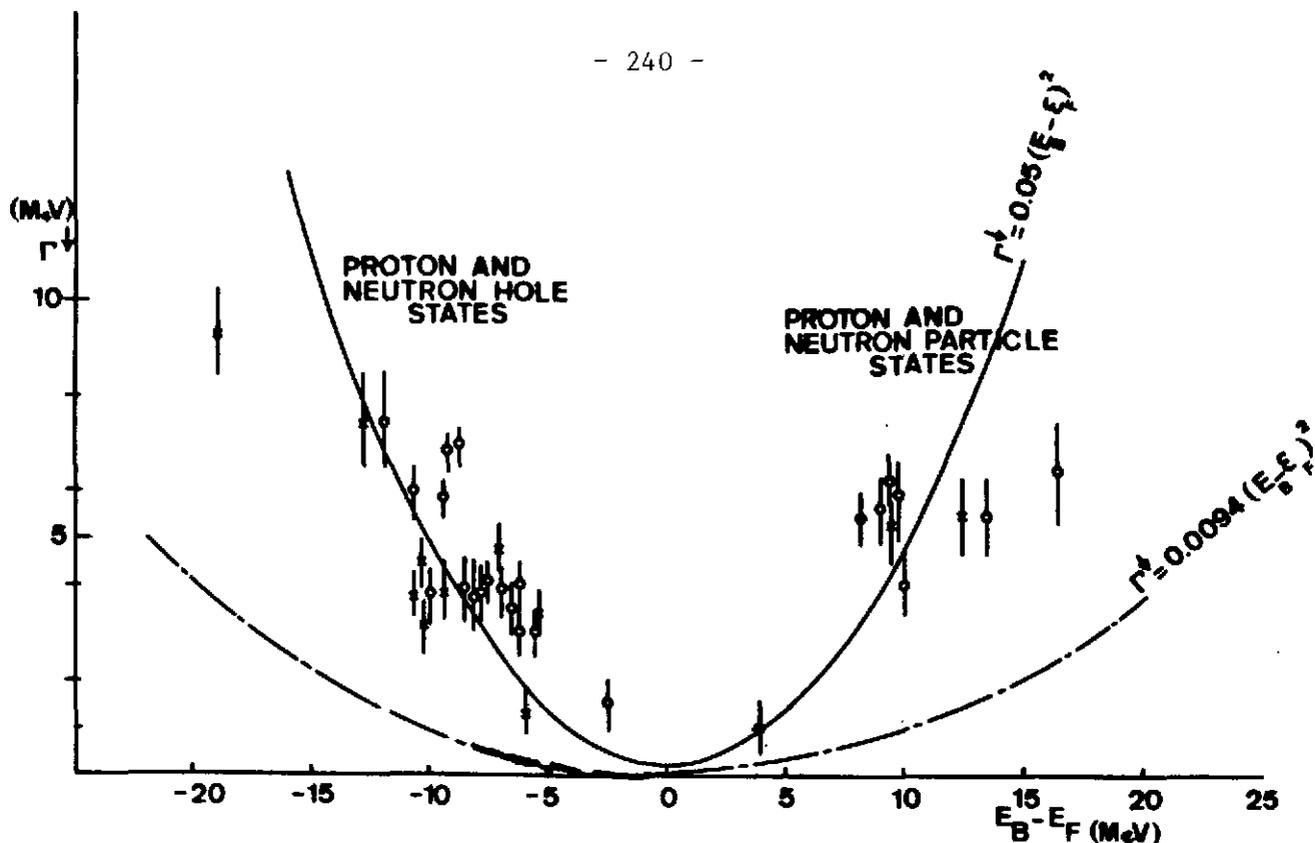


Fig. 25 : Représentation en fonction de $(E_B - \epsilon_F)$ de la systématique expérimentale des largeurs d'étalement des états à une particule (neutron et proton) pour les noyaux lourds ($A = 90$ à 208). Les courbes en trait plein et discontinu, représentent deux paramétrisations de la fonction $\Gamma^\downarrow = f(E - \epsilon_F)$.

La paramétrisation proposée par G.F. Bertsh et al.³⁰⁾ (eq. 14) et celle déduite du champ moyen neutron-noyau puis le ^{208}Pb par Mahaux et Sartor²⁸⁾ ($\Gamma^\downarrow = 0.0094 (E - \epsilon_F)^2$) sont aussi montrées dans la fig. 25 par des lignes continue et discontinu, respectivement. Les données présentées avec pour symbole une croix indiquent un noyau à couche fermée alors que les cercles ouverts correspondent à des noyaux à couches ouvertes. La dépendance en énergie, relativement simple proposée par différents auteurs reproduit assez mal la systématique des données expérimentales et ceci malgré les incertitudes expérimentales qui peuvent être grandes. Pour des distances en énergie par rapport à ϵ_F de l'ordre de 10 MeV, le modèle du gaz de Fermi ne peut reproduire le détail des données expérimentales, les effets de couches étant très importants. Cette tendance générale est confirmée par l'examen des largeurs des états de trous protons $1g_{7/2}$ dans le ^{90}Zr ou l'ouverture de la couche à $N=50$ fait passer la largeur de l'état de 5.9 à 7.0 MeV et ceci pour une distance à l'énergie de Fermi qui ne varie presque pas ($E - \epsilon_F = -9.5$ pour le ^{90}Zr et -8.9 pour le ^{96}Zr).

Un phénomène semblable quoique moins marqué est observé pour les états de trous et de particules neutrons dans les isotopes de l'étain.

Conclusions

A l'examen des développements expérimentaux et théoriques accomplis dans cette dernière décennie, de profondes modifications des propriétés des états à une particule sont clairement apparentes.

Notre aptitude à mesurer précisément et de manière indépendante des modèles de réactions des quantités aussi importantes que le nombre d'occupations ou la largeur d'étalement d'un état est aujourd'hui limitée. Cependant, la source de ces limitations semble maintenant bien comprise. Des progrès décisifs sont attendus par de nouvelles générations d'expériences exclusives où la mesure des propriétés de décroissance (λ ou particules) de ces états loin de la mer de Fermi peut être entreprise.

Ces expériences devraient permettre une mesure directe de la largeur car le continuum sous jacent devrait être éliminé par la condition de coïncidence. Enfin, les rapports d'embranchements des différentes voies de décroissance sont directement liés au couplage entre l'état à une particule et les états collectifs du cœur et donnent donc un renseignement très précis sur les différentes étapes du mécanisme d'étalement.

REFERENCES

- 1) G.E. Brown, J.H. Gunn et P. Gould, Nucl. Phys. 46 (1963) 598.
- 2) Pour une revue voir C. Mahaux, P.F. Bortignon, R.A. Broglia and C.H. Dasso, Phys. Rep. 20 (1985) 1.
- 3) M.G. Mayer et J.H. Jensen, Elementary Theory of Nuclear Shell Structure (Wiley, New-York, 1955).
- 4) J.M. Blatt and V.F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics (Wiley, New-York, 1952).
- 5) M. Bauer, E. Hernandez-Saldana, P.E. Hodgson and J. Quintanilla, J. Phys. G8 (1982) 525.
- 6) S. Galès et al. Phys. Rev. C31 (1985) 94.
- 7) G. Jacobs and Th. A.J. Maris, Rev. Mod. Phys. 45 (1973) 6.
- 8) J. Mougey, Nucl. Phys. A355 (1980) 35; A396 (1983) 390.
- 9) J. Källne and B. Fagerström, Proc. Fifth Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear structure, Uppsala, 1973 ed. G. Tibell (North-Holland, Amsterdam 1974) p. 369.
- 10) E.N.M. Quint, Ph.D (Thesis), unpublished Amsterdam (1988) and references herein.
- 11) P.K.A. de Witt Hubert, Proc. Int. Nucl. Phys. Conf. Harrogate, UK (1986) p. 61.
- 12) J.W. Negele and D. Vautherin, Phys. Rev. C5 (1972) 1472.
- 13) G.E. Brown and M. Rho, Nucl. Phys. A372 (1981) 397.
- 14) S. Galès, Ch. Stoyanov and A.I. Vdovin, Phys. Reports 166 (1988) 127.
- 15) H. Langevin-Joliot et al., Phys. Lett. B 114 (1982) 103.
- 16) R.H. Siemssen et al., Phys. Lett. B (1982) 323.
- 17) R.H. Siemssen, C.C. Foster, D.W. Miles, M. Saber and F. Soya, Nucl. Phys. A405 (1983) 205.
- 18) S. Galès et al. Nucl. Phys. A381 (1982) 40 et références internes.
- 19) H. Langevin-Joliot, Lectures given at the International School on Nuclear Physics, Neutron Physics and Nuclear Energy, (Varna, Bulgaria oct. 1987) et Rapport Interne IPNO-DRE-87-42.
- 20) R.H. Siemssen in Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, J. Phys. Soc. Japan 44 (1978) 137.
- 21) S. Galès et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1593.
- 22) J.R. Wu, C.C. Chang and D.H. Holmgren, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1013.
- 23) G. Baur, F. Rosel, D. Trautmann et R. Shyann, Phys. Rep. 111 (1984) 335.
- 24) R.J. De Meijer and R. Kamermans, Rev. Mod. Phys. 57 (1985) 147.
- 25) N. Van Giai communication privée.
- 26) Ch. Stoyanov, A.I. Vdovin and V.V. Voronov, in : Proc. Intern. School on Nuclear Physics (Alustha, USSR, 1985) édité par V.G. Soloviev et Yu. P. Popov, p. 27.
- 27) S. Galès et al., Phys. Lett. B144 (1985) 323.
- 28) C. Mahaux et P. Sartor, preprints.
- 29) V.P. Pandharipande, C.N. Papanicolas et J. Wambach, Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1133
- 30) G.F. Bertsch, P.F. Bortignon and R.A. Broglia, Rev. Mod. of Physics 55 (1983) 287.

LA DIFFUSION D'ELECTRONS MONTRE-T-ELLE UN GONFLEMENT DU NUCLEON DANS LE NOYAU ?

A. MAGNON

C.E.N. SACLAY

EVOLUTION STELLAIRE ET NUCLEOSYNTHESE

M. ARNOULD

Université Libre de Bruxelles

EVOLUTION STELLAIRE ET NUCLEOSYNTHESE

M. ARNOULD

Université Libre de Bruxelles

Sur base de divers exemples judicieusement sélectionnés, ce complément de cours s'attache à mettre en lumière les liens privilégiés existant entre la physique nucléaire et les domaines de l'astrophysique traitant de l'évolution stellaire et de la nucléosynthèse.

Plan de l'exposé

1. Quelques observations: - le diagramme de Hertzsprung-Russell comme révélateur de l'évolution stellaire
- la composition de l'Univers
2. Les réactions nucléaires en astrophysique: quelques généralités
3. La structure et l'évolution stellaire en bref
4. Les modèles nucléosynthétiques et l'évolution chimique des galaxies en bref
5. Quelques exemples de réactions nucléaires dont les vitesses sont encore plus ou moins mal connues, et conséquences de ces incertitudes au niveau astrophysique
 - ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ et les neutrinos solaires
 - ${}^{17}\text{O}(p,\alpha){}^{14}\text{N}$ et la composition isotopique de l'oxygène à la surface des étoiles
 - ${}^{13}\text{N}(p,\gamma){}^{14}\text{O}$: - l'énergétique des novae et leur nucléosynthèse
- la production des neutrons dans certaines étoiles évoluées
 - ${}^{12}\text{C}(\alpha,\gamma){}^{16}\text{O}$: impact sur la nucléosynthèse et l'évolution stellaires
 - ${}^{15}\text{O}(\alpha,\gamma){}^{19}\text{Ne}(p,\gamma){}^{20}\text{Na}$ et les modes de combustion "chaude" de l'hydrogène
 - ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ et les ions lourds légers en astrophysique
 - la production des noyaux lourds ($A \geq 60$) et le modèle de Hauser-Feshbach des réactions nucléaires

Quelques références

- Arnould, M.: 1980, *Explosive Nucleosynthesis*, Cahier no. 8, ed. M. Demeur (Physique Nucléaire Théorique, Université Libre de Bruxelles)
- Clayton, D.D.: 1983: *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis* (University of Chicago Press, Chicago)
- Rolfs, C.E., Rodney, W.S.: 1988, *Cauldrons in the Cosmos* (University of Chicago Press, Chicago)
- Woosley, S.E.: 1986, dans *Nucleosynthesis and Chemical Evolution*, eds. B. Hauck, A. Maeder et G. Meynet (Observatoire de Genève), p. 1

DELTA DANS LES NOYAUX : ASPECTS THEORIQUES

J. DELORME

Institut de Physique Nucléaire Lyon-1

DELTA DANS LES NOYAUX : ASPECTS THEORIQUES

J. DELORME

Institut de Physique Nucléaire Lyon-1

LE DELTA, UNE AUTRE ESPECE DE QUASI-PARTICULE NUCLEAIRE

I. DELTA, PROPRIETES GENERALES

Dans la première leçon, le delta est présenté comme l'excitation la plus simple du nucléon. Elle est atteinte par transition magnétique $M1$ par voie longitudinale ou par voie transverse. On utilise un modèle de quarks pour relier les divers vertex d'excitation NN , $N\Delta$ et $\Delta\Delta$. On construit alors les potentiels d'interaction diagonaux et non-diagonaux. Suivant l'énergie d'excitation disponible, on distingue Δ virtuels et Δ réels. On calcule la largeur de désintégration en pion + nucléon. A partir des excitations simples Δ -trou dans le noyau, on calcule la contribution du Δ à la polarisabilité axiale nucléaire qui joue un rôle crucial à basse énergie ($< m_{\pi} = 140$ MeV) dans les phénomènes de spin-isospin. A haute énergie ($> m_{\pi}$), elle conduit directement au potentiel optique pion-noyau et décrit plus généralement l'excitation nucléaire dans la région de la résonance.

II. LE DELTA ET LA REponse NUCLEAIRE

Les deuxième et troisième leçons sont consacrées au rôle du delta dans la réponse du noyau à basse et haute fréquence. On rappelle d'abord le rôle des Δ virtuels dans les propriétés nucléaires qui a déjà été traité dans plusieurs cours de l'Ecole Joliot-Curie : forces de Van der Waals, composantes Δ dans le noyau, courants d'échange, champ pionique, atténuation des transitions Gamow-Teller.

La plus grande partie du chapitre est constituée par l'étude de la réponse nucléaire dans la région de la résonance. On discute d'abord la self-énergie du Δ dans le milieu. On insiste sur les modifications de la largeur par le blocage de Pauli et le couplage aux canaux d'absorption. La prise en compte de l'interaction entre configurations Δ -trou conduit à une formulation du type approximation des phases aléatoires (RPA). Dans le cas de la diffusion pion-noyau celle-ci n'est autre que l'équation de Lippmann-Schwinger. On discutera la solution dans le formalisme des équations intégrales. On insistera sur la distinction entre réponse transversale (telle qu'obtenue en photons) et réponse longitudinale (obtenue en pions). Dans le dernier cas, la rencontre du pôle du pion conduit à l'élargissement élastique et au déplacement de la résonance vers le bas. On introduira le concept de branche pionique à partir de la solution dans la matière infinie. On présentera aussi un modèle schématique à deux niveaux (pion et excitation Δ -trou) couplés qui sera comparé à des calculs réalistes pour noyaux finis. Les diverses sondes disponibles dans la région de la résonance seront présentées et l'intérêt de leur utilisation discuté. On évoquera enfin les perspectives ouvertes par l'évolution de la branche pionique à grande densité, par exemple dans les réactions d'ions lourds.

LISTE DES PARTICIPANTS

ABGRALL Y., LPT Bordeaux - 1 rue du Solarium, 33170 Gradignan
ABZOUZI A., CRN Strasbourg - BP 20CR, 67037 Strasbourg cédex
AKSOUH S., ENS Alger - Département de Physique - Vieux Kouba, Alger, Algérie
ARNOULD M., UL Bruxelles - Physique Théorique - CP 229, B-1050 Bruxelles, Belgique
AZAIEZ F., CEN Bordeaux - Le Haut Vigneau, 33170 Gradignan
AZRAK Z., UL Bruxelles - Physique Théorique - CP 229, B-1050 Bruxelles, Belgique
BELKACEM BOURICHA M., GANIL Caen - BP 5027, 14021 Caen cédex
BOISGARD R., CEN Bordeaux - Le Haut Vigneau, 33170 Gradignan
BOURENANE M., USTHB Alger - Inst. Physique - BP 32, Bab Ezzouar, Alger, Algérie
BRETON V., CEN Saclay - D.Ph.N./H.E. - 91191 Gif-sur-Yvette cédex
CHANFRAY G., IPN Lyon - 43 Bd du 11 Novembre 1918, 69622 Villeurbanne cédex
DELONCLE I., CSNSM Orsay - Bât. 104, 91405 Orsay campus
DELORME J., IPN Lyon - 43 Bd du 11 Novembre 1918, 69622 Villeurbanne cédex
DESPLANQUES B., IPN Orsay - BP 1, 91406 Orsay cédex
DRAPIER O., IPN Lyon - 43 Bd du 11 Novembre 1918, 69622 Villeurbanne cédex
DUFOUR M., CRN Strasbourg - BP 20CR, 67037 Strasbourg cédex
DUPONT P., LPC Clermont - Université de Clermont II - 63177 Aubière cédex
ERAZMUS B., LPN Nantes - 2 rue de la Houssinière, 44072 Nantes cédex
ERICSON M., IPN Lyon - 43 Bd du 11 Novembre 1918, 69622 Villeurbanne cédex
EUDES Ph., LPN Nantes - 2 rue de la Houssinière, 44072 Nantes cédex
FRASCARIA R., IPN Orsay - BP 1, 91406 Orsay cédex
GALES S., IPN Orsay - BP 1, 91406 Orsay cédex
GRANGE P., ILL Grenoble - 156X, 38042 Grenoble cédex
GOUTTE D., CEN Saclay - D.Ph.N./H.E. - 91191 Gif-sur-Yvette cédex
KHELFAOUI B.A., ISN Grenoble - 53 Av. des Martyrs, 38026 Grenoble cédex
KERRAMI H., UL Bruxelles - Physique Théorique - CP 229, B-1050 Bruxelles, Belgique
LABARSOUQUE J., LPT Bordeaux - 1 rue du Solarium, 33170 Gradignan
LAKTINEH I., IPN Lyon - 43 Bd du 11 Novembre 1918, 69622 Villeurbanne cédex
LAUTRIDOU P., CEN Bordeaux - Le Haut Vigneau, 33170 Gradignan
LEANDRI J., ISN Grenoble - 53 Av. des Martyrs, 38026 Grenoble cédex
LIBERT J., CSNSM Orsay - Bât. 104, 91405 Orsay campus
LOPEZ QUELLE M., U Santander - Dpto de Fisica Moderna - Facultad de Ciencias, Av. Los Castros,
E-39005 Santander, Espagne
MAGNON A., CEN Saclay - D.Ph.N./H.E. - 91191 Gif-sur-Yvette cédex
MARCOS S., U Santander - Dpto de Fisica Moderna - Facultad de ciencias, Av. Los Castros,
E-39005 Santander, Espagne

MATHIOT J.F., IPN Orsay - BP 1, 91406 Orsay cédex
MORAND B., LPT Bordeaux - 1 rue du Solarium, 33170 Gradignan
MOTA de la V., LPN Nantes - 2 rue de la Houssinière, 44072 Nantes cédex
MOULAI N.E., ENS Alger - Département de Physique - Vieux Kouba, Alger, Algérie
OUBAHADOU A., LPN Rabat - Faculté des Sciences - Av. Ibn Batota, Rabat, Maroc
OLDACHE M., ENS Alger - Département de Physique - Vieux Kouba, Alger, Algérie
PICHON B., Observatoire Paris - GAR-DAR-LAM, F-92195 Meudon principal cédex
PIRNER H.J., U Heidelberg - Inst. Theoret. Physik - Philosophenweg 16, D-69000 Heidelberg, R.F.A.
QUENTIN P., LPT Bordeaux - 1 rue du solarium, 33170 Gradignan
REDON N., IPN Lyon - 43 Bd du 11 Novembre 1918, 69622 Villeurbanne cédex
ROCHAIS L., CEN Saclay - D.PH.N./B.E. - 91191 Gif-sur-Yvette cédex
ROMAIN P., CRN Strasbourg - BP 20CR, 67037 Strasbourg cédex
ROY-STEPHAN M., IPN Orsay - BP 1, 91406 Orsay cédex
SEBILLE F., LPN Nantes - 2 rue de la Houssinière, 44072 Nantes cédex
SEROT O., CEN Bordeaux - Le Haut Vigneau, 33170 Gradignan
SILVESTRE-BRAC B., ISN Grenoble - 53 Av. des Martyrs, 38026 Grenoble cédex
TAMISIER R., LPN Nantes - 2 rue de la Houssinière, 44072 Nantes cédex
TOUILLON R., ISN Grenoble - 53 Av. des Martyrs, 38026 Grenoble cédex