



HAL
open science

Degrés de liberté mésiques et excitations baryoniques - Approche théorique

B. Desplanques

► **To cite this version:**

B. Desplanques. Degrés de liberté mésiques et excitations baryoniques - Approche théorique. École thématique. Ecole Joliot Curie "Mésons, baryons, quarks et physique nucléaire", Bombannes, (France), du 17-21 septembre 1984: 3ème session, 1984. cel-00640925

HAL Id: cel-00640925

<https://cel.hal.science/cel-00640925>

Submitted on 14 Nov 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.

DEGRES DE LIBERTE MESIQUES ET EXCITATIONS BARYONIQUES
(Approche théorique)

B. DESPLANQUES

Division de Physique Théorique, Institut de Physique Nucléaire, Orsay

Le méson a une longue histoire puisque son échange entre nucléons fut proposé par Yukawa en 1935 comme source des forces nucléaires. Depuis, les études sur ces forces se sont beaucoup raffinées et l'on peut y distinguer plusieurs contributions qui diffèrent l'une de l'autre par la masse, le spin ou encore l'isospin du méson échangé. La grande majorité de ces études ne laisse toutefois aucune place explicite à ces mésons et suppose que l'on a affaire à deux entités distinctes que l'on continue d'appeler nucléons. Il y a à cela différentes raisons. Sur le plan technique, traiter l'existence explicite des mésons suppose que l'on puisse travailler avec un système couplé à 2 et 3 corps, ce qui n'est pas évident. Une autre raison est que cette tâche n'est pas réellement nécessaire autant que l'on s'intéresse aux observables du système nucléon-nucléon. Celles ci sont déterminées par le comportement des nucléons à grande distance. Elles ne font pas intervenir explicitement les différents processus d'échange ou d'excitation mutuelle qui ont eu lieu lorsque les nucléons étaient suffisamment proches l'un de l'autre. Cette situation change dès lors que l'on veut sonder ce système avec une interaction extérieure. Celle-ci peut "voir" les mésons que les nucléons s'échangent lorsqu'ils se rapprochent l'un de l'autre ou encore les excitations baryoniques qui peuvent en résulter. Ceci met en jeu la description du système nucléaire lorsque ses composants sont éloignés l'un de l'autre, là où ils peuvent s'identifier à des nucléons libres, mais également à petite distance, où cette identification peut soulever des questions.

Les quelques éléments d'introduction ci-dessus montrent que l'étude des degrés de liberté mésiques ou des excitations baryoniques n'est pas séparable de celle de l'interaction nucléon-nucléon, puisqu'il s'agira le plus souvent de rétablir la contribution de degrés de liberté qui n'y ont pas été inclus explicitement. Pour cette raison, la première partie de ce cours sera dévolue à cette interaction, ainsi qu'à certains aspects de l'interaction forte en général. Les thèmes retenus dans ce domaine le seront en fonction de la deuxième partie qui portera sur l'interaction du champ électromagnétique avec les différents degrés de liberté mésiques que l'on peut rencontrer dans un noyau. Après une présentation très schématique de l'interaction nucléon-nucléon (Ia), nous en décrirons, en termes de quarks, les principaux agents : mésons π , ρ , ω , " σ ", nucléons, excitations baryoniques (Ib). Nous donnerons ensuite la description spatio-temporelle du nucléon (Ic) et celle de ses couplages aux mésons (Id). Le détail des différentes étapes menant de ces couplages à diverses approximations non relativistes sera précisé pour quelques cas, ceux-ci étant choisis pour l'intérêt qu'ils pourront présenter par la suite. Une mention du modèle de Chew-Low sera faite (Ie). Nous passerons alors à la dérivation du potentiel nucléon-nucléon et discuterons l'élimination des degrés de liberté qu'elle implique, ainsi que les conséquences que cela a pour l'objet décrit par un tel potentiel (If). Nous regarderons en détail la contribution des mésons π et ρ à une telle force, en particulier la partie tensorielle dont les effets sont souvent importants dans les processus faisant intervenir les degrés

IPNO-TH 84/69

de liberté mésiques (Ig). Pour terminer la première partie, nous montrerons ce que peuvent représenter certaines contributions étudiées dans le cadre de la physique nucléaire quant à la physique du nucléon (Ie).

La 2^{ème} partie commencera par une présentation de quelques diagrammes représentatifs de contributions dues à des degrés de liberté mésiques (au sens large) (IIa). Suivront quelques détails sur la dérivation des opérateurs pouvant prendre en compte ces contributions (II.b). Ceci sera fait dans le cas de processus électromagnétiques, avec une attention toute particulière pour l'invariance de jauge qui est la contrainte externe à respecter dans ce cas. Nous considérerons alors la contribution des courants d'échange mésoniques successivement pour une transition électrique, magnétique isoscalaire et magnétique isovecteur (IIc). Cette dernière retiendra plus particulièrement notre intérêt. Les effets dans la capture $n+p \rightarrow d + \gamma$ et dans l'électrodésintégration du deuton seront discutés en détail. La relation avec certains mécanismes discutés dans la première partie du cours sera faite. Nous terminerons cette deuxième partie du cours par plusieurs remarques sur les facteurs de forme aux vertex électromagnétiques et hadroniques, et les contributions des courants d'échange mésoniques dans les systèmes à plusieurs corps (IIId).

I- INTERACTION FORTE

a) Description schématique de l'interaction nucléon-nucléon

L'interaction forte entre nucléons résulte de l'échange de mésons dans la voie t. Différents échanges peuvent avoir lieu : un méson π tout d'abord (fig.1a), deux mésons π (fig.1b), que l'on approxime parfois par un méson " σ " lorsque les deux mésons π sont dans un état S, ou un méson ρ lorsqu'ils sont dans un état P, et qui sont le plus souvent accompagnés d'excitations baryoniques dans la voie s, Δ ou N^* . La référence aux particules " σ ", ρ , Δ ou N^* , qui sché-

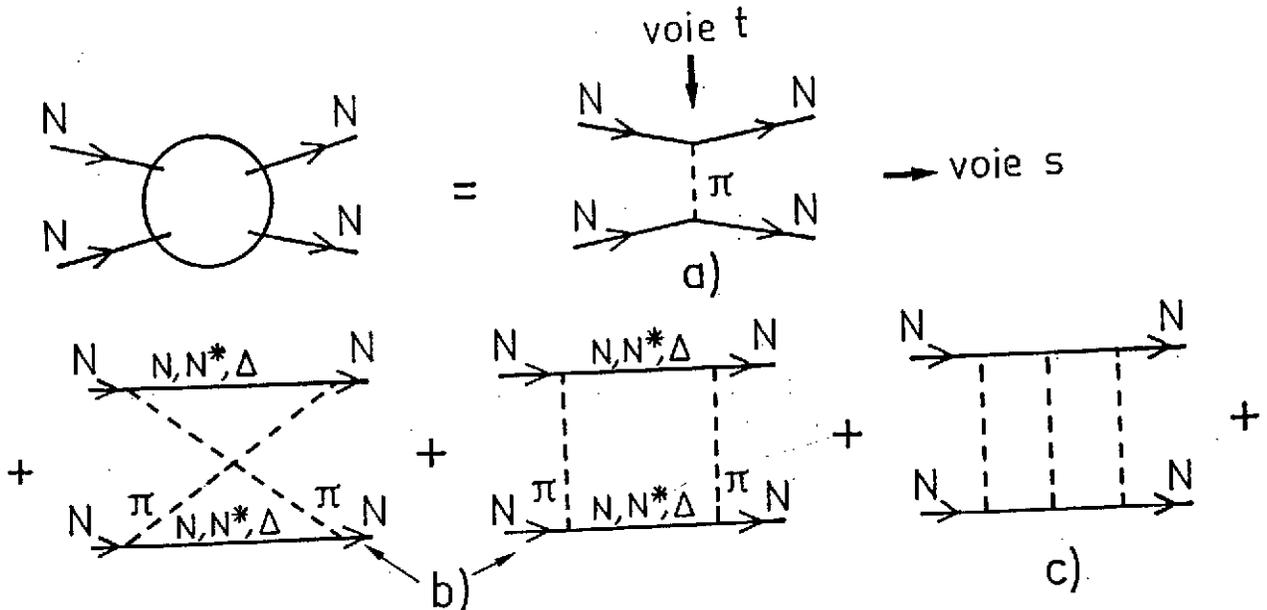


Fig.1 - Représentation de l'interaction NN en termes de diagrammes.

matise les processus physiques en cause, n'est pas nécessaire toutefois. Les études les plus élaborées utilisent les relations de dispersion et les données sur la diffusion π -nucléon¹. Au-delà de l'échange de 2π , on peut considérer l'échange de 3π (fig.1c). Il est souvent approché par l'échange d'un méson ω ou d'une paire $\pi\rho$. Pour un nombre de mésons π supérieur à 3, il est aisé de pressentir les difficultés que l'on rencontrera.

Ces difficultés sont heureusement localisées dans l'espace. Plus lourd est le système de particules échangé, plus courte est la portée de la contribution correspondante à l'interaction. La contribution due à l'échange d'un π sera dominante à longue distance, au-delà de 2fm. La contribution due à l'échange de 2π sera déterminante dans la région de 1.5fm, tandis que celle due à l'échange de 3π commencera à se faire sentir autour de 1fm. En deça de 0.8fm, on conçoit que les échanges de plus de 3 pions seront importants. Les études les plus raffinées sur l'interaction NN ¹ ne prétendent pas donner une description théorique de cette partie et, le plus souvent, elles l'ajustent en sorte de reproduire les données expérimentales sur la diffusion nucléon-nucléon. Il n'est pas rare cependant que l'on continue à décrire cette partie avec les échanges de particules élémentaires ($\pi, \rho, \omega, \sigma$) associés à des facteurs de forme aux vertex. Une telle description est hautement effective en ce sens que les échanges de quelques particules élémentaires représentant mal la complexité des mécanismes en jeu dans cette région. Elle a l'avantage néanmoins de simplifier les études dès lors que l'on s'intéresse à l'interaction du système nucléaire avec une sonde extérieure et pour cette raison, elle sera adoptée tout au long de ce cours. Les particules que nous considérons donc seront les mésons π, ρ, ω et " σ " et les baryons N et Δ (1230MeV) principalement.

b) Description des particules

Les propriétés des particules qui reviendront le plus souvent sont données dans la Table I. Pour souligner la parenté des 3 mésons π, ρ et ω , on peut citer qu'elles forment un multiplet de la symétrie $SU(4)$. Le pion, dont la masse est plus faible que celle des deux autres

Particule	Spin	Isospin	Parité
π (140MeV)	$J = 0$	$T = 1$	$P = -1$
ρ (770MeV)	$J = 1$	$T = 1$	$P = -1$
ω (783MeV)	$J = 1$	$T = 0$	$P = -1$
" σ "	$J = 0$	$T = 0$	$P = +1$
N (940MeV)	$J = 1/2$	$T = 1/2$	$P = +1$
Δ (1230MeV)	$J = 3/2$	$T = 3/2$	$P = +1$

Table I : Propriétés de quelques particules

mésons, joue cependant un rôle particulier et peut être assimilé au boson de Goldstone lié à une symétrie spontanément brisée, la symétrie chirale ici. Les mésons ρ et ω sont fortement couplés au système de 2π dans une onde P et de 3π , dans lesquels ils se désintègrent respectivement, et c'est cette particularité qui permet de traiter l'échange de ces systèmes de particules comme celui d'une particule élémentaire. Le méson " σ " est mis entre guillemets pour signifier qu'il ne correspond pas vraiment à une particule. Il pourrait prendre en compte l'interaction attractive

de deux pions dans une onde S à basse énergie.

