

FACTEURS DE FORME ELECTROMAGNETIQUES

Bertrand DESPLANQUES

Division de Physique Théorique[†], Institut de Physique Nucléaire,
B.P. n°1, F-91406 Orsay Cedex

Il n'est probablement pas étonnant qu'avec le temps les noyaux nous apparaissent comme des systèmes de plus en plus complexes, du moins s'ils sont considérés d'un point de vue mésonique. Que cette complexité n'ait pas entraîné une désaffection vis-à-vis de l'étude de la structure nucléaire, qui s'est trouvée renouvelée hier par la possibilité que la résonance Δ puisse y jouer un rôle important, ou aujourd'hui par celle d'effets relativistes non négligeables, est peut-être plus surprenant. De nombreuses observables sont (et seront) certainement nécessaires pour explorer toute cette richesse de possibilités, et si les facteurs de forme électromagnétiques (f.f.e.) ne sont que l'une d'entre elles, ils représentent probablement celle qui, au-delà des observables statiques usuelles, est actuellement la plus accessible théoriquement et expérimentalement. En première approximation, ils sont sensibles à la distribution spatiale des nucléons et à leur courant. En deuxième approximation, ils font intervenir des effets plus fins, qui ont un rôle généralement croissant avec le transfert et ont trait essentiellement à la description à courte distance des systèmes nucléaires. Ils concernent évidemment l'interaction de deux nucléons lorsqu'ils se rapprochent en restant identiques à ce qu'ils sont à l'état libre, mais également en se polarisant mutuellement. Dans ce dernier effet, nous incluons les excitations radiales et orbitales du nucléon, la modification du nuage mésonique des nucléons et l'excitation de paires nucléon-antinucleon, toutes contributions généralement prises en compte sous le nom de courants d'échange mésonique. Dans le présent exposé, nous discuterons de l'une et l'autre contributions, en tentant de dégager les éléments qui sont importants pour une description correcte des f.f.e. ainsi que les questions en suspens. Pour des raisons de place, nous aurons essentiellement à l'esprit les noyaux légers. A notre avis, l'étude des f.f. de noyaux plus lourds, où leur évaluation est beaucoup moins poussée que dans les noyaux légers, ne devrait pas montrer de différence notable du point de vue de la physique mise en jeu, à deux exceptions près toutefois. Celles-ci portent sur les effets à plusieurs corps : d'une part les corrélations RPA prenant en compte les modifications des mésons dans le milieu nucléaire, point qui a été notamment développé à Lyon, et d'autre part, les effets de forces à plusieurs corps, tels ceux implicitement pris en compte dans les présentes approches relativistes de la structure nucléaire.

I La physique impliquée dans les facteurs de forme à grand transfert de moment

Comme leur nom l'indique, les facteurs de forme sont susceptibles de nous renseigner sur la répartition des nucléons dans un noyau s'il s'agit de f.f. de charge ou la distribution du courant s'il s'agit de f.f. magnétiques. Cette remarque vaut particulièrement à de bas transferts de moment où l'on teste ce qui se passe à des distances relativement grandes et où l'on voit essentiellement des nucléons. A plus haut transfert, où l'on explore des distances plus courtes, des correctifs doivent être apportés. Par l'intermédiaire de l'échange de mésons, les nucléons peuvent être excités. Les excitations auxquelles on pense en priorité sont la résonance Δ à 1230 MeV, importante dans des transitions impliquant le spin du nucléon, et la résonance de Roper, qui pourrait bien jouer quelque rôle dans les f.f. de charge. En outre, les mésons échangés contribuent à modifier l'environnement mésonique des nucléons. Ainsi un système qui, asymptotiquement, est composé de deux nucléons, apparaîtra à petite distance comme une superposition d'états NN , NN^* , $N\Delta$, NN^* , $NN\pi$, ... La liste des états à considérer sera d'autant plus longue que la distance étudiée sera plus courte et il est facile d'imaginer la difficulté croissante à prendre en compte ces contributions. Il se peut cependant qu'à partir d'un certain stade, une description utilisant d'autres degrés de liberté, tels que les quarks, devienne plus simple. En tout cas, on s'attend à ce que les f.f. de systèmes à plusieurs nucléons ne soient pas déterminés par eux seuls.

