

La taille du nucléon dans le noyau et l'effet EMC

M. Ericson

► **To cite this version:**

M. Ericson. La taille du nucléon dans le noyau et l'effet EMC. École thématique. Ecole Joliot Curie "Nucléons dans le noyau, mais encore..", Maubuisson, (France), du 11-15 septembre 1989: 8ème session, 1989. <cel-00647431>

HAL Id: cel-00647431

<https://cel.archives-ouvertes.fr/cel-00647431>

Submitted on 2 Dec 2011

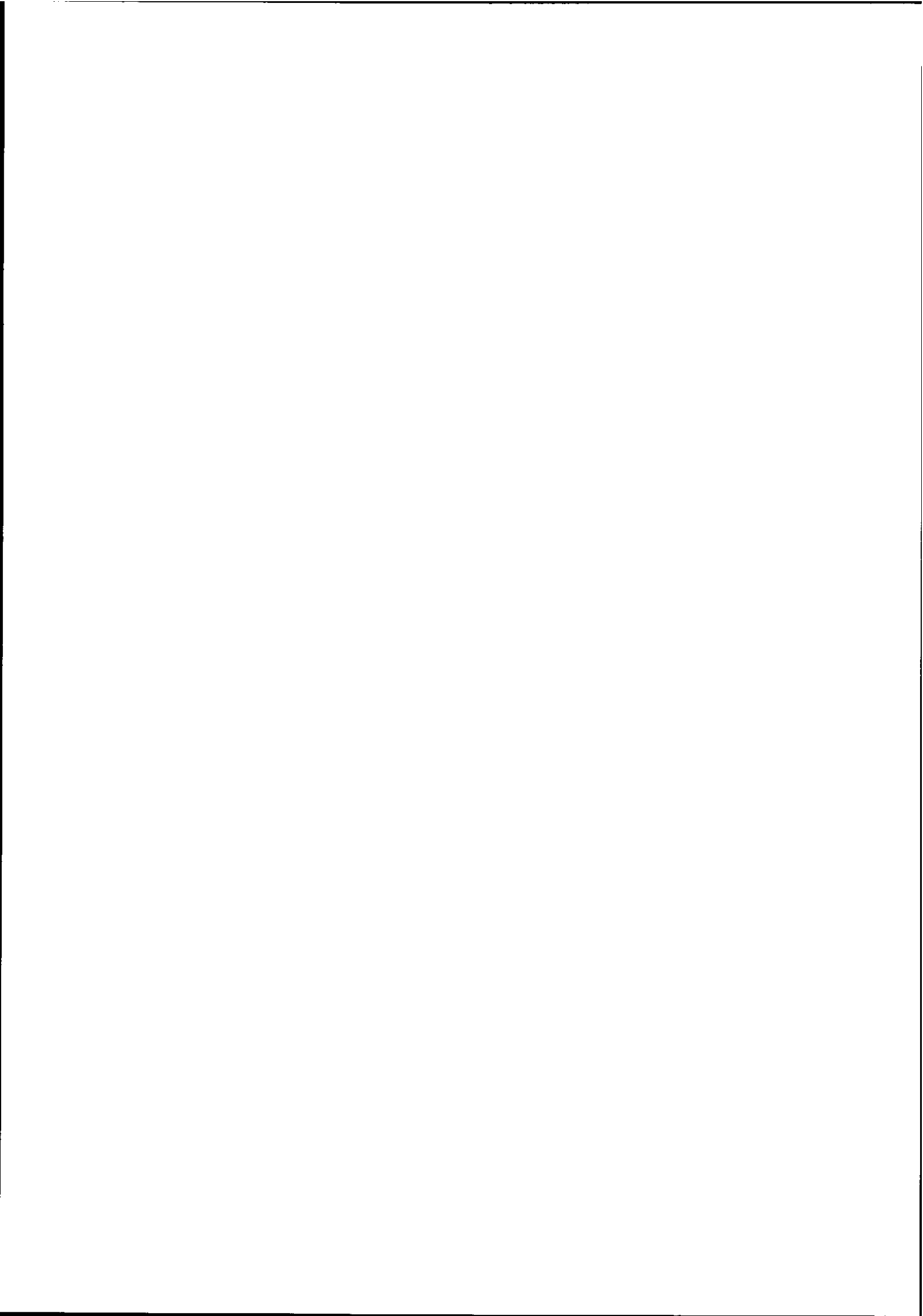
HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

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.