Parmi les baryons, ceux qui retiendront le plus l'attention seront le nucléon et la résonance Δ à 1230 MeV, qui forment un multiplet de la symétrie SU(4). A nouveau le fort couplage de la résonance Δ au système πN dans une onde P avec $J = 3/2$ et $T = 3/2$ permet de traiter ce système (la partie résonante plus exactement) comme une particule élémentaire.

En termes de quarks constituants, les mésons π, ρ et ω peuvent être considérés comme des états $q\bar{q}$ avec un moment angulaire relatif nul. Ceci est la traduction du fait que ces particules appartiennent à un même multiplet de SU(4). Quant aux spins et isospins des quarks, ils sont couplés à un spin ou un isospin total égal à 0 ou 1 suivant les cas.

Les baryons N et Δ peuvent également être construits à partir de quarks constituants. Trois d'entre eux, dans un état de moment angulaire orbital nul, et dans un état complètement symétrique dans l'échange des nombres quantiques de spin et d'isospin permettent de les obtenir. L'antisymétrie de la fonction d'onde est assurée par le degré de liberté de couleur attribué aux quarks.

Par rapport à la suite de ce cours, le plus important est peut-être ce caractère d'appartenance à une même famille qu'ont les mésons π, ρ et ω d'un côté, les baryons N et Δ de l'autre. Celui-ci favorisera en effet les transitions de spin et d'isospin entre eux, la structure de ces particules dans l'espace étant la même.

c) Description spatio-temporelle des nucléons

Dans cette section, nous considérons en détail la structure spatio-temporelle du nucléon, lequel est la brique essentielle des systèmes nucléaires qui nous environnent. Dans le domaine qui nous intéresse, il est approprié d'utiliser un formalisme relativiste. Le point de départ pour décrire le nucléon libre est une densité lagrangienne ;

$$\mathcal{L}(x) = i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu \partial_\mu \psi(x) - M\bar{\psi}(x)\psi(x). \quad (1)$$

$\psi(x)$ y représente un objet à 4 dimensions, susceptible donc de décrire 4 degrés de liberté : 2 pour le degré de liberté de spin du nucléon et autant pour l'antinuécléon. L'opérateur ∂_μ y représente la dérivée par rapport aux coordonnées d'espace-temps et les quantités γ^μ des matrices 4×4 qui permettent de coupler les champs ψ et $\bar{\psi}$ ($\bar{\psi} =$ transposé complexe de ψ multiplié par γ^0) pour former une quantité qui sous les transformations de Lorentz se transforme comme un quadrivecteur, tel celui qui apparaît dans le courant électromagnétique du nucléon. Ce courant a une composante temporelle, $\bar{\psi}\gamma^0\psi$, qui est invariante sous une rotation habituelle et trois composantes spatiales $\bar{\psi}\gamma^i(=1,2,3)\psi$, qui se transforment sous la même opération comme un trivecteur.

En combinant les matrices γ^μ , on peut construire d'autres quantités qui auront des comportements bien déterminés sous les transformations de Lorentz : un pseudo-scalaire qui pourra être couplé à une particule pseudo-scalaire tel que le méson π , $\bar{\psi}\gamma_5\psi$, avec $\gamma_5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$, un pseudo-vecteur qui apparaîtra par exemple dans les courants faibles, $\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma_5\psi$, et un tenseur qui apparaîtra dans la contribution du moment magnétique anomal du nucléon au courant électromagnétique de

celui-ci, $\bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \psi$ avec $\sigma^{\mu\nu} = (\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu) / 2i$.

Le choix des matrices γ^μ est en partie une question de convention et nous prendrons:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & & & 0 \\ & 1 & & \\ & & -1 & \\ 0 & & & -1 \end{pmatrix} \quad \vec{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & & & \vec{\sigma} \\ & 0 & & \\ & & 0 & \\ -\vec{\sigma} & & & 0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

A partir de la densité lagrangienne (1), on peut en minimisant l'action correspondante obtenir l'équation de Dirac pour une particule libre

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - M)\psi(x) = 0,$$

ou dans l'espace des moments :

$$(\gamma^\mu p_\mu - M)\psi(p) = 0 \quad (\gamma^\mu p_\mu - M = \gamma^0 E - \vec{\gamma} \cdot \vec{p} - M) \quad (3)$$

Les solutions de celles ci sont

$$u(E_p, \vec{p}) = \sqrt{\frac{E_p + M}{2E_p}} \begin{pmatrix} \chi \\ \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{E_p + M} \chi \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad v(E_p, \vec{p}) = \sqrt{\frac{E_p + M}{2E_p}} \begin{pmatrix} \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{E_p + M} \chi \\ \chi \end{pmatrix}$$

avec $E_p = \sqrt{M^2 + \vec{p}^2}$ (4)

La première solution, qui correspond à une énergie positive, est associée à la destruction d'un nucléon, tandis que la deuxième solution, qui correspond à une énergie négative, est associée à la création d'un antinucléon. La quantité χ est un objet à deux dimensions représentant les deux degrés de liberté de spin du nucléon ou de l'antineucléon.

Les deux solutions à énergie positive et négative joueront par la suite un rôle important. L'importance de la première est liée au fait que les systèmes nucléaires sur lesquels nous travaillons sont habituellement considérés comme étant constitués de nucléons. L'importance de la seconde apparaîtra lorsque l'on discutera l'invariance de jauge électromagnétique de l'interaction. Nous noterons que la distinction faite ci-dessus entre états à énergie positive et négative, que nous associons aux degrés de liberté nucléon et antinucléon ne vaut que pour des particules libres. Celle-ci est appropriée dans la mesure où la description des systèmes nucléaires utilise comme base les particules observées à l'état libre, ce qui est à priori naturel. Il n'est pas certain cependant que cette distinction que nous ferons tout au long de ce cours soit judicieuse dès lors que l'on considère une particule en interaction, comme nous le verrons dans un cas précis.

Aux petites composantes du spineur correspondant aux nucléons, $\approx \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{E_p + M} \chi$, sont souvent associés des effets de relativité. Il est utile de préciser que ces effets sont, à l'ordre le plus bas, souvent pris en compte d'une manière ou d'une autre dans les calculs non relativistes. Ils apparaissent dans la dérivation des potentiels nucléon-nucléon les plus récents. (potentiel de Paris) ou encore, ils peuvent être considérés comme responsables d'une partie de la dépendance en vitesse de l'interaction nucléon-noyau. Dans un autre domaine, c'est à partir de

ces petites composantes que sont dérivées les forces nucléaires violant la parité³. Dans le cas de l'interaction électromagnétique, elles donnent lieu aux transitions électriques et à la partie orbitale des moments ou transitions magnétiques. A côté des effets de relativité ci-dessus, que l'on peut qualifier de cinématiques et qui deviennent importants dès que des particules ayant de grands moments sont mises en jeu, il y a des effets de relativité que l'on qualifie parfois de dynamiques, et qui sont dus à l'excitation du degré de liberté antinucléon. Ceux-ci peuvent intervenir pour une particule en interaction.

d) Couplages méson-nucléon

Nous décrivons ci-dessus les couplages aux nucléons des quelques mésons élémentaires considérés dans ce cours. Leur importance réside dans le fait qu'ils déterminent la nature (attractive ou répulsive par exemple) des forces entre nucléons auxquels les échanges de mésons vont donner lieu. Ils doivent respecter l'invariance de Lorentz et comme nous nous intéressons à l'interaction forte, ils doivent être invariants sous une opération de parité ou de renversement du temps et conserver l'isospin. Les différents couplages peuvent s'écrire :

$$- \omega \rightarrow \mathcal{L}^{\text{eff.}}(x) = g_{\omega NN} \left[\bar{\psi}(x) \gamma^\mu \psi(x) \varphi_\mu^\omega(x) + \frac{\chi_s}{2M} \bar{\psi}(x) \sigma^{\mu\nu} \psi(x) \partial_\nu \varphi_\mu^\omega \right], \quad (5)$$

(φ_μ^ω un quadrivecteur, décrit le champ du méson ω dont le spin est 1, tandis que $\frac{g_{\omega NN}^2}{4\pi} \approx 5$. La ressemblance avec le couplage du photon au nucléon est à noter et χ_s est d'ailleurs parfois identifié au moment magnétique anomal isoscalaire ($\mu_s = -0.12$))

$$- \sigma \rightarrow \mathcal{L}^{\text{eff.}}(x) = g_{\sigma NN} \bar{\psi}(x) \psi(x) \varphi(x) \quad (6)$$

(Vu la nature un peu artificielle du σ , aucune valeur n'est donnée pour $g_{\sigma NN}$)

$$- \pi \rightarrow \mathcal{L}^{\text{eff.}}(x) = i g_{\pi NN} \bar{\psi}(x) \gamma_5 \vec{\tau} \psi(x) \vec{\varphi}(x) \quad (7)$$

(La nature pseudoscalaire du méson π implique la présence de l'opérateur γ_5 . La matrice $\vec{\tau}$ agit sur les degrés de liberté d'isospin du nucléon et son couplage avec le champ du méson π est tel que l'isospin est conservé. Enfin $\frac{g_{\pi NN}^2}{4\pi} = 14.5$)

$$- \rho \rightarrow \mathcal{L}^{\text{eff.}} = g_{\rho NN} \left[\bar{\psi}(x) \gamma^\mu \vec{\tau} \psi(x) \varphi_\mu^\rho(x) + \frac{\chi_v}{4\pi} \bar{\psi}(x) \sigma^{\mu\nu} \vec{\tau} \psi(x) \partial_\nu \vec{\varphi}_\mu^\rho \right] \quad (8)$$

(Le couplage est très semblable à celui du ω , excepté que la particule ρ existe dans 3 états de charge. $\frac{g_{\rho NN}^2}{4\pi} \approx 0.6$, tandis que χ_v varie de 3.7 (couplage faible) à 6.6 (couplage fort)).

Les constantes de couplage (déterminées à $q^2 = -\mu^2$) caractérisent le comportement asymptotique de la dissociation d'un nucléon en nucléon-méson et ne disent donc rien a priori sur le coeur du nucléon. Pour mesurer le caractère effectif de ces couplages, nous mentionnerons que la validité du couplage du π au nucléon jusque dans le coeur de celui-ci amènerait à la conclusion que le nucléon est formé à plus de 100% d'un nucléon et d'un pion !!!