La description que nous venons de donner d'un système à "deux nucléons" à petite distance tranche avec celle que nous présente certains des travaux les plus élaborés sur l'interaction NN (voir refs 1,2 pour les plus connus). Il n'existe pas cependant de contradiction pourvu que l'on précise le domaine de validité de ceux-ci. Ils sont basés sur les relations de dispersion ou les diagrammes de Feynman et intègrent l'effet d'un certain nombre de processus physiques qui ont lieu entre les temps $- \infty$ et $+\infty$. A proprement parler, ils n'ont vocation qu'à décrire le comportement asymptotique de deux nucléons qui, après avoir interagi, se retrouvent à grande distance l'un de l'autre. Ce qui se passe entre temps, qui importe si l'on fait interagir le système avec une sonde extérieure, est régi par l'équation d'évolution qui, pour ce qui nous concerne, et autant que possible, devrait incorporer explicitement les différents états par lesquels le système est susceptible de passer. Dans la pratique, cette étape est rarement atteinte et l'on se trouve donc confronté à la difficulté de restaurer les contributions correspondantes. On peut espérer qu'au mieux ces contributions auront un faible poids et qu'ainsi les potentiels NN permettront une représentation assez correcte des systèmes nucléaires. Au pire, ils décriront

1) H. Lacombe et al., Phys. Rev. C21 (1970) 861

2) K. Holinde and R. Machleidt, Nucl. Phys. A256(1976) 479



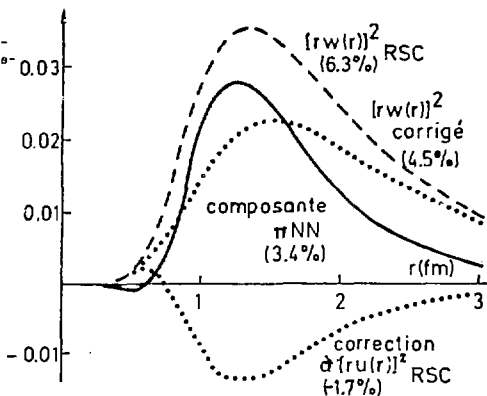
des nucléons habillés. Les travaux qui vont au-delà et ne sont pas toujours sans approximations, impliquent la résonance Δ , les paires NN (calculs relativistes) ou des phases à $6q$. (voir refs 3-6) pour quelques exemples). Curieusement, mais non sans raison, la composante π NN, qui est peut-être la plus importante de ces nouvelles contributions, n'est pas considérée explicitement, peut-être parce qu'elle suppose un calcul partiellement à 3 corps. On peut néanmoins se faire une idée de son poids en représentant la "probabilité" de trouver une configuration π NN avec deux nucléons séparés d'une distance r . Celle-ci peut se calculer à partir de l'opérateur \hat{T} :

$$N(NN\pi)(\vec{r}) = + \int \frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3} e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \frac{\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{q} \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{q}}{(m_\pi^2 + q^2)^{3/2}} \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 g^2(q), \quad (1)$$

avec $g(q) = g_{\pi NN} \left(\frac{\Lambda^2 - m_\pi^2}{\Lambda^2 + q^2} \right)^2$ et $\Lambda = 7fm^{-1}$.

Les résultats ainsi obtenus pour le deuton avec la fonction d'onde correspondant au potentiel de Reid (RSC), qui sont assez sensibles au paramètre de coupure Λ ou à la répulsion à courte distance, sont représentés sur la fig.1 (courbe continue). A l'approximation considérée, la "probabilité" de trouver une configuration π NN est prise sur celles de trouver deux nucléons dans

Fig.1 Distributions radiales de différentes configurations dans le deuton. La distribution radiale relative à l'onde 3S_1 , non représentée sur la figure, est d'un ordre de grandeur supérieur à celles qui sont tracées.



une onde 3D_1 ou 3S_1 , qui se trouvent ainsi corrigées et sont représentées sur la même figure dans le premier cas et pour sa correction dans le second. On notera que pour des distances de l'ordre de 1 fm la "probabilité" de trouver le deuton dans une configuration π NN est tout à fait comparable (et parfois supérieure) à celle de trouver deux nucléons dans une onde 3D_1 . Vu la taille des effets souvent attribués à celle-ci dans certains processus, on pourrait s'attendre à de gros effets de la composante π NN. En fait, dans beaucoup de cas, et à l'approximation où les corrections de retard sont considérées ici, ces effets sont déjà pris en compte dans les calculs actuels, au travers de la contribution de l'onde 3D_1 notamment, et il suffirait d'un jeu d'écriture pour faire apparaître la contribution due à la configuration π NN, comme nous l'avons fait pour la probabilité de trouver dans le deuton deux nucléons à une distance r l'un de l'autre en présence d'un pion. Il en ira différemment si la sonde extérieure peut voir le pion.

II L'interaction électromagnétique avec les hadrons

Etant concerné avec un système formé de nucléons, c'est l'interaction de ceux-ci avec le champ électromagnétique qui jouera le rôle essentiel (fig.2a). Celle-ci peut s'écrire pour des nucléons libres :

$$\langle N(p_f), \gamma | e_L | N(p_i) \rangle = -e_\gamma \bar{u}(p_f) (\gamma_\mu F_1(q^2) - \frac{1}{2} [\gamma_\mu \not{p}_i \not{p}_f] F_2(q^2)) u(p_i). \quad (2)$$

Les f.f. $F_1(q^2)$ et $F_2(q^2)$ sont définis sans ambiguïté pour des particules sur couche de masse et peuvent être reliés à la section efficace de diffusion d'électrons sur des nucléons. Nous avons aussi à considérer l'interaction avec un méson en vol (fig.2b). Pour un pion libre, celle-ci s'écrit :

- 3) P. Sauer, exposé aux présentes journées d'études
- 4) C. Fayard, exposé aux présentes journées d'études
- 5) M.J. Zuilhof and J.A. Tjon, Phys. Rev. C22(1980) 2369
- 6) E.M. Henley, L.S. Kisslinger and G.A. Miller, Phys. Rev. C28(1983) 1277
- 7) B.L. Friman and V.R. Pandharipande, Phys. Rev. Lett. 51(1983) 763

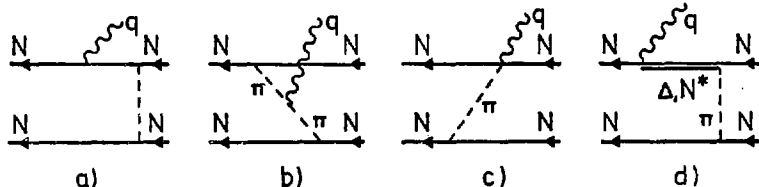


Fig.2 Différentes contributions électromagnétiques avec les hadrons

$$\langle \pi^i(p_f), \gamma | H_{el.} | \pi^j(p_i) \rangle = \epsilon_{\mu(\rho_f + \rho_i)\nu} i e^{ijz} F_{\pi}(q^2). \quad (3)$$

L'interaction électromagnétique peut aussi connecter des états différents, un nucléon et la résonance $\Delta(1230 \text{ MeV})$ ou $N^*(1440 \text{ MeV})$ par exemple (fig.2d), ou encore un nucléon et un nucléon plus un pion (fig.2c). Dans ce cas, et pour un couplage pseudovecteur πNN , le couplage avec le photon s'écrit :

$$\langle N, \gamma | H_{el.} | N \pi^i \rangle = \frac{e\mu}{2M} \bar{u}(p_f) \gamma_{\mu} \gamma_5 u(p_i) i e^{ijz} \tau^j F_1'(q^2) g_{\pi NN} \quad (4)$$

Ce dernier terme peut aussi s'obtenir à l'ordre dominant en $\frac{1}{H}$ à partir du couplage pseudoscalaire πNN et du 1^{er} terme du courant de nucléon (eq.2).

L'examen des différents termes ci-dessus montre que l'un d'entre eux (terme $F_2(q^2)$ dans l'eq.2) est invariant de jauge ($\epsilon_{\mu} + \epsilon_{\mu} + q_{\mu} \chi(q^2)$) alors que les autres pris isolément ne le sont pas, du moins pour des particules hors couche de masse. C'est seulement lorsque leurs contributions sont regroupées (diags. a, b, c, de la fig.2) que l'on peut espérer vérifier l'invariance de jauge. En absence d'autres contributions que celles ci-dessus, ce but ne peut être atteint que si l'on a :

$$F_{\pi}(q^2) = F_1'(q^2) = F_1(q^2) \quad (5)$$

une condition qui n'a aucune raison d'être vérifiée dans les faits et sur laquelle nous reviendrons plus loin. Dans l'immédiat, on peut considérer que la contribution impliquant un pion en vol (fig.2b) ne sera pas trop affectée en remplaçant $F_{\pi}(q^2)$ par $F_1(q^2)$.

Indépendamment du problème ci-dessus, le choix du facteur de forme du terme de contact (ou de paire), eq.4, a soulevé beaucoup de discussions [8-9], le choix étant entre $F_1(q^2)$, en faveur duquel nous avons argumenté ci-dessus, et $G_P^P(q^2) = F_1^P(q^2) - (q^2/2M) F_2^P(q^2)$, le f.f. de charge du proton. Celui-ci peut apparaître plus naturel, si l'on adopte une approche non relativiste [10]. A notre avis, l'origine du terme de contact et sa relation au 1^{er} terme du courant de nucléons (eq.2) d'une part, l'expression relativiste de ce courant même d'autre part, sont suffisamment bien établies pour qu'il n'y ait aucun doute sur le choix de $F_1(q^2)$ dans l'eq.4.

III Sensibilité des f.f. aux fonctions d'onde NN à courte distance

En dépit d'incertitudes liées à l'existence d'autres composantes, on s'attend à ce que la composante ne comportant que des nucléons domine assez largement au-delà de distances de l'ordre de 1 fm (fig.1) et détermine donc les f.f. à bas transfert de moment. En deçà de 1 fm, c'est le domaine où les forces susceptibles de produire des composantes de haut moment dans la fonction d'onde agissent. Celles-ci sont importantes à haut transfert de moment car la possibilité de transférer un moment q donné à un noyau suppose l'existence de composantes avec des moments $q/2$ (dans un repère où les autres nucléons seraient globalement au repos). Ainsi un transfert de 5 fm^{-1} correspond à des composantes dans la fonction d'onde où le nucléon aurait un moment de 2.5 fm^{-1} . Cette valeur n'est pas excessivement grande et se situe en dessous du seuil de la masse de la particule ω , 3.9 fm^{-1} , où les modèles de l'interaction NN commencent à sérieusement diverger. On pourra juger de cette sensibilité en examinant la fig.3a où nous avons représenté un exemple de facteur de forme ; celui de l'électrointégration du deuton à proximité du seuil. Il a été calculé avec deux modèles de l'interaction NN, le potentiel de Reid à cœur mou (RSC) d'une part et celui de de Toulreil-Sprung (SSC) d'autre part, qui a à l'origine une répulsion finie de quelques centaines de MeV. Les différences ne dépassent pas 20% au 2^{ème} maximum, à $q = 5 \text{ fm}^{-1}$.

Nous avons représenté sur la même figure la contribution due à cet autre degré de liberté qu'est la présence du pion dans le noyau (terme de contact, fig.2c, et terme pionique, fig.2b). On notera que la différence entre les deux modèles d'interaction est moindre que pour la partie

- 8) J.F. Mathiot and D.O. Riska, Phys. Lett. B133(1983) 23
 9) J. Adam and E. Truhlik, Czech. J. of Phys B34(1984) 1157
 10) W. Leidemann and H. Arenhövel, Nucl. Phys. A393(1983) 385

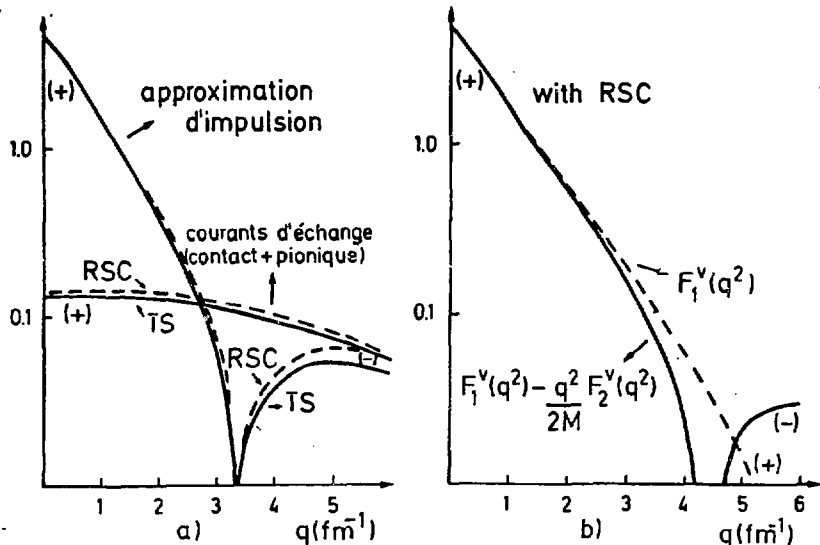


Fig. 3 Facteur de forme pour l'électrodésintégration du deuteron près du seuil : étude de la sensibilité aux fns d'onde à courte portée a) et au terme de contact associé au moment magnétique anomal du nucléon b). Un facteur correspondant au facteur de forme de charge du proton a été omis.

à un corps, 8% à $q = 5 \text{ fm}^{-1}$, et que la décroissance avec q est plus faible, au point qu'à $q = 5 \text{ fm}^{-1}$ les deux contributions deviennent comparables (mais de signe opposé cependant). Ces deux traits caractérisent de façon générale les contributions mésoniques. Ils sont dus au fait que dans ce cas le moment transféré au système est partagé entre deux nucléons. Ainsi à haut transfert, ces contributions font intervenir des composantes de la fonction d'onde nucléaire de moment plus faible que pour la contribution à un corps, qui sont donc mieux déterminées. Ceci est confirmé par une étude de J.F. Mathiot ¹¹⁾ qui montre que les contributions mésoniques dominent à $q = 5 \text{ fm}^{-1}$ autour de 1 fm , une région qui n'est pas encore vraiment sensible aux incertitudes sur la description à courte portée de l'interaction NN. A bas transfert, elles font intervenir des composantes avec différentes valeurs du moment, et sont moins sensibles à la probabilité de trouver des composantes de faible moment, qui décroît très rapidement et est responsable de la chute rapide du f.f. calculé à l'approximation d'impulsion. Un point mérite encore d'être noté. La contribution mésonique n'est pas dominée par celle du pion en vol, que l'on peut qualifier de diagonale (comme celle du nucléon), mais par celle du terme de contact qui connecte une configuration NN et une configuration $NN\pi$ et est donc non diagonale. Ce type de contributions joue un rôle généralement plus important que les contributions mésoniques diagonales, ce qui ne saurait surprendre puisqu'elles dépendent de l'amplitude qui leur est relative et non de leur "probabilité", beaucoup plus faible. Elles rappellent dans une certaine mesure l'effet des corrélations RPA dans les noyaux et, comme elles, amènent à corriger l'image naïve que l'on peut se faire d'un f.f. comme décrivant les distributions de charge et de courant de nucléons supposés indépendants.

De la discussion ci-dessus, nous retiendrons que la description des f.f. élastiques jusqu'à $q^2 = 25 \text{ fm}^{-2}$ fait intervenir des éléments relativement bien déterminés des fonctions d'onde nucléaires, et que si difficulté il y a pour expliquer les mesures, il faut plutôt en rechercher la solution dans ce qu'on n'y a pas mis. De ce point de vue, l'électrodésintégration du deuteron près du seuil est particulièrement intéressante puisqu'on observe à $q = 5 \text{ fm}^{-1}$ une forte compensation des contributions d'impulsion et mésonique (fig. 3a), rendant ce processus plus sensible que tout autre à l'introduction d'éléments nouveaux, avec la possibilité de remettre en cause le bon accord théorie ¹²⁾ expérience ¹³⁾ que l'on semble avoir actuellement.

11) J.F. Mathiot, à paraître dans Phys. Lett.

12) J.F. Mathiot, Nucl. Phys. A412(1984) 201

13) S. Auffret et al., Phys. Rev. Lett. 55(1985) 1362

IV Quelques problèmes-développements possibles

Les problèmes que l'on rencontre dans la description des f.f. élastiques des noyaux sont essentiellement liés à ces degrés de liberté mésoniques décrits dans la section I et qui ne sont pas le plus souvent explicitement présents dans la fonction d'onde nucléaire. Dans cette section, nous décrirons brièvement les questions qui se posent. Nous omettrons celle relative à la méconnaissance du facteur de forme électrique du neutron, $G_E^2(q^2)$, qui est plutôt d'ordre expérimental.

a) Invariance de jauge Nous avons vu dans la section II qu'il fallait ajouter ensemble certaines contributions (fig.2 : a+b+c) pour assurer l'invariance de jauge (ou équivalentement la conservation du courant). Ceci a été (et est couramment) fait pour la seule contribution due à l'échange d'un pion, mais l'invariance de jauge du résultat global supposerait qu'on le fasse aussi pour les autres contributions dues soit à l'échange de mésons plus lourds, soit à l'échange de plusieurs mésons. Des études ont été faites par différents auteurs pour apprécier l'apport de ces nouvelles contributions dans le cas du potentiel de Paris ¹⁴⁻¹⁵). Pour l'électrodésintégration du deuton citée plus haut, elles ne semblent pas amener de modification notable des résultats obtenus à partir de l'échange du π auquel on aurait ajouté la contribution de l'échange du ρ , l'une et l'autre étant corrigées de l'effet de taille finie du nucléon. Au mieux, elles permettent de fixer l'intensité du couplage tenseur ρNN à prendre en compte et les coupures à utiliser pour rendre compte de la taille finie des nucléons.

b) Facteurs de forme hadroniques La deuxième question concerne précisément les facteurs de forme hadroniques. La manière de les introduire est des plus simples et peut mener, si l'on n'y fait attention, à une violation de l'invariance de jauge. De plus, dans le cas où l'invariance de jauge est respectée, l'interprétation de certains termes n'est pas toujours claire. Une des caractéristiques de ces approches est la factorisation des f.f. électromagnétique et hadronique du terme de contact (eq.4), ce que l'on ne peut expliquer si l'on croit en une sous-structure en termes de quarks. Par ailleurs, cette approche suppose toujours que les f.f. élastiques du proton, $F_p(q^2)$, et du pion, $F_\pi(q^2)$, sont les mêmes, une contrainte qui n'est nullement justifiée physiquement. Deux études distinctes ¹⁶⁻¹⁷) ont jeté quelque lumière sur ce problème en utilisant pour décrire le nucléon un modèle de quarks constituants, se mouvant dans un potentiel confinant d'oscillateur harmonique. Elles ont montré que des f.f. différents pour le nucléon et le pion n'étaient pas incompatibles avec l'invariance de jauge. Le prix à payer est l'introduction de contributions dues aux excitations radiales et orbitales du nucléon, ainsi qu'aux excitations de spin et d'isospin. Les facteurs de forme hadroniques et électromagnétiques y sont fortement dépendants.

Les contributions ainsi obtenues sont assez différentes de celles que l'on peut obtenir dans les approches habituelles. Un calcul schématisé dans le cas de l'électrodésintégration de deuton près du seuil ¹⁶) montre que les contributions dues au terme de paire d'une part, à l'échange du pion dans la fonction d'autre part (incluant les excitations du nucléon), décroissent moins vite avec le transfert que les contributions correspondantes actuelles. Ces résultats sont confirmés par un calcul plus complet pour la première ¹⁸).

c) Excitation de la résonance de Roper Les études ci-dessus montrent que les excitations du nucléon pourraient jouer un rôle de plus en plus important avec le transfert dans le cas des facteurs de forme magnétiques. Ceci ne leur est pas spécifique et pourrait également se produire dans le cas des facteurs de forme de charge. Essentiellement, les quarks dans un nucléon ont un moment relativement fini, limitant celui que l'on peut transférer au nucléon lui-même. Dans les résonances, le moment des quarks est plus grand, autorisant ainsi des transferts de moment plus importants. De ce point de vue, il est étonnant que l'excitation de la résonance de Roper (N^* (1440 MeV)), souvent considérée comme l'excitation radiale du nucléon, n'ait pas été prise en compte dans le cas des f.f. de charge. Par ailleurs, elle est probablement un des meilleurs candidats pour traduire cette idée de gonflement du nucléon dans le noyau, actuellement discutée dans la littérature. Sa contribution aux facteurs de forme (fig.4) peut provenir de l'échange de mésons π ou ρ , mais peut être plus probablement de deux mésons π (équivalent au σ de certaines

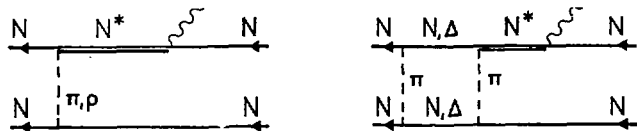


Fig.4 Quelques contributions au f.f. de charge avec excitation de la résonance de Roper

- 14) D.O. Riska, Phys. Scripta 31(1985) 471
- 15) A. Buchmann, W. Leidemann and H. Arenhövel, Nucl. Phys. A443(1985) 726
- 16) B. Desplanques, contribution à la conférence sur la physique nucléaire et les sondes électromagnétiques, Paris, 1-5 Juillet 1985
- 17) D. Drechsel and M.M. Giannini, preprint MKPH-T-85-11
- 18) M. Chemtob and S. Furui, Nucl. Phys. A454(1986) 548

approches). Malheureusement, l'absence d'information sur la transition électromagnétique NN^* ne permet pas de faire de prédiction précise. Il semble toutefois que dans l'hypothèse la plus pessimiste, cette contribution au f.f. de charge puisse être tout à fait comparable à d'autres. En tout cas, elle représente un nouvel exemple où une transition non diagonale, traduisant un effet de polarisation, peut avoir un effet relativement important.

d) Corrections relativistes Le dernier point que nous voulons aborder concerne les corrections relativistes qui sont de plusieurs types. Nous avons déjà mentionné l'une d'elles qui concerne le f.f.e., F_1 ou G_2 , à associer au terme de contact (ou terme de paire), dont le choix peut-être discutable dans une théorie non relativiste, mais ne fait aucun doute nous semble-t-il dans une théorie partant de l'expression relativiste des courants. Une autre correction concerne la cinématique relativiste où nous incluons aussi bien les petites composantes des spineurs, parfois déjà prises en compte, que le changement d'un repère à un autre, qui intervient nécessairement lorsque l'on calcule les f.f. à $q \neq 0$. Les évaluations que nous avons faites de quelques unes de ces corrections dans le cas de l'électrodésintégration du deuton à proximité du seuil ne semblent pas indiquer qu'elles puissent notablement modifier les résultats jusqu'à $q = 5 \text{ fm}^{-1}$. Il existe aussi des corrections, qualifiées de dynamiques, qui prennent en compte la création de paires particule-antiparticule. Le terme donné par l'éq.4 en est un exemple dans le cas d'un couplage πNN pseudoscalaire (fig.2c). De telles contributions sont couramment introduites dans les calculs "non relativistes" et pour l'échange d'un méson donné, elles représentent souvent la plus importante des corrections. Jusqu'à assez récemment, ces contributions ne prenaient en compte que le courant de Dirac du nucléon, proportionnel à $F_1(q^2)$ dans l'éq.2 et négligeaient la contribution due au moment magnétique anormal du nucléon. Celle-ci a été considérée par J.F. Mathiot et D.O. Riska⁸⁾. Sa partie locale peut être prise en compte pour sa plus grande part en ajoutant au f.f. $F_1(q^2)$, apparaissant dans l'éq.4, la correction $-(\frac{q^2}{2M})F_2(q^2)$, et elle apparaît donc comme une correction relativiste sur une autre correction relativiste. Son effet n'en est pas moins négligeable et modifie complètement la structure du f.f. de l'électrodésintégration du deuton à proximité du seuil (fig.3b). L'utilisation d'un couplage πNN pseudovecteur n'amène aucune modification du résultat ci-dessus, le nouveau terme de contact apparaissant dans ce cas ayant une structure assez différente (mais restant à évaluer correctement). Il en va différemment pour le f.f. de charge où ce terme de contact associé au moment magnétique anormal du nucléon joue un rôle important. Dans ce cas toutefois, les observations sur la photoproduction de pion neutre au seuil, $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, qui sont en accord avec ce que l'on attend de la symétrie chirale, nous assurent sur le choix à faire⁹⁾. Les dernières corrections relativistes que nous voulons mentionner sont celles de retard, qui prennent en compte le fait que la propagation d'un méson d'un nucléon à l'autre n'est pas instantanée. Ces corrections qui sont spécifiques de la présence de mésons dans le noyau et vont au-delà de celle mentionnée dans la section 1, sont généralement négligées. L'examen des opérateurs qui les décrivent montre qu'elles apparaissent par rapport aux contributions d'échange mésonique habituelles comme des corrections relativistes dans le cas de f.f. magnétiques, mais comme des corrections de même ordre dans le cas de f.f. de charge.

La prise en compte de toutes les corrections ci-dessus est une tâche complexe qui, dans le calcul le plus élaboré⁵⁾, n'a été faite que de manière approximative. A notre avis, les corrections sont suffisamment indépendantes et l'on ne devrait pas attendre un calcul complet pour essayer de les évaluer.

V Conclusion

Rendre compte correctement des f.f. des noyaux suppose une description complète des noyaux, de la composante ne comportant que des nucléons, aussi bien que celle où un ou plusieurs mésons sont présents, ou encore celle où les nucléons sont polarisés (mélange de résonances baryoniques). A haut transfert, ou corrélativement à petite distance, ces composantes nouvelles prennent un poids croissant. Jusqu'ici, et pour des transferts ne dépassant pas 5 fm^{-1} , elles ont généralement permis de corriger les f.f. dans la bonne direction, mais on peut entrevoir dès maintenant les traces de désaccords possibles. Ceux-ci devraient trouver une explication dans des contributions non prises en compte jusqu'ici ou traitées de manière approximative : excitations de résonances baryoniques autres que la résonance Δ ou effets relativistes autres que ceux considérés jusqu'à maintenant dans le premier cas, corrections dues aux nouveaux degrés de liberté pris en compte de manière perturbative ou encore caractère composite des nucléons dans le second cas. Ce programme n'est évidemment pas indépendant d'une meilleure connaissance du nucléon et de ses excitations, dont le mélange en présence d'autres nucléons va traduire l'effet de polarisation mentionné plus haut. Le présent exposé a été basé sur une approche essentiellement mésonique des f.f., laquelle a l'avantage de faire le lien avec un grand nombre de travaux sur l'interaction NN et sur les noyaux. Nous ne cachons pas qu'elle aura ses limites et qu'il existera un seuil au-delà duquel il sera plus économique d'utiliser d'autres degrés de liberté, tels que les quarks. Les questions que l'on peut se poser à ce propos concernent d'une part la proximité de ce seuil et d'autre part le degré de recouvrement entre ces différentes approches.