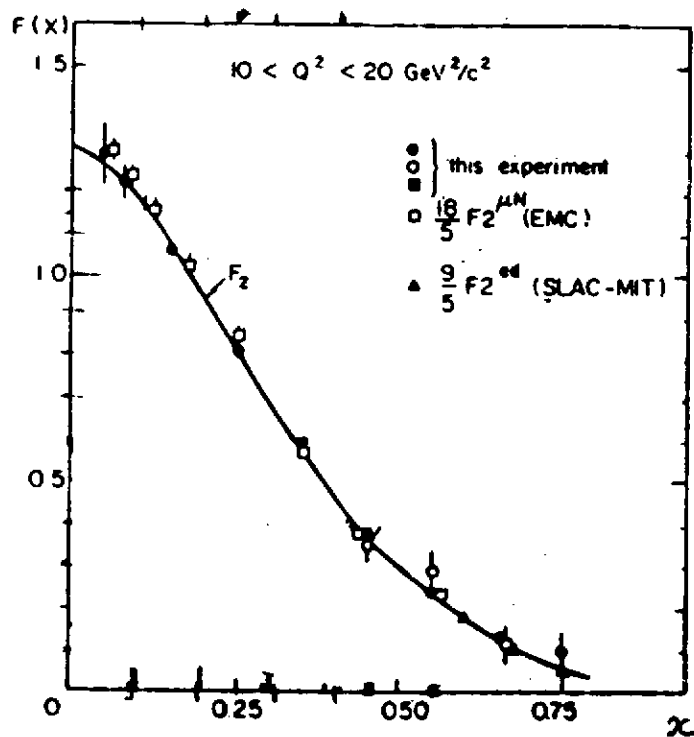


Figure 1 : La fonction de structure $F_2(x)$

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.

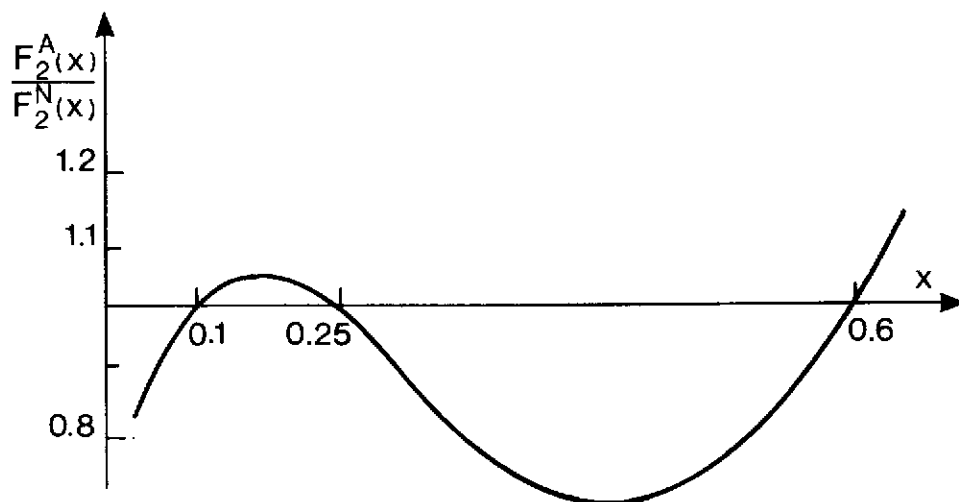


Figure 2: Rapport entre les fonctions de structure pour le nucléon lié et le nucléon libre (traits qualitatifs).

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).

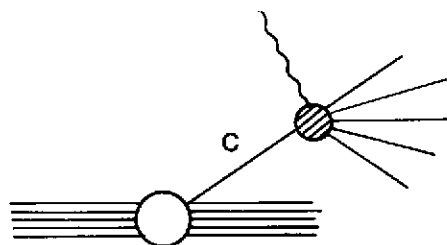


Figure 3 : Diagramme illustrant le modèle de convolution.

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).

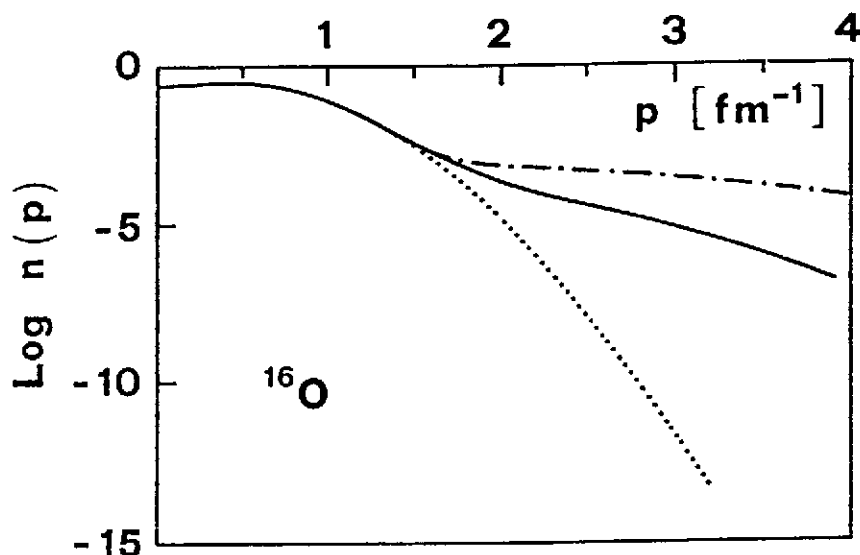


Figure 4 : Distribution en moment de l' ^{16}O sans corrélation (...), avec corrélations (—) et calcul complet (- - -)

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.

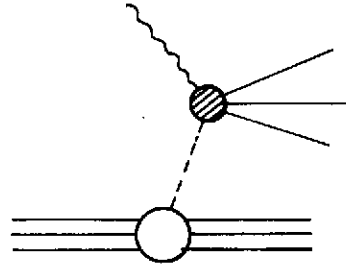


Figure 5 : Contribution pionique à la fonction de structure

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 ?

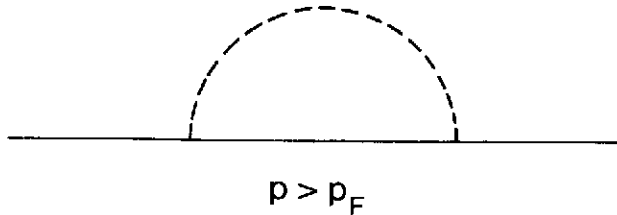


Figure 6 : Bloquage de Pauli pour l'émission du pion.

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

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

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 pion 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 $f(y)$

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

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.

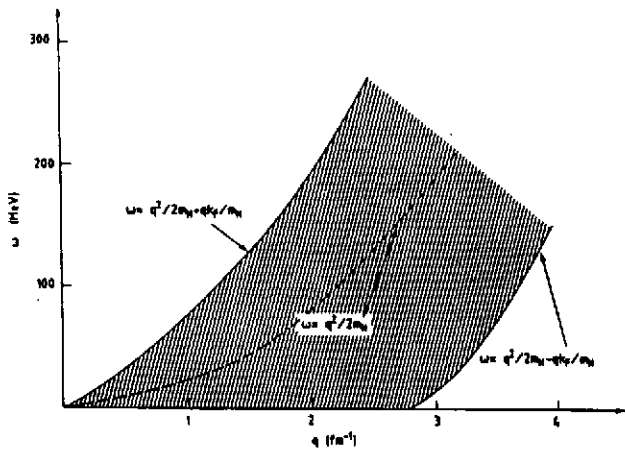


Figure 7 : Région de réponse du gaz de Fermi libre.

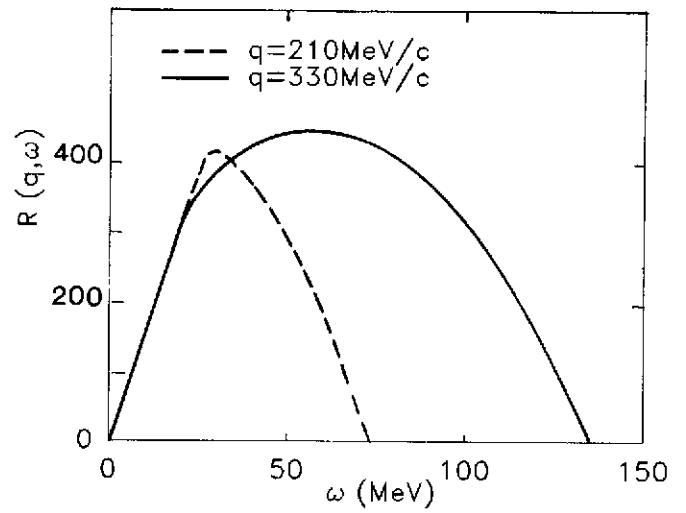


Figure 8 : Fonction réponse en fonction de l'énergie ω pour deux valeurs du moment q .

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.

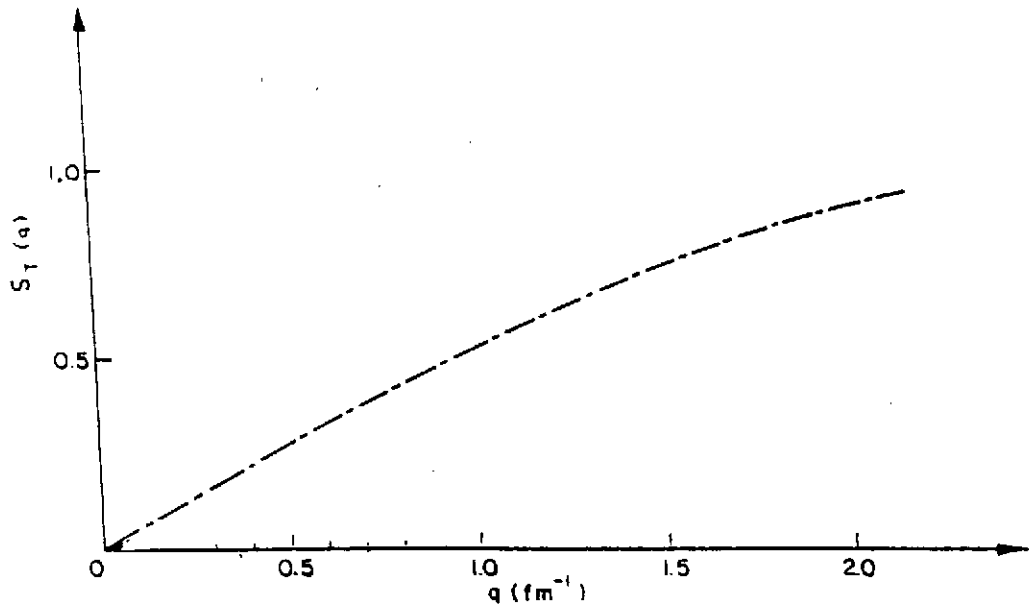


Figure 9 : Règle de somme $S(q)$ pour un gaz de Fermi libre.

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.

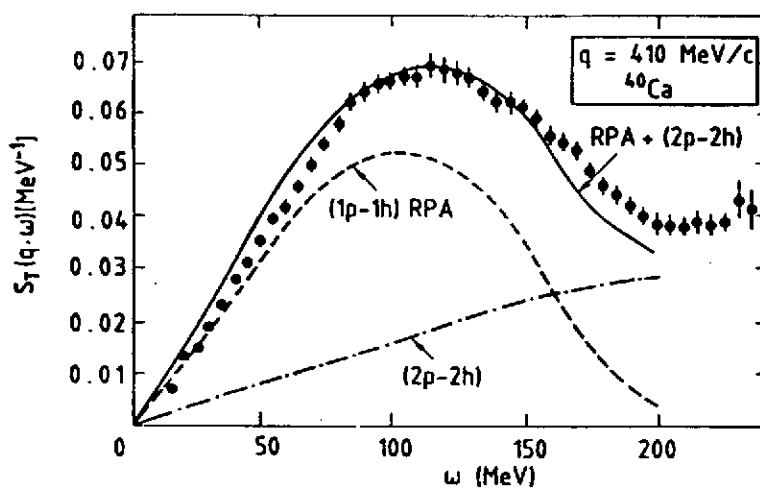


Figure 11 : Réponse transverse du ^{40}Ca .

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.

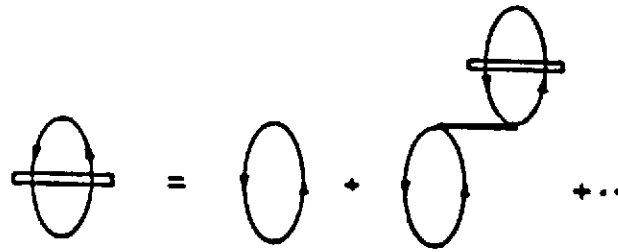


Figure 12 : Approximation ring de la RPA.

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

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

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

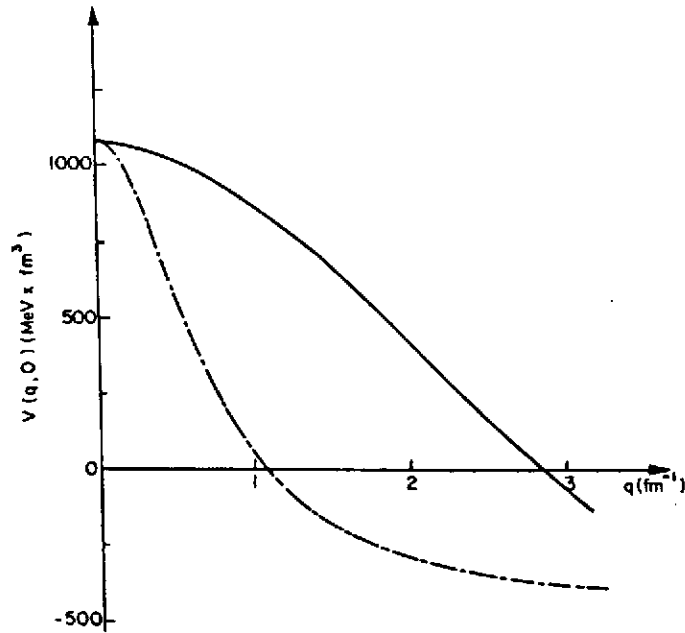


Figure 13 : Force ph dans les canaux longitudinaux (—) et transverse (-----).

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.

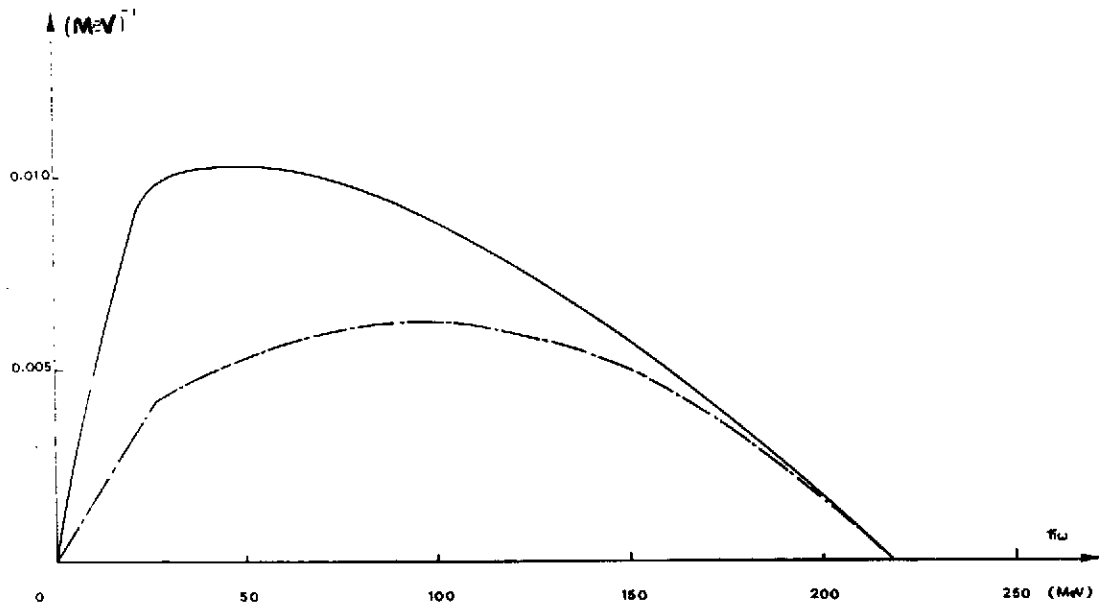


Figure 14 : Réponse longitudinale RPA (—) et libre (-----) pour $q = 2.15 \text{fm}^{-1}$.

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.

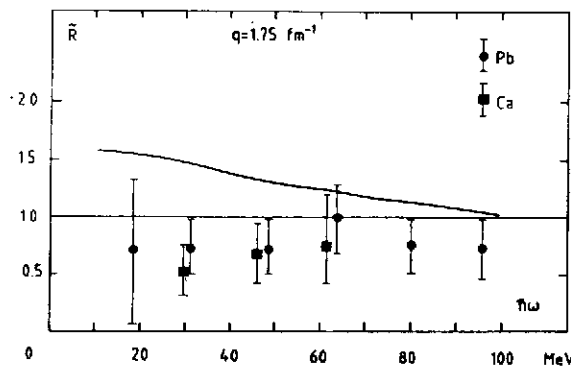


Figure 15 : Rapport entre les réponses de spin longitudinal et transverse à $q = 1.75 \text{ fm}^{-1}$

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.

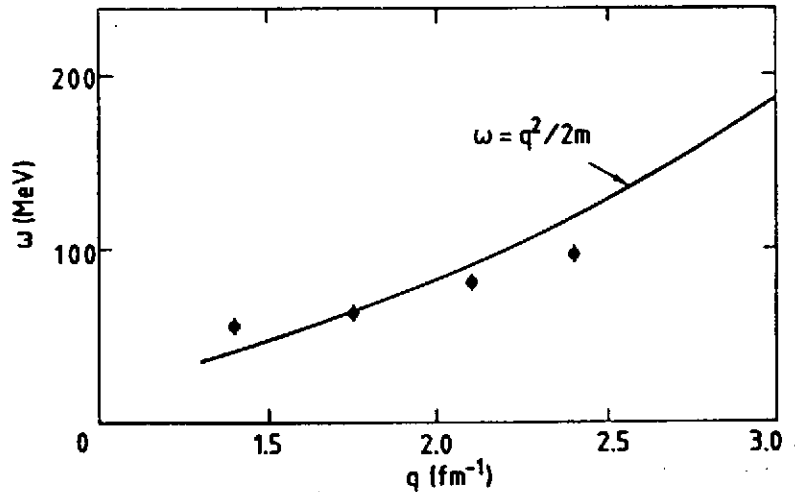


Figure 16 : Position du pic quasi-élastique mesuré dans l'expérience (${}^3\text{He}, T$) en fonction du moment comparé à la valeur pour le gaz de Fermi libre $\omega = q^2/2m$

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*.

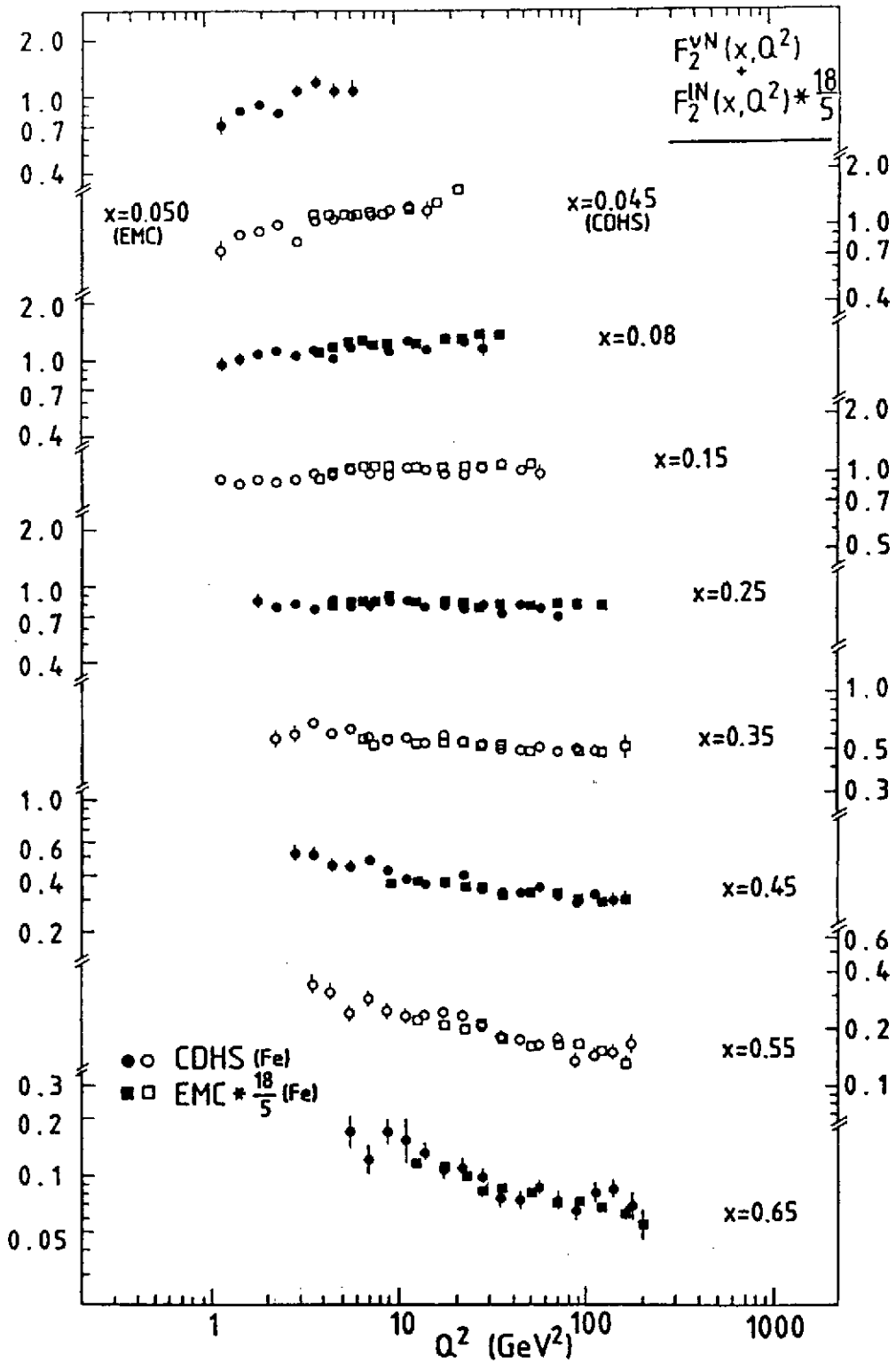


Figure 17 : Evolution avec Q^2 de la fonction de structure F_2 pour différentes valeurs de x .

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 à 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.

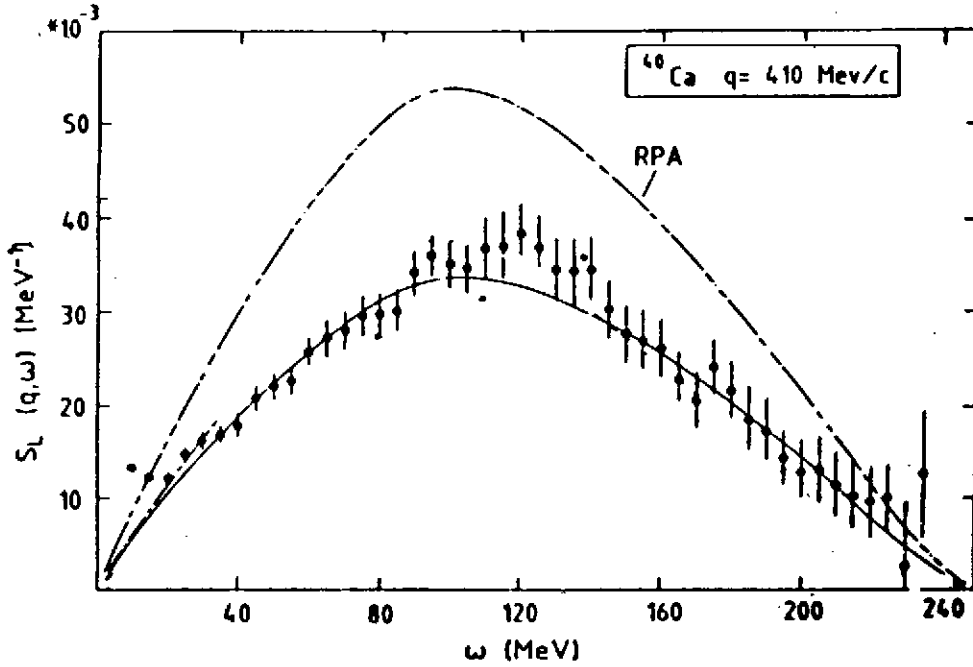


Figure 18 : Réponse longitudinale du calcium calculé avec le rayon de charge libre $\sqrt{r^2} = 0.81 \text{ fm}$ (---) et modifié $\sqrt{r^2} = 1.05 \text{ fm}$ (—).

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.

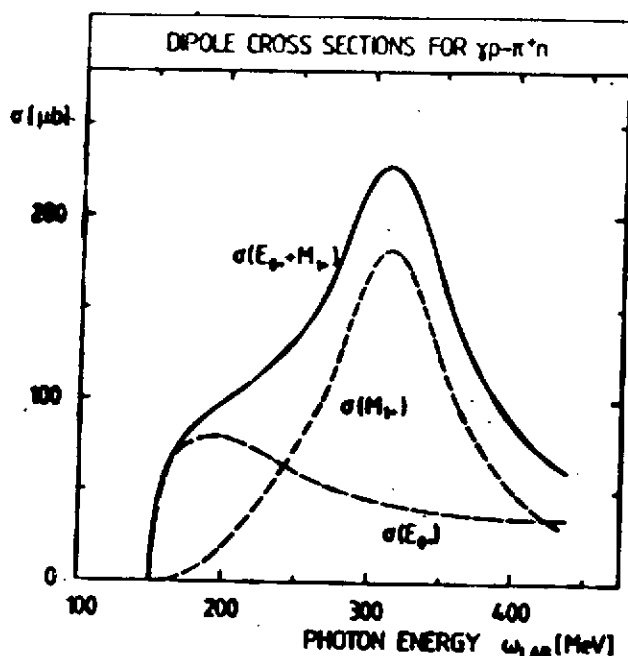


Figure 19 : Contribution électrique et magnétique à la section efficace $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$

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

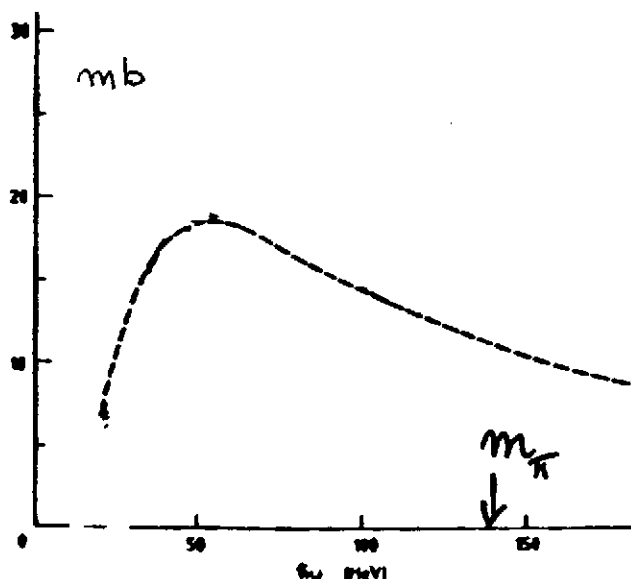


Figure 20 : Section efficace quasi-deutéronique dans le plomb.

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

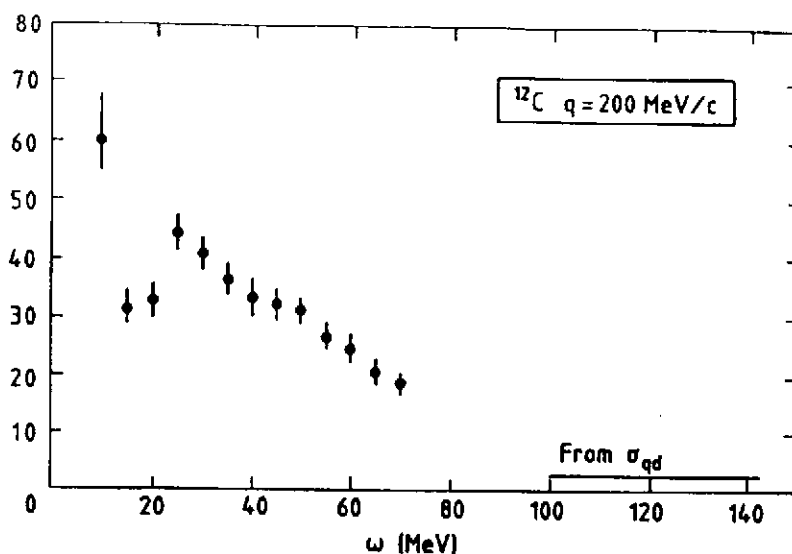


Figure 21 : Queue prévue d'après σ_{QD} dans le ^{12}C .

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

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

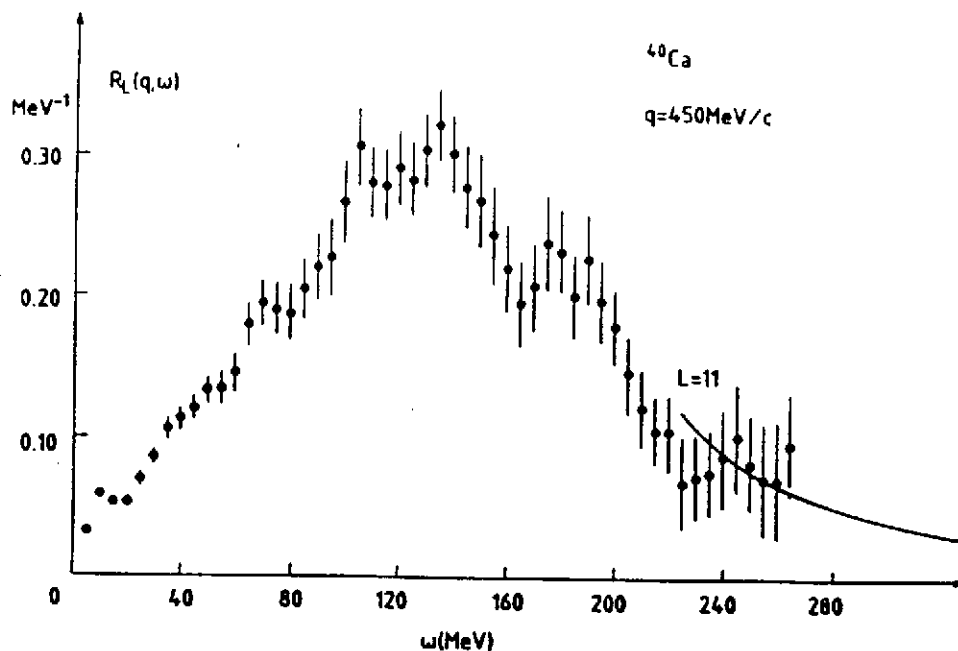


Figure 22 : Queue prévue pour le ^{40}Ca par un modèle quasi-deutéronique

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. Broggin. 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.