A ce stade, il peut être utile de donner l'expression des amplitudes de transition impliquant des nucléons. Utilisant l'expression des spineurs $u(E_p, \vec{p})$ donnée par (4), on obtient

en retenant les termes jusqu'à l'ordre 2 en $\frac{P}{M}$ et en laissant de côté les facteurs d'isospin :

$$N(p_i) \rightarrow N(p_f)\omega \quad (\text{composante temporelle})$$

$$\sqrt{2E_\omega} \langle \omega N(p_f) | \mathcal{L} | N(p_i) \rangle = g_{\omega NN} \epsilon_0 \chi_f^* \left(1 - \frac{(\vec{p}_f - \vec{p}_i)^2}{8M^2} + i\vec{\sigma} \cdot \frac{\vec{p}_f \times \vec{p}_i}{4M^2} \right) \chi_i \quad (9)$$

(ϵ_0 = composante temporelle du ω)

$$N(p_i) \rightarrow N(p_f)\sigma$$

$$\sqrt{2E_\sigma} \langle \sigma N | \mathcal{L} | N \rangle = g_{\sigma NN} \chi_f^* \left(1 - \frac{(\vec{p}_f + \vec{p}_i)^2}{8M^2} - i\vec{\sigma} \cdot \frac{\vec{p}_f \times \vec{p}_i}{4M^2} \right) \chi_i \quad (10)$$

$$N(p_i) \rightarrow N(p_f)\pi$$

$$\sqrt{2E_\pi} \langle \pi N | \mathcal{L} | N \rangle = i g_{\pi NN} \chi_f^* \vec{\sigma} \cdot \frac{(\vec{p}_f - \vec{p}_i)}{2M} \chi_i = i f \chi_f^* \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{q}}{m_\pi} \chi_i \quad (11)$$

$$\text{où } \vec{q} = \vec{p}_f - \vec{p}_i \quad \text{et } f^2/4\pi = g_{\pi NN}^2/4\pi \times \frac{m_\pi^2}{4M^2} = 0.08$$

$$N(p_i) \rightarrow N(p_f) \quad (\text{composante spatiale dominante})$$

$$\sqrt{2E_\rho} \langle \rho N | \mathcal{L} | N \rangle = i g_{\rho NN} \vec{\epsilon} \cdot \chi_f^* \vec{\sigma} \times \frac{(\vec{p}_f - \vec{p}_i)}{2M} \chi_i (1 + \chi_V) \quad (12)$$

$$(\vec{\epsilon} = \text{polarisation du } \rho)$$

L'examen des expressions ci-dessus pour les mésons ω et σ montre qu'il existe des contributions d'ordre 0 en $\frac{P}{M}$, à priori favorisées donc. Au niveau du potentiel nucléon-nucléon ou nucléon-noyau, les contributions dues à ces particules viennent avec des signes opposés, faisant que les corrections d'ordre supérieurs en $\left(\frac{P}{M}\right)^2$ ne seront pas totalement négligeables. Pour une part, le terme en $\frac{(\vec{p}_f + \vec{p}_i)^2}{8M^2}$ (10) contribuera à la masse effective du nucléon dans le noyau, tandis que les termes $\vec{\sigma} \cdot \frac{\vec{p}_f \times \vec{p}_i}{4M^2}$ (9-10) contribueront à l'interaction de spin orbite. Ces derniers termes sont importants ici parce qu'ils donnent lieu à une modification du courant de nucléon dans le noyau et donc à une modification de l'interaction du nucléon avec le champ électromagnétique par rapport au cas libre. Une remarque similaire vaut pour les couplages impliquant les mésons π et ρ . A la différence des cas discutés plus haut, il n'y a pas cependant de contribution à l'ordre 0 et celles qui apparaissent à l'ordre 1 combinent les grandes composantes d'un des nucléons et les petites composantes de l'autre, expliquant qu'elles sont proportionnelles au moment des nucléons. Les amplitudes relatives aux mésons π et ρ impliquent les mêmes facteurs $\vec{\sigma}$ et \vec{q} , mais couplés différemment, reflétant ainsi la différence de spin des deux particules (0 pour le π et 1 pour le ρ).

Nous ne pouvons terminer cette section sans mentionner, les couplages méson-nucléon ($\Delta(J=3/2, T=3/2, 1230 \text{ MeV})$). Du à l'isospin de celui-ci, seuls les mésons π et ρ , dont l'isospin est 1, seront susceptibles d'induire une transition nucléon- Δ . Leurs expressions à la limite non relativiste sont les suivantes :

$$\Delta(\vec{p}_i) \rightarrow N(\vec{p}_f)\pi$$

$$\sqrt{2E_\pi} \langle \pi N | \mathcal{L} | \Delta \rangle = f_{\pi N \Delta} \chi_N^* \frac{\vec{p}_f - \vec{p}_i}{m_\pi} \cdot \vec{\chi}_\Delta \quad (13)$$

$$\Delta(\vec{p}_i) \rightarrow N(\vec{p}_f)\rho$$

$$\sqrt{2E_\rho} \langle \rho N | \mathcal{L} | \Delta \rangle = f_{\rho N \Delta} \vec{\epsilon} \cdot \chi_N^* \frac{P\vec{E} - \vec{p}_i}{m_\rho} \chi_{\Delta} \quad (14)$$

où χ_{Δ} représente un spineur à deux dimensions généralisé pour tenir compte du spin 3/2 de la résonance Δ . La quantité χ_{Δ} comportant plus de composantes que nécessaire (6 au lieu de 4), on impose la condition $\vec{\sigma} \cdot \chi_{\Delta} = 0$ pour ne retenir que les 4 degrés de liberté nécessaires. Pour de nombreuses applications, il suffira de connaître l'expression de la somme sur les différents spins du Δ :

$$\sum_{\text{polarisation du } \Delta} \chi_{\Delta}^i \chi_{\Delta}^{j*} = \delta^{ij} - \frac{\sigma^i \sigma^j}{3} \quad (15)$$

Quant à la constante de couplage, $\frac{f_{\pi N \Delta}^2}{4\pi}$, il est souvent fait référence à la valeur de Chew-Low, $\frac{f_{\pi N \Delta}^2}{4\pi} = 4 \cdot f^2 / 4\pi = 0.32$, qui est assez proche de la valeur expérimentale tirée de la largeur du Δ , $\frac{f_{\pi N \Delta}^2}{4\pi} = 0.37$, alors que la valeur calculée dans un modèle de quarks donnerait $\frac{72}{25} \frac{f^2}{4\pi} = 0.23$. Pour le couplage au ρ , il est d'usage d'utiliser la relation

$$\frac{f_{\rho N \Delta}}{f_{\rho NN} (= g_{\rho NN} (1 + \chi_V) \frac{m_\rho}{2M})} = \frac{f_{\pi N \Delta}}{f} \quad (16)$$

La similitude des couplages des mésons π et ρ (11-12, 13-14) aux nucléons et Δ n'est pas le fait du hasard et traduit pour une part le fait que ces baryons ont, en dehors du spin et de l'isospin, une même structure intrinsèque (section Ib).

e) Modèle de Chew-Low ⁵

Nous présentons dans cette section une approche de la résonance Δ très différente de celle donnée dans la section Ib. Il n'y a pas de quarks ici et la résonance Δ apparaît comme le résultat de l'interaction d'un méson π avec un nucléon dans une onde P. L'analyse de l'amplitude de Born pour la diffusion πN (fig.2) montre que l'interaction est attractive dans le canal

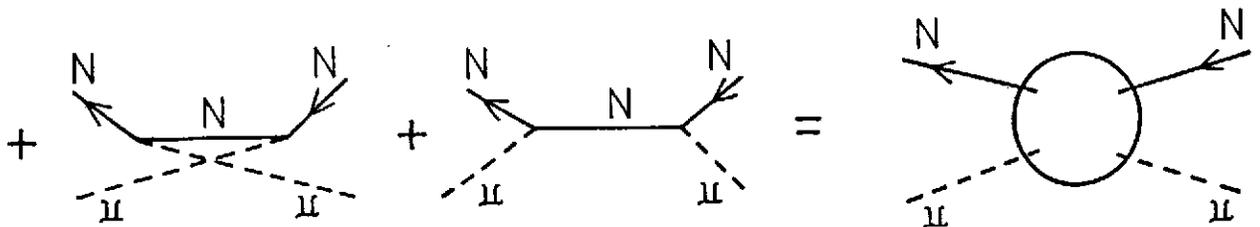


Fig.2 - Présentation de la contribution des termes de Born à l'amplitude $\pi N \rightleftharpoons \pi N$.

$J=3/2$, $T=3/2$, alors qu'elle est répulsive dans les autres canaux ($JT = 1/2 \ 1/2$, $3/2 \ 1/2$ et $1/2 \ 3/2$). La prise en compte des effets de rediffusion accentue le caractère attractif dans le premier canal. Chew et Low ont montré que c'était une bonne approximation d'utiliser pour le déphasage relatif au canal considéré une formule de portée effective, laquelle peut être écrite sous la forme :

$$\operatorname{tg}(\delta_{33}(q)) = \frac{q^3}{3.4\pi m_\pi^2} \left(\frac{4f^2}{\omega q} + \frac{4f^2}{\omega_\Delta - \omega} \right) \quad (17)$$

Le premier terme correspond à l'amplitude de Born, tandis que le second traduit le renforcement de l'interaction dans le canal $J=3/2, T=3/2$, dû aux effets de rediffusion. Par identification avec la contribution de la résonance Δ , on obtient $f_{\pi N \Delta}^2 = 4f^2$ et $\omega_\Delta = M_\Delta - M$.

L'intérêt de ce modèle est de montrer que la contribution de la résonance Δ vient rehausser (parfois détruire) une contribution déjà présente au niveau des nucléons, et qu'elle est une manière simple de prendre en compte la partie résonante de l'interaction πN dans l'onde P avec $J=3/2, T=3/2$.

f) Potentiel nucléon-nucléon

Le point de départ pour dériver le potentiel NN est l'amplitude de diffusion NN, qui, pour les échanges de mésons considérés ici peut s'écrire :

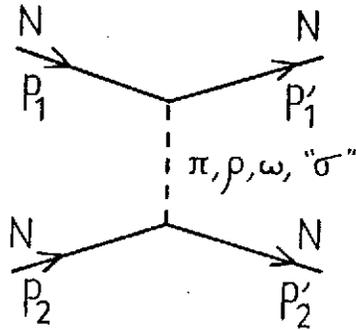


Fig.3 - Définition des variables cinématiques.

$$\begin{aligned}
 A(p_1 p_2 \rightarrow p_1' p_2') &= \delta^4(p_1 + p_2 - p_1' - p_2') \times \\
 &\left\{ -g_{\sigma NN}^2 \bar{u}(p_1') u(p_1) \frac{1}{m_\sigma^2 + \vec{p}_1 - \vec{p}_1'^2 - (E_1 - E_1')^2} \bar{u}(p_2') u(p_2) \right. \\
 &\quad - g_{\omega NN}^2 \bar{u}(p_1') (\gamma^\mu - \frac{i\chi_s}{M} \sigma^{\mu\alpha} (p_1' - p_1)_\alpha) u(p_1) \times \\
 &\quad \frac{(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{m_\omega^2})}{m_\omega^2 + (\vec{p}_1 - \vec{p}_1')^2 - (E_1 - E_1')^2} \bar{u}(p_2') (\gamma^\nu - \frac{i\chi_s}{2M} \sigma^{\nu\beta} (p_2' - p_2)_\beta) u(p_2) \\
 &\quad - g_{\pi NN}^2 i \bar{u}(p_1') \gamma_5 \vec{\tau}_1 u(p_1) \frac{1}{m_\pi^2 + (\vec{p}_1 - \vec{p}_1')^2 - (E_1 - E_1')^2} i \bar{u}(p_2') \gamma_5 \vec{\tau}_2 u(p_2) \\
 &\quad - g_{\rho NN}^2 \bar{u}(p_1') (\gamma^\mu - i \frac{\chi_v}{2M} \sigma^{\mu\alpha} (p_1' - p_1)_\alpha) u(p_1) \times \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \\
 &\quad \left. \frac{(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{m^2})}{m_p^2 + (\vec{p}_1 - \vec{p}_1')^2 - (E_1 - E_1')^2} \times \bar{u}(p_2') (\gamma^\nu - i \frac{\chi_v}{2M} \sigma^{\nu\beta} (p_2' - p_2)_\beta) u(p_2) \right\} \quad (18)
 \end{aligned}$$

Chaque terme peut s'obtenir en introduisant les amplitudes méson-nucléon (Id) relatives à chacun des vertex représentés sur la fig.3, ainsi que le propagateur correspondant à la particule échangée. Suivant le spin de celle-ci, le propagateur contiendra un facteur 1 (spin 0) ou

$(-g_{1\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{m^2})$ (spin 1), lequel est important pour déterminer le signe des forces (attraction ou répulsion).

L'amplitude NN peut recevoir des contributions dues à l'échange successif de plusieurs mésons (diagrammes en échelle). Celles ci sont évidemment difficiles à calculer au delà de l'échange successif de deux mésons. Une manière plus économique de le faire, ou du moins de prendre en compte les contributions les plus importantes, est de résoudre une équation (de Schrödinger le plus souvent) avec un potentiel qui incorporera les processus élémentaires (non réductibles par rapport à l'équation utilisée). Cette approche n'est pas sans approximations. On utilise généralement une approximation non relativiste (à divers ordres) pour décrire les vertex. Plus importante pour la seconde partie de ce cours est l'approximation consistant à négliger le terme d'énergie dans les propagateurs des mésons (18). Enfin, on prend la transformée de Fourier de l'amplitude :

$$\int \frac{d\vec{p}_1}{(2\pi)^3} \frac{d\vec{p}_2}{(2\pi)^3} \frac{d\vec{p}'_1}{(2\pi)^3} \frac{d\vec{p}'_2}{(2\pi)^3} (2\pi)^3 \delta(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 - \vec{p}'_1 - \vec{p}'_2) \frac{e^{i(\vec{p}'_1 \cdot \vec{x}'_1 + \vec{p}'_2 \cdot \vec{x}'_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{x}_1 - \vec{p}_2 \cdot \vec{x}_2)}}{m^2 + (\vec{p}_1 - \vec{p}'_1)^2}$$

$$= \delta\left(\frac{\vec{x}'_1 + \vec{x}'_2}{2} - \frac{\vec{x}_1 + \vec{x}_2}{2}\right) \left(\delta(\vec{x}'_1 - \vec{x}'_2) - (\vec{x}_1 - \vec{x}_2)\right) \int \frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3} \frac{e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_1 - \vec{x}_2}}{m^2 + q^2} \quad (19)$$

Le 1^{er} facteur au 2^{ème} membre de (19) traduit le fait que le centre de masse reste inchangé. Le 2nd facteur traduit la localité de l'interaction, qui peut toutefois être modifiée de manière infinitésimale par des termes dépendant de p provenant du développement des amplitudes méson-nucléon (Id). Le dernier facteur représente la partie radiale du potentiel qui, pour l'exemple choisi, a une forme de Yukawa : $\frac{e^{-m|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|}}{|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|}$.

L'élimination de la référence à l'énergie E dans la dérivation du potentiel a pour conséquence de rendre l'interaction entre deux nucléons instantanée. En d'autres termes, il n'existe à côté de la composante NN aucune place explicite pour une composante NN π par exemple. L'opération ci-dessus n'est pas sans prix, puisque les objets que nous décrivons à l'aide du potentiel sont maintenant des nucléons habillés des excitations qu'ils ont induites.

Pour s'en convaincre, il peut être intéressant de considérer un modèle à deux degrés de liberté : le premier décrivant le nucléon proprement dit, celui que l'on observe à l'état libre, dans le champ d'un autre système supposé dans son état fondamental (nucléon ou noyau) et le deuxième décrivant une excitation de ce nucléon dans le champ du même système (ou un de ses états excités). Nous voulons montrer à partir de cet exemple que l'objet que nous sommes habitués à décrire à l'aide d'une équation de Schrödinger à un degré de liberté peut ne pas s'identifier complètement au nucléon nu dans le champ du système dans son état fondamental. Soit ψ , la fonction d'onde du système que nous pouvons écrire

$$\psi = \psi_1 |1\rangle + \psi_2 |2\rangle. \quad (20)$$

ψ est supposé être solution d'une équation :

$$H\psi = E\psi$$

(21)

où H est la somme des interactions correspondant aux deux degrés de liberté 1 et 2 et d'une interaction de transition H_T

$$H = H_1 + H_2 + H_T$$

$$H_1 = \frac{\vec{p}^2}{2M_1} + V_1(r), H_2 = \frac{\vec{p}^2}{2M_2} + V_2(r) + \Delta, H_T = V_T(r) \quad (22)$$

L'équation (21) donne lieu à des équations couplées

$$\left(\frac{\vec{p}^2}{2M_1} + V_1(r) - E\right)\psi_1(r) = -V_T(r)\psi_2(r) \quad (23)$$

$$\left(\frac{\vec{p}^2}{2M_2} + V_2(r) - E\right)\psi_2(r) = -V_T(r)\psi_1(r) \quad (24)$$

L'élimination de $\psi_2(r)$ dans (23) permet d'obtenir l'équation que doit vérifier $\psi_1(r)$:

$$\left(\frac{\vec{p}^2}{2M_1} + V_1(r) - E - V_T(r) \frac{1}{\frac{\vec{p}^2}{2M_2} + V_2(r) + \Delta - E} V_T(r)\right) \psi_1(r) = 0 \quad (25)$$

Nous supposons que l'énergie d'excitation de la deuxième composante, Δ , est suffisamment grande pour justifier un développement en $\frac{1}{\Delta}$ et remplacer $\left(\frac{\vec{p}^2}{2M_2} + V_2(r) + \Delta - E\right)^{-1}$ par $\frac{1}{\Delta} + \frac{1}{\Delta^2}(E - \frac{\vec{p}^2}{2M_2} - V_2(r))$ et faisons la transformation $\psi_1(r) = \psi_0(r) / \sqrt{1 + V_T^2(r)/\Delta^2}$, où $\psi_0(r)$ est une nouvelle fonction à déterminer. Après avoir effectué les opérations ci-dessus sur (25), multiplié à gauche par $(1 + V_T^2(r)/\Delta^2)^{-1/2}$ et à nouveau fait un développement en $1/\Delta$ (jusqu'à l'ordre 2), on obtient l'équation que $\psi_0(r)$ doit satisfaire

$$\frac{\vec{p}^2}{2M_1} + V_1(r) + \delta(V_1(r)) - E\psi_0(r) = 0 \quad (26)$$

$$\text{où } \delta(V_1(r)) = \frac{V_T^2(r)}{\Delta} + \left(\frac{V_T(r)}{\Delta} \frac{\vec{p}^2}{2M_2} \frac{V_T(r)}{\Delta} - \frac{1}{2} \frac{V_T^2(r)}{\Delta^2} \frac{\vec{p}^2}{2M_1} - \frac{1}{2} \frac{\vec{p}^2}{2M_1} \frac{V_T^2(r)}{\Delta^2}\right) + \frac{V_T^2(r)}{\Delta^2} (V_2(r) - V_1(r)) \quad (27)$$

L'équation (26) est à priori une équation susceptible de décrire un nucléon dans le champ d'un autre système. L'examen de l'expression de $\psi_0(r)$ en fonction de $\psi_1(r)$ et $\psi_2(r)$ (à l'approximation considérée) :

$$\psi_0^2(r) = \psi_1^2(r) + \psi_2^2(r) \quad \text{où } \psi_2(r) = \frac{V_T(r)}{\Delta} \psi_1(r) \quad (28)$$

montre cependant que ce n'est qu'en dehors du champ de l'interaction, là où $V_T(r) = 0$, que l'objet décrit par $\psi_0(r)$ peut s'identifier à un nucléon dans le champ du système initial. Là où l'interaction de transition entre les deux composantes est présente ($V_T(r) \neq 0$), cet objet est pour une part un nucléon dans le champ du système initial, pour une autre part un nucléon excité dans le champ du même système (ou un de ses états excités). Il est évident que les propriétés de cet objet (électromagnétiques par exemple) n'ont aucune raison d'être les mêmes que celle de sa composante impliquant un nucléon.

Le résultat ci-dessus est un cas particulier de ce que l'on retrouve sous d'autres formes ailleurs dès que l'on élimine certains degrés de liberté dans la description d'un système. Il en va ainsi pour les mésons, les excitations baryoniques ou les degrés de liberté antinucléon (voir transformation de Foldy-Wouthuysen). Ceux sont les contributions de ces degrés de liberté que dans la seconde partie de ce cours nous essayerons de prendre en compte. A ce point, le langage utilisé demande à être précisé.

Deux approches extrêmes du système nucléaire peuvent se concevoir. D'un côté on pourra le considérer dans toute sa complexité, c'est-à-dire avec prise en compte explicite des degrés de liberté mentionnés plus haut. Les propriétés du système s'obtiennent alors à partir de celles de ses composants. A l'opposé, on le considérera comme un système de A objets indépendants que l'on pourrait appeler nucléons constituants, par analogie avec le terme de quark constituant qui, en physique des particules, représente un quark nu habillé de paires quark-antiquark. Dans ce cas il s'agit d'objets différents du nucléon libre, pouvant recouvrir cependant une certaine réalité physique, le nucléon dont le caractère composite est maintenant admis se polarisant (ou changeant de structure) en présence des autres nucléons. Il est facile d'imaginer qu'il puisse être parfois plus économique de considérer directement ces nucléons constituants, et les modifications de structure que cela suppose, plutôt que de considérer explicitement les degrés de liberté mésiques ou les excitations baryoniques, ceux-ci représentant une autre manière de prendre en compte ces mêmes effets de polarisation du nucléon.

g) Contribution des mésons π et ρ à la force NN

Les mésons π et ρ sont les seuls parmi ceux considérés ici à porter une charge et l'on s'attend à ce qu'ils jouent un rôle particulier dès que l'on s'intéressera à l'interaction du noyau avec le champ électromagnétique. Ils sont directement couplés aux spins et isospins des nucléons (Id) et l'on ne sera pas surpris qu'ils puissent jouer un rôle important dans les transitions impliquant ce canal. Enfin, ils sont les seuls à pouvoir coupler le nucléon à la résonance Δ . Ceux sont là quelques remarques qui expliquent l'intérêt que nous leur portons et qui se manifesteront en particulier dans l'étude de leur contribution à la force tenseur.

Dans l'espace des moments, les forces dues à l'échange des mésons π et ρ , que l'on peut obtenir à partir des éléments donnés dans les sections (Id, If) s'écrivent :

$$\begin{aligned}
 V_{\pi}(\vec{q}) &= \frac{-g_{\pi NN}^2}{4M^2} \frac{\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{q} \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{q}}{m_{\pi}^2 + \vec{q}^2} \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \\
 V_{\rho}(\vec{q}) &= \frac{-g_{\rho NN}^2}{4M^2} (1 + \chi_V) \frac{2 \vec{\sigma}_1 \times \vec{q} \cdot \vec{\sigma}_2 \times \vec{q}}{m_{\rho}^2 + \vec{q}^2} \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2
 \end{aligned}
 \tag{29}$$

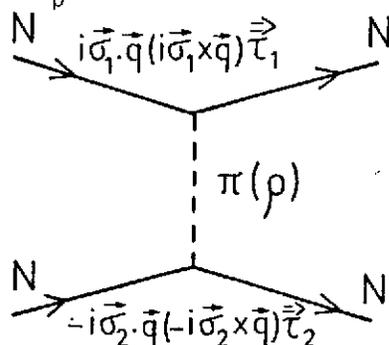


Fig.4 - Contribution des mésons π et ρ à l'interaction NN.

On peut en séparer les parties scalaires et tenseur :

$$\begin{aligned}
 V_{\pi}(\vec{q}) &= \frac{-g_{\pi NN}^2}{4M^2} \frac{1}{m^2 + \vec{q}^2} \left[\frac{\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2}{3} \vec{q}^2 + (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{q} \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{q} - \frac{\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2}{3} \vec{q}^2) \right] \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \\
 V_{\rho}(\vec{q}) &= \frac{-g_{\rho NN}^2}{4M^2} \frac{(1 + \chi_v)^2}{m^2 + \vec{q}^2} \left[\frac{2}{3} \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{q}^2 - (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{q} \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{q} - \frac{\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2}{3} \vec{q}^2) \right] \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2
 \end{aligned}
 \tag{30}$$

Cette dernière écriture permet de se rendre compte, qu'en ce qui concerne la partie tensorielle la contribution du ρ joue le rôle d'un cut-off par rapport à la contribution du π . Ceci n'est pas vrai toutefois pour la partie scalaire, où les deux contributions s'ajoutent au contraire.

Le rôle de cut-off de la contribution du ρ a beaucoup été évoqué dans la littérature ^{4,6}. L'analyse des données sur la diffusion πN indique, qu'un échange de ρ fort serait approprié ⁷, alors que dans les potentiels c'est plutôt un ρ faible qu'il faudrait prendre. Sans entrer dans le détail, il faut noter que le potentiel contient des contributions supplémentaires qui ne s'identifient pas à l'échange de la particule ρ ou plus exactement, à l'échange de 2π dans une onde P, et que celles-ci sont en partie responsables de la différence entre ρ faible (potentiel) et ρ fort (déduit de l'interaction πN). La différence n'est pas si importante qu'il n'y paraît si l'on remarque que l'itéré de l'échange du π , qui va résulter de la résolution de l'équation de Schrödinger, a pour une part les nombres quantiques correspondant à l'échange du ρ et vient renforcer la contribution de celui-ci dans le potentiel. Ceci peut-être illustré à partir de quelques nombres relatifs au rapport asymptotique D/S du deuton. Reconstructant la fonction d'onde du deuton à partir du 2nd membre de l'égalité, $\psi = GV\psi$, où G représente la fonction de Green et V le potentiel, on peut montrer que pour le potentiel de Reid, la contribution du π seul à ce rapport asymptotique est 0.0324, alors que la contribution correspondant à l'échange du " ρ " dans le potentiel est de -0.0030 et celle de l'itéré du π de -0.0064. Ces quelques nombres montrent l'importance du rôle de cut-off joué par les contributions correspondant pour une large part à l'échange de 2π , mais surtout, ils montrent l'importance de la contribution de l'itéré de l'échange d'un pion dans cette contribution attribuée à l'échange du ρ .

Ayant discuté de la force tenseur, nous présentons maintenant quelques résultats montrant ses effets dans le cas de l'onde D du deuton, ainsi qu'une comparaison avec l'onde S. Les fonctions d'onde correspondantes (Potentiel de Paris) sont présentées sur la figure (5). Le rapport D/S discuté plus haut ou le pourcentage d'état D dans le deuton, 5-6%, peuvent laisser penser que l'onde D a un rôle négligeable. L'examen de la fonction d'onde montre que cet argument est valable à grande distance, mais l'est beaucoup moins à des distances de l'ordre de 1 fm, où le rapport des ondes D et S, $w(r)/u(r)$, peut atteindre 30%. Dans l'espace des moments, on note que c'est l'onde D qui au-delà de 1.3 fm domine, fournissant ainsi la principale source de composantes de hauts moments dans la fonction d'onde nucléaire.

Le deuton n'est pas un noyau que l'on peut considérer comme représentatif de l'ensemble des noyaux. Les propriétés que nous venons de mentionner, qui concernent le système nucléon-nucléon à petite distance, le sont cependant, la raison étant qu'à de telles distances, le système NN est peu sensible à la présence des autres nucléons et se comporte comme le système libre. Il ne sera donc pas étonnant de retrouver dans les systèmes à grand nombre de nucléons des résultats fort semblables à ceux obtenus dans les systèmes à deux nucléons, pourvu que la sonde

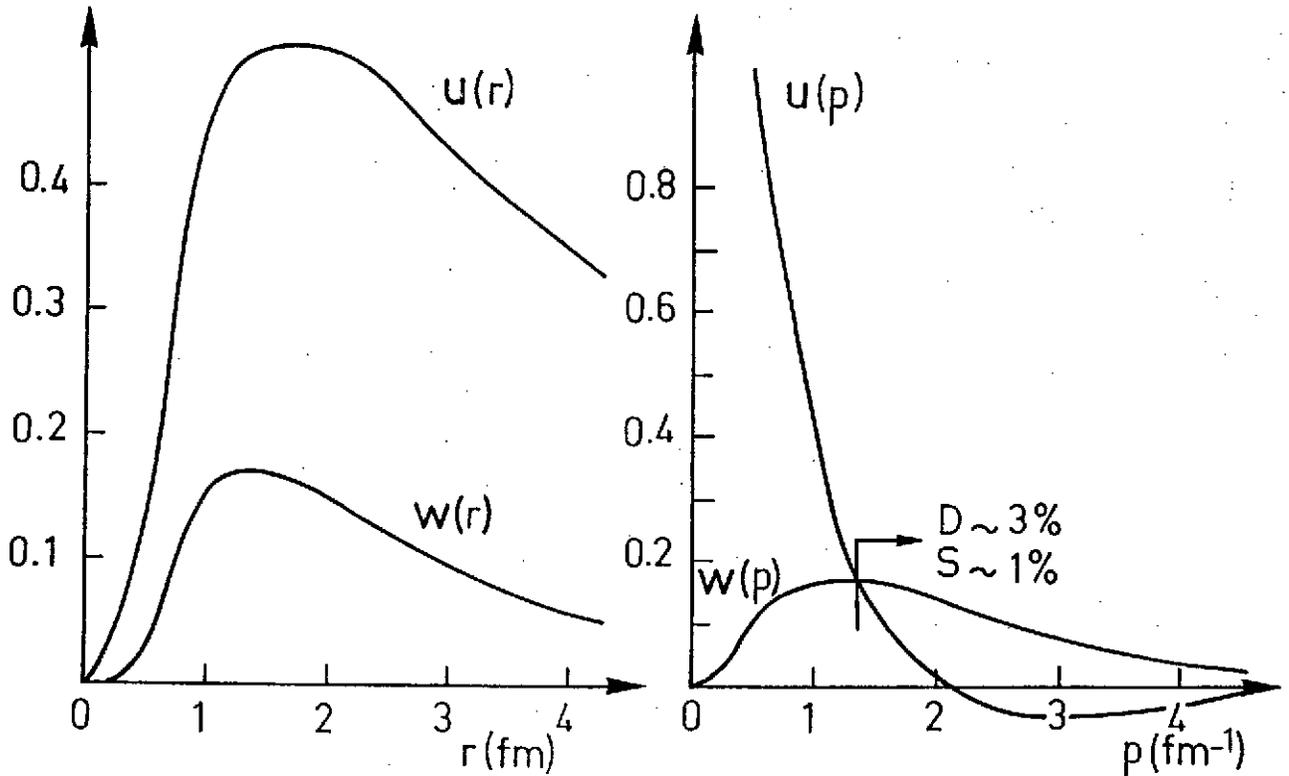


Fig.5 - Représentation graphique de la fonction d'onde du deuteron dans les espaces r et p .

utilisée explore le système NN à petite distance.

h) Relation physique nucléaire - physique des particules

Il n'est pas rare que les études de physique nucléaire soient conçues indépendamment de la physique des particules, une des raisons implicites étant que dans les premières le nucléon est vu comme un objet sans structure. On sait que ce n'est là qu'une approximation et le nucléon observé à l'état libre est une superposition de différentes composantes, dont une composante πN . Le poids de celle-ci, pour un moment du nucléon inférieur au moment de Fermi, $p_F = 1.36 \text{ fm}^{-1}$, peut atteindre 10%. Dès que le nucléon sera plongé dans le milieu nucléaire,

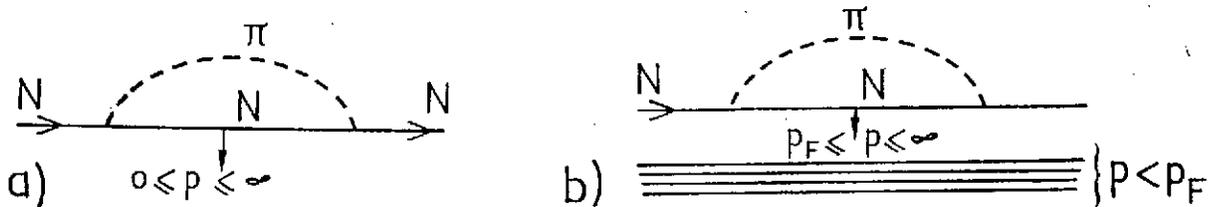


Fig.6 - Représentation d'un nucléon et de sa composante πN dans le cas libre a) et dans le milieu nucléaire b).

c'est autant de sa structure et de ses propriétés qui seront modifiées, du fait du principe de Pauli. Sa masse en particulier changera. La correction correspondante est habituellement prise en compte en calculant l'énergie par particule dans la matière nucléaire due à l'échange d'un π . Cet exemple illustre le fait que les deux manières extrêmes de concevoir le système nucléaire que nous avons mentionnées à la fin de la section If : modification du nucléon dans le milieu nucléaire d'un côté, excitation de degrés mésoniques de l'autre, peuvent dans une certaine mesure

représenter la même physique.

Ce que nous avons dit du nucléon vaut également des pions qui forment une partie du nuage mésonique accompagnant le nucléon. Dans le milieu nucléaire, les pions voient leur structure et leurs propriétés modifiées. Certains processus peuvent notamment diminuer la masse du pion⁸, renforçant ainsi la présence de ceux-ci dans le nucléon et allant donc dans le sens inverse de l'effet du principe de Pauli discuté plus haut. A nouveau il est possible d'identifier dans un calcul de physique nucléaire des contributions prenant en compte les corrections ci-dessus, mais impliquant cette fois l'échange de deux mésons π .

II - COURANTS D'ECHANGE MESONIQUES

Nous avons vu que la suppression de degrés de liberté dans la description d'un système faisait que les entités à partir desquels nous le décrivions étaient différentes des particules libres correspondantes, entraînant du même coup une différence dans leurs propriétés. Dans cette seconde partie, nous considérons les conséquences de cette différence ou, en d'autres termes, la contribution de ces degrés de liberté éliminés à des processus faisant intervenir une interaction extérieure. Pour décrire un système, on introduit généralement plus ou moins de degrés de liberté. On peut ainsi se limiter à des nucléons ou y ajouter des résonances baryoniques ou encore le degré de liberté antinucléon (calcul relativiste). Ceux qui ne sont pas pris en compte sont introduits au travers de ce qu'on appelle courants d'échange. Par la suite, nous nous placerons dans la situation où l'on part de nucléons (constituants) pour décrire un système nucléaire, ce qui est le cas de loin le plus fréquent. C'est aussi le cadre dans lequel la plupart des études sur les courants d'échange ont été faites depuis qu'elles ont pris leur essor⁹.

a) Diagrammes de courants d'échange

La figure 7 montre quelques diagrammes représentatifs de ces courants d'échange. Certains d'entre eux sont directement liés à l'interaction. La sonde extérieure qui peut être

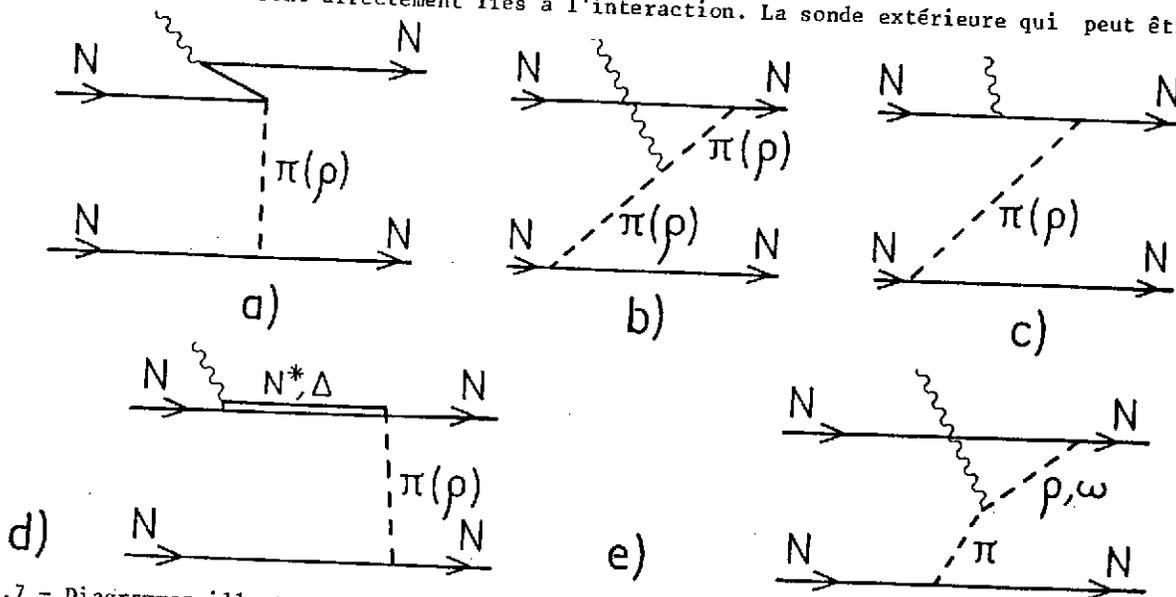


Fig.7 - Diagrammes illustrant quelques contributions de courants d'échange mésoniques.

électromagnétique, faible ou autre peut interagir avec un méson échangé entre deux nucléons (diagramme pionique 7b), exciter une paire nucléon-antinucleon (diagramme de paire 7a), ou encore interagir avec un nucléon en présence d'un pion (diagramme de recul 7c). D'autres diagrammes font intervenir une transition entre des particules différentes, nucléon et Δ par exemple (diagramme de résonance 7d) ou entre un π et un ρ (ou un ω). La liste des diagrammes et des contributions à considérer peut paraître sans fin. Des contraintes externes, liées à la sonde considérée, telles que l'invariance de jauge dans le cas de l'interaction électromagnétique, ou la conservation partielle du courant axial dans le cas de l'interaction faible limitent toutefois l'arbitraire qu'il peut y avoir sur les diagrammes à retenir et on peut espérer qu'il disparaîtra complètement lorsque l'on saura travailler avec les processus hadroniques à un niveau plus élémentaire (quarks par exemple).

b) Opérateurs décrivant les courants d'échange dans le cas de l'interaction électromagnétique

La contrainte importante ici est l'invariance de jauge que l'on peut exprimer sous la forme :

$$e^{-i\int e_i S(\vec{r}_i)} H(A(\vec{r}_j) - \vec{\partial}_j S) e^{i\int e_i S(\vec{r}_i)} = H(A(\vec{r}_j)), \quad (31)$$

où H représente le Hamiltonien total. Il est facile de voir que les parties du Hamiltonien contenant les opérateurs \vec{p} , ou encore des termes résultant de l'échange de particules chargées ($\approx \vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j$) ne sont pas invariants de jauge. Une recette simple permet de construire une interaction ayant les propriétés désirées. On peut s'assurer en effet que les quantités :

$$\vec{p} + e \frac{1+\tau_z}{2} \vec{A}, \quad (32.a)$$

et

$$(\vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j) \frac{e^{-\mu r_{12}}}{4\pi r_{12}} + e(\tau_i \times \tau_j)_z \int d\vec{r}_3 \left[\frac{e^{-\mu r_{13}}}{4\pi r_{13}} \vec{\partial}_3 \frac{e^{-\mu r_{23}}}{4\pi r_{23}} - (1 \leftrightarrow 2) \right] \vec{A}(\vec{r}_3) \quad (32.b)$$

(pour le cas d'un potentiel du type de Yukawa) sont chacune invariantes de jauge. En remplaçant les opérateurs, \vec{p} et $\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \frac{e^{-\mu r_{12}}}{4\pi r_{12}}$, présents dans le hamiltonien par ceux donnés ci-dessus, on aura une interaction invariante de jauge. Ceci donne l'interaction électromagnétique minimale¹⁰. La recette ci-dessus peut être appliquée à l'énergie cinétique où elle fournit l'interaction entre le champ électromagnétique et le courant de nucléon, à un terme dépendant des vitesses dans le potentiel (nucléon-noyau par exemple) ou à l'interaction de spin orbite (rappel : $\vec{\ell} = \vec{r} \times \vec{p}$). Pour montrer l'intérêt, mais aussi les limites de la méthode, nous l'appliquons au potentiel NN résultant de l'échange du méson π :

$$V_\pi = \frac{g_{\pi NN}^2}{4M^2} \left(\frac{\sigma_1^i \sigma_2^j + \sigma_2^i \sigma_1^j}{2} \right) \partial_r^i \partial_r^j \left(\frac{e^{-m_\pi r}}{4\pi r} \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \right) \quad (33)$$

A priori, l'interaction électromagnétique minimale obtenue à partir de l'expression de V_π (33) ne devrait mener qu'à des termes de spin scalaire ou tensoriel d'ordre 2. Par contre, si l'on sait que la contribution ci-dessus résulte de l'échange d'une particule pseudoscalaire et que l'on part de l'expression correspondante :

$$V_\pi = \frac{-g_{\pi NN}^2}{4M^2} \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \left(\frac{e^{-m_\pi r_{12}}}{4\pi r_{12}} \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \right) \quad (34)$$

il peut également apparaître des termes tensoriels d'ordre 1 ($\vec{\sigma}_1 \times \vec{\sigma}_2$). C'est ce que montre l'expression complète du courant d'échange relatif au méson π .

$$\begin{aligned} H_{el}^\pi(\vec{A}) = & -e \frac{g_{\pi NN}^2}{4M^2} (\vec{\tau}_1 \times \vec{\tau}_2)^z \left[(\sigma_1^i \sigma_2^j + \sigma_2^i \sigma_1^j) \left\{ -A^i(r_1) \partial_2^j \left(\frac{e^{-m_\pi r_{12}}}{4\pi r_{12}} \right) + (1 \leftrightarrow 2) \right. \right. \\ & - \partial_1^i \partial_2^j \int d\vec{r}_3 \left(\frac{e^{-m_\pi r_{13}}}{4\pi r_{13}} \vec{\sigma}_3 \left(\frac{e^{-m_\pi r_{23}}}{4\pi r_{23}} \right) - (1 \leftrightarrow 2) A^j(\vec{r}_3) \right) \left. \left. \right\} \right. \\ & + (\vec{\sigma}_1 \times \vec{\sigma}_2)^i \left\{ \partial_{\vec{r}_{12}}^j \left(\frac{e^{-m_\pi r_{12}}}{4\pi r_{12}} \right) \times (\vec{A}(\vec{r}_1) - \vec{A}(\vec{r}_2)) \right. \\ & \left. \left. + \vec{\sigma}_1 \times \vec{\sigma}_2 \int d\vec{r}_3 \left(\frac{e^{-m_\pi r_{13}}}{4\pi r_{13}} \vec{\sigma}_3 \left(\frac{e^{-m_\pi r_{23}}}{4\pi r_{23}} \right) - (1 \leftrightarrow 2) \vec{A}(\vec{r}_3) \right) \right\} \right] \quad (35) \end{aligned}$$

Le 1^{er} terme dans (35) peut s'obtenir à partir des recettes données plus haut appliquées à l'expression (33) de V_π et en se souvenant que l'opérateur dérivée peut être remplacé par un commutateur impliquant l'opérateur \vec{p} . Il illustre la manière d'obtenir une interaction invariante de jauge à partir d'un potentiel quelconque. Le 2^{ème} terme montre qu'il est important de connaître l'origine exacte de l'interaction. Il apparaît en utilisant les mêmes recettes, mais appliquées à (34) au lieu de (33), la différence entre ces deux expressions provenant simplement de l'usage qui a été fait de la relation $\vec{\sigma}_1 \frac{e^{-m_\pi r_{12}}}{r_{12}} = -\vec{\sigma}_2 \frac{e^{-m_\pi r_{12}}}{r_{12}}$. Il est évidemment invariant de jauge en lui-même et, comme beaucoup de termes ayant cette propriété, il se manifestera surtout dans les transitions magnétiques.

Si l'approche développée ci-dessus offre l'avantage de fournir des contributions qui assurent l'invariance de jauge, il n'est pas sûr qu'elle donne toutes les contributions possibles comme on peut s'en convaincre en examinant les diagrammes 7d et 7e. En dehors du fait qu'elle donne généralement plus, l'approche diagrammatique fournit une interprétation des différentes contributions introduites plus haut que nous considérons maintenant. Nous commençons par le diagramme de Feynman correspondant à l'échange d'un méson (fig.8). Celui-ci peut se décomposer en différents diagrammes ordonnés dans le temps. Le premier d'entre eux ($E > 0$, voir section 1c) est normalement pris en compte au travers de la fonction d'onde, pourvu que le potentiel utilisé contienne la contribution due à l'échange du méson correspondant. Le second ($E < 0$) correspond à l'excitation du degré de liberté antinucléon. Il n'est pas pris en compte autant

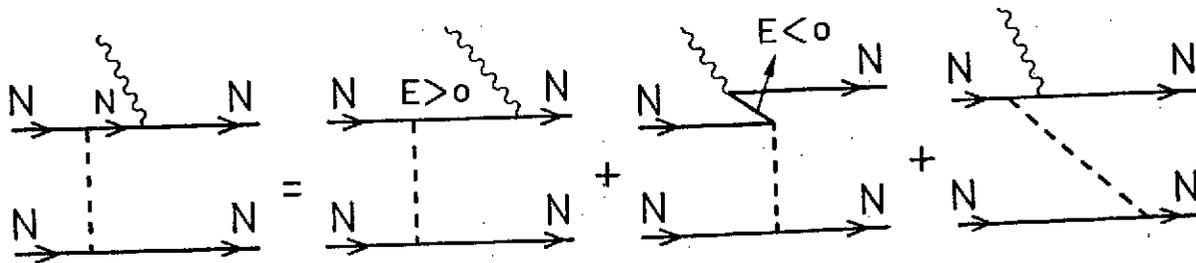


Fig.8 - Décomposition du diagramme de Feynman (à gauche) en diagrammes ordonnés dans le temps (à droite).

que l'on fasse un calcul non relativiste. Sa contribution peut être évaluée par un simple calcul de perturbation. Elle s'identifie aux termes introduits en effectuant, plus haut, le remplacement de \vec{p} par $\vec{p} + e \frac{1+\tau^z}{2} \vec{A}$. Une réserve sur cette identification doit être faite cependant, comme peut le montrer l'emploi d'un couplage du π au nucléon du type pseudo-vectériel. Le 3^{ème} diagramme, dit de recul, n'est pas pris en compte en principe, puisque la description nucléaire néglige la possibilité d'une composante $NN\pi$. Dans la pratique, ceci n'est pas aussi clair. Dans le cas d'une sonde faisant intervenir la charge électrique, on s'attend à ce que cette contribution de recul soit compensée par celle provenant de la probabilité d'avoir une composante $NN\pi$ dans le système (correction de norme). Par ailleurs, le potentiel nucléon-nucléon contient généralement plus que la contribution correspondant au premier diagramme ordonné dans le temps discuté plus haut, la différence pouvant correspondre dans certains cas au diagramme de recul. Pour ces différentes raisons, la contribution de ce diagramme de recul est le plus souvent négligée.

Le deuxième diagramme à retenir notre attention est celui de la fig.7b. Sa contribution s'identifie à celle que l'on obtient en utilisant la quantité invariante de jauge (32.b).

Les deux derniers diagrammes 7d et 7e n'ont pas comme les précédents de correspondant dans l'interaction nucléon-nucléon. Ils peuvent être importants pour une transition impliquant le spin et l'isospin, le nucléon et le Δ d'une part, les mésons π et ω (ou ρ) d'autre part, étant fortement couplés dans ce cas. Leurs contributions sont évidemment invariantes de jauge, mais on peut imaginer qu'au niveau quark, on puisse les faire apparaître naturellement en utilisant le principe de l'interaction minimale utilisé au début de cette section au niveau des mésons et nucléons.

Nous voudrions terminer cette section par une remarque sur le rôle des courants d'échange, dont les contributions sont souvent surajoutées à d'autres sans liaison évidente. L'élimination des degrés de liberté dans la description d'un système nucléaire nous a amené à considérer que le nucléon dans le noyau était différent du nucléon libre (section If). Les contributions des courants d'échange permettent de prendre en compte ces modifications. Elles tiennent compte du fait que le courant du nucléon, qui est la quantité normalement couplée au potentiel vecteur \vec{A} , est modifié dans le milieu nucléaire, où il est déterminé par la masse effective au lieu de la masse nue. Elles permettent aussi de tenir compte de changements dans la structure du nucléon déjà mentionnés dans la section Ic. Ainsi la contribution au moment magnétique correspondant au diagramme 9a), qui pourrait à elle seule expliquer tout le moment magnétique anormal isovecteur du nucléon, sera modifiée du au fait que le principe de Pauli interdira certaines contributions (fig.9b).

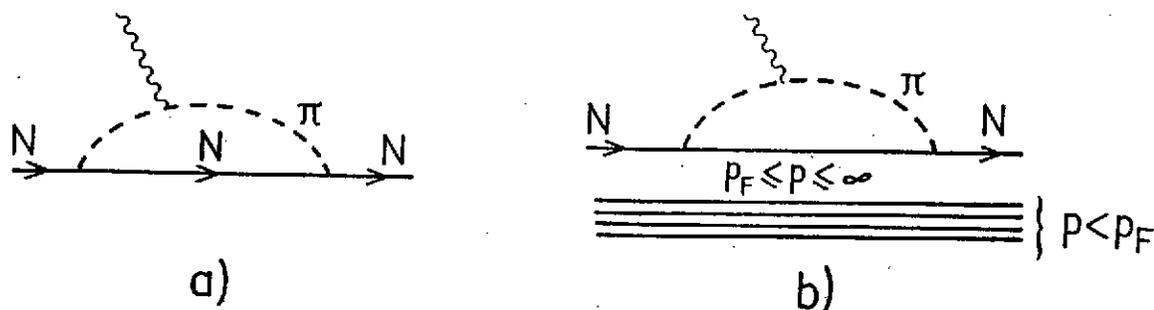


Fig.9 - Diagramme représentant une contribution de la composante πN du nucléon à l'interaction électromagnétique pour un nucléon libre (a) et dans le milieu nucléaire (b).

c) Contributions des courants d'échange mésoniques à des transitions électromagnétiques

1) Transitions électriques

Parmi les diverses transitions électromagnétiques, les transitions électriques sont les plus sensibles aux termes liés à l'interaction NN par l'invariance de jauge. Cette même particularité en limite toutefois les effets observables, les mêmes termes de l'interaction donnant lieu à des corrections au niveau nucléaire (fonction d'onde) et au niveau des courants d'échange qui tendent à se compenser dans de nombreux cas. Ceci est fort bien illustré par le théorème de Siegert pour une transition E1 à faible transfert :

$$\begin{aligned} \langle \psi_f | H_{el.}(\vec{A}(r) = \vec{\epsilon}) | \psi_i \rangle &= \langle \psi_f | [H_{int.}, i\vec{r}\vec{\epsilon}] | \psi_i \rangle \\ &\text{forte} \\ &= (E_f - E_i) \langle \psi_f | i\vec{r}\vec{\epsilon} | \psi_i \rangle, \end{aligned} \quad (36)$$

qui permet d'exprimer l'élément de matrice de l'interaction électromagnétique, fortement dépendant des détails de l'interaction forte, comme le commutateur de cette interaction avec l'opérateur $i\vec{r}\vec{\epsilon}$ qui est indépendant de ces détails.

2) Transitions magnétiques isoscalaires

Pour caractériser l'ordre de grandeurs des effets de courants d'échange dans ce cas, il est souvent fait référence au moment magnétique anomal isoscalaire du nucléon. Celui-ci étant faible ($\mu_g = 0.12$), on en déduit que l'influence du nuage mésonique entourant le nucléon est elle-même faible dans le cas de cette observable et sera donc peu perturbé par la présence d'autres nucléons. L'information la plus précise sur cette correction est probablement fournie par le moment magnétique du deuton, $\mu_{exp} = 0.8574$, qui diffère de 1% du moment théorique 0.8468 (Potentiel de Paris). Diverses contributions interviennent ici. Pour une part, elles sont liées à l'interaction (terme dépendant des vitesses ou terme de spin orbite) et sont en principe calculables à partir de ce que nous avons indiqué au début de la section IIb). Il y a aussi une contribution non négligeable d'un diagramme du type (7e) (échange $\pi.p$). Ces diverses contributions sont de l'ordre de grandeur souhaité pour expliquer la différence théorie-expérience, mais il n'est pas sûr qu'elles en donnent au total une explication satisfaisante ¹¹.

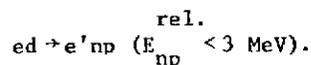
3) Transitions magnétiques isovecteurs

Les transitions magnétiques isovecteurs sont celles où les contributions des courants d'échange sont probablement les plus révélatrices des mécanismes fondamentaux de l'interaction forte. Ceci n'est pas sans relation avec la haute valeur du moment magnétique anomal isovecteur du nucléon ($\mu_v = 3.7$), qui indique un rôle important du nuage mésonique entourant le nucléon, ou encore avec la faible masse du pion dont la contribution est déterminante dans le cas présent. Ces différentes raisons expliquent les développements que nous ferons à leur sujet.

Les opérateurs décrivant les courants d'échange étant de courte portée (relativement à la contribution à un corps), on s'attend à ce que leurs contributions entre des états de deux nucléons dans une onde S soient dominantes. Pour étudier cette contribution particulière, il est approprié de considérer les noyaux légers d, t, ^3He , ^4He puisque les nucléons y sont essentiellement dans un état de moment angulaire orbital relatif nul. Plusieurs processus peuvent y être sensibles : la capture radiative de neutrons thermiques par des protons ($n + p \rightarrow d + \gamma$) ou des deutons ($n + d \rightarrow t + \gamma$), l'électrodésintégration du deuton pour une faible énergie relative du système np ($ed \rightarrow e'np$), les moments et facteurs de forme magnétiques des noyaux de ^3He ou t. Plusieurs de ces processus ou observables sont discutés dans le volet expérimental du cours présent ¹². Du point de vue théorique, il suffira d'étudier l'un d'entre eux en détail. En effet, la présence d'un 3^{ème} ou 4^{ème} nucléon perturbe assez peu la dynamique régissant le mouvement relatif de deux nucléons à des distances de l'ordre de 1 fm, où les contributions des courants d'échange sont importantes et leur étude dans ces noyaux ne nous apprendrait rien de fondamentalement neuf par rapport au système à deux corps. Nous considérerons donc la réaction



et la réaction inverse pour des transferts non nuls :



La transition élémentaire qui est en jeu dans les deux cas est une transition entre un état 1S_0 (np) et un état 3S_1 (deuton) (couplé à 3D_1 par l'intermédiaire de la force tenseur). L'amplitude de transition dans le 1^{er} cas a une expression simple :

$$A(n + p \rightarrow d + \gamma) \approx (1 + \mu_v) \int dr u_{^1S_0}^{np} u_{^3S_1}^d(r) \quad (37)$$

Le calcul de celle-ci a été minutieusement étudié ¹³ et, de la comparaison avec l'expérience ¹⁴, il ressort qu'elle est trop faible de 5%. L'explication grossière du désaccord à partir des contributions dues aux courants d'échange est assez vieille maintenant ¹⁵. Nous en donnons le détail (actualisé) dans la table II.

Plusieurs commentaires doivent être faits sur ces résultats. Concernant la contribution 3S_1 du deuton, on notera la contribution négative du terme pionique qui n'est pas sans relation avec l'effet du principe de Pauli sur la contribution du nuage de pions au moment magnétique anomal isovecteur du nucléon (fin de la section IIb). L'absence de contribution pour le terme de résonance est simplement due au fait qu'il n'existe pas de transition entre le système NN et le système N Δ , chacun étant dans une onde S ¹⁶. Au total, la contribution de la composante

<u>Echange du π</u>	$^1S_0 \leftrightarrow ^3S_1$	$^1S_0 \leftrightarrow ^3D_1$
terme de paire	2.85%	.64%
terme pionique	-1.11%	.64%
terme de résonance	0%	<u>1.60%</u>
total	1.74%	2.89%
<u>Echange du ρ</u>		
paire + "pionique"	= 0.21% + 0.07% = 0.28%	

Table II : Contributions des CEM à la transition $n+p+d+\gamma$

3S_1 du deuton pour l'échange du pion ne représente qu'un tiers de ce qui est souhaité.

La plus grosse contribution vient de la composante 3D_1 du deuton, comme le montre la table II. Se rappelant que l'onde 3D_1 du deuton est due pour une grande part à l'échange d'un méson π (section Ig), on peut considérer que toutes les contributions figurant dans la 2^{ème} colonne de la table impliquent l'échange de 2π , lesquelles vont venir renforcer la contribution du méson ρ , comme c'est le cas pour l'interaction forte (Ig). Quant à la contribution de la résonance Δ , on peut vérifier qu'elle vient renforcer la contribution qui dans la partie à un corps serait due à l'itéré de l'échange du π via la composante 3D_1 , lequel donne une contribution attractive à la force dans l'état 3S_1 . Ceci est en accord qualitatif avec ce que nous avons mentionné à propos de la résonance Δ dans le modèle de Chew-Low (Ic).

Le total des contributions figurant dans la Table II peut donner l'impression que l'on explique le désaccord de 5% mentionné au début de la discussion. En fait, les résultats présentés ne tiennent compte ni de l'effet de facteurs de forme hadroniques, ni de la contribution du ρ provenant de la composante 3D_1 du deuton et qui, toutes deux, tendent à réduire les résultats présentés. On ne peut exclure qu'il manque une contribution de l'ordre de 1%.

Après avoir considéré la capture, $n+p \rightarrow d+\gamma$, nous considérons maintenant le processus inverse à transfert non nul, $ed + e'np$ ($E^{np} < 3$ MeV). Celui-ci est le processus où la contribution des CEM se manifeste de la manière la plus frappante, tout en expliquant les résultats expérimentaux dans la région de $q^2 \approx |2fm|^{-2}$ 17-18. Le détail de cette comparaison étant fourni dans le volet expérimental du cours 12, nous nous attacherons à présenter ici un point de vue totalement différent, mais qui, nous semble-t-il, peut ouvrir des perspectives nouvelles dans ce domaine.

L'amplitude normale pour le processus considéré peut s'écrire :

$$A(ed + e'np) \approx (1 + \mu_V) \int dr u_{^1S_0}^{np}(r) \left(j_0(qr) u_{^3S_1}^d(r) - j_2(qr) \frac{w_{^3D_1}^d(r)}{\sqrt{2}} \right) \quad (38)$$

Elle a une contribution de la composante 3S_1 du deuton, mais aussi de la composante 3D_1 , dont on sait qu'elle correspond à de hauts moments (Ig). Chacune de ces contributions est représentée

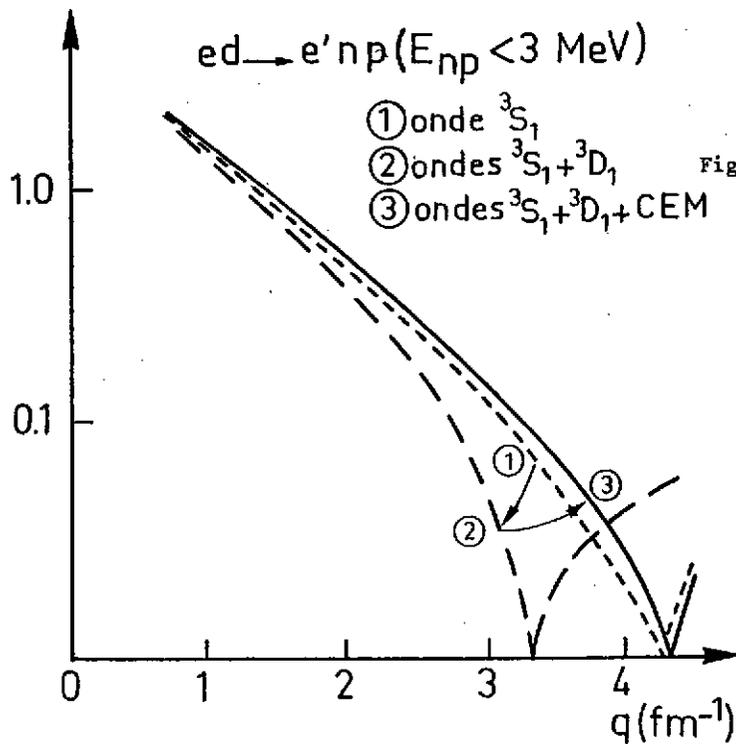


Fig.10 - Différentes contributions à l'amplitude pour l'électrodésintégration du deuteron.

sur la figure 10. Plus exactement, nous avons représenté la contribution totale incluant les deux composantes 3S_1 et 3D_1 , ce que l'on cite habituellement, mais aussi la contribution de la composante 3S_1 seule. L'examen de la figure montre que la contribution des courants d'échange, dominée par le terme de paire, annule pour une grande part la contribution à un corps provenant de la composante 3D_1 du deuteron. Nous voulons montrer que, pour une part, ce résultat n'est pas fortuit.

Se rappelant à nouveau que la composante 3D_1 du deuteron provient pour l'essentiel de l'échange d'un méson π , il n'est pas difficile de voir que la contribution due à cette composante et celle du terme de paire correspondent respectivement aux parties à énergie positive et négative du même diagramme de Feynman (fig.8). Ceci montre que les deux contributions ne sont pas indépendantes a priori. Une réponse plus précise requiert que l'on considère les parties à énergie positive et négative du propagateur relatif au nucléon intermédiaire de la fig.8 :

$$\frac{\gamma \cdot \vec{p} + M}{p^2 - M^2} = \frac{\gamma_0 E_0 - \vec{\gamma} \cdot \vec{p} + M}{E_0^2 - p^2 - M^2} = \frac{1}{2E_p} \left\{ \frac{\gamma_0 E_p - \vec{\gamma} \cdot \vec{p} + M}{E_0 - E_p} - \frac{(-\gamma_0 E_p - \vec{\gamma} \cdot \vec{p} + M)}{E_0 + E_p} \right\}, \quad (39)$$

où $E_p = \sqrt{M^2 + p^2}$.

Insérant maintenant ce propagateur dans l'amplitude $\gamma N \rightarrow \pi N$, qui est un des ingrédients de l'amplitude $ed \rightarrow e'np$, et considérant une cinématique où les nucléons sont au repos, le γ et le π de haut moment, mais de faible énergie (hors couche), on obtient pour la partie proportionnelle au potentiel vecteur \vec{A} (les termes en $\vec{\partial} \times \vec{A}$ ne sont pas considérés ici) :

$$A(\gamma(\vec{q})N \rightarrow \pi(\vec{q})N) = \bar{u}(\vec{p}_f \approx 0) \gamma_5 \frac{\gamma \cdot \vec{p} + M}{p^2 - M^2} \vec{\gamma} \cdot \vec{\epsilon} u(\vec{p}_i \approx 0)$$

$$= \chi_f^* \left(\frac{M - E_q}{E_0 (\approx M) - E_q} - \frac{M + E_q}{E_0 + E_q} \right) \vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon} \chi_i \quad (40)$$

Pour de hauts moments, le 1^{er} terme entre parenthèses dans (40), qui correspond aux composantes de haut moment dans la fonction d'onde (provenant de l'onde D du deuton dans ce cas (I_g)) sera de l'ordre de 1 et annulera la contribution du 2^{ème} terme, également de l'ordre de 1 et correspondant au degré de liberté antinucléon. Dans ce résultat, le fait que les opérateurs γ_5 et $\vec{\gamma} \cdot \vec{E}$ couplent des petites et des grandes composantes joue un rôle essentiel. Par ailleurs, on peut montrer qu'il reste valable pour une cinématique plus proche de la situation étudiée expérimentalement.

Il est encore trop tôt pour dire si l'argument développé ci-dessus suffit à expliquer toute la compensation mentionnée dans le cas de l'électrodésintégration. Il montre en tout cas que la base avec laquelle nous travaillons le plus souvent, faite de nucléons et antinucléons observés à l'état libre, n'est pas des plus adaptées pour décrire un nucléon en interaction et qu'un calcul relativiste qui ignore cette distinction serait peut être préférable.

d) Remarques diverses

1) Facteurs de forme

L'interprétation des résultats de l'électrodésintégration à haut transfert, $q^2 \approx 20-25 \text{ fm}^{-2}$, a soulevé le problème des facteurs de forme électromagnétique à associer aux courants d'échange, $G_E(q)$ ou $F_1(q)$ ¹⁷⁻¹⁸. Nous ne donnerons pas les arguments en faveur de l'un ou l'autre, mais au contraire montrerons la nature du problème qui se pose.

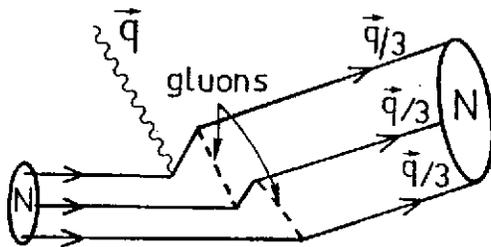


Fig.11 : Diagramme participant au facteur de forme du nucléon en termes de quarks.

Le facteur de forme inclut un certain nombre de processus tels que ceux de la figure 11, qui ont lieu entre $t = -\infty$ et $t = +\infty$. Si le nucléon interagit avec un autre système en échangeant un pion tels que sur la figure 8, la suite des processus représentés sur la figure 11 sera alors interrompue, laissant le système dans un état excité en général et empêchant donc l'utilisation des facteurs de forme du nucléon à l'état libre. Plus exactement, à la contribution du nucléon dans l'état intermédiaire (fig.8), il faudra maintenant ajouter la contribution de résonances baryoniques. Pour mesurer l'importance possible de celles-ci, il peut être intéressant de mentionner que l'on peut construire des exemples où leur effet compenserait exactement l'effet de facteurs de forme aux vertex, que l'on aurait pu introduire dans les calculs habituels en croyant les améliorer!!!

2) Systèmes plus lourds

La principale différence entre les systèmes à 3 ou 4 nucléons et à 2 nucléons est la plus grande densité des premiers dont l'effet sera de rehausser relativement la contribution des CEM (20% pour le moment magnétique isovecteur de ${}^3\text{He}$ ¹⁹ contre 5% pour la capture $n+p \rightarrow d+\gamma$).

Lorsqu'on considère des noyaux plus lourds, une autre source de différence apparaît. Les nucléons sont non seulement dans un état de moment angulaire relatif S, mais aussi P, D En ce qui concerne la contribution faisant intervenir une transition entre états S, il a pu être montré que l'effet des corrélations (tenseur en particulier) est qualitativement et quantitativement très semblable à ce qui se passe dans les systèmes légers²⁰. Les autres transitions diminuent globalement la contribution des termes de paire et pionique, ce qui est lié au caractère d'échange de ces contributions, et fait que la contribution de la résonance Δ (en absence de corrélation) produit un effet moyen destructif atteignant 5% dans le cas des moments et transitions magnétiques au voisinage de ^{40}Ca . L'effet des corrélations tenseur relatives à l'onde 3S_1 devrait diminuer ce nombre alors que dans les autres ondes, il pourrait aller dans l'autre sens, en venant en quelque sorte renforcer la partie destructive de l'effet dû à l'échange du ρ ²¹.

L'effet d'atténuation dû à la résonance Δ est beaucoup plus faible que celui obtenu dans d'autres approches, lesquelles ont fait l'objet d'une revue assez complète dans le cadre de la même école en 1983²². La différence est essentiellement liée à la valeur à utiliser pour le paramètre, g_{AN} , qui caractérise l'intensité de la force p-t $\leftrightarrow \Delta$ -t. Celle-ci pourrait en effet contenir des contributions substantielles dues à la polarisation du milieu non incluses ici. Leur statut actuel étant fortement discuté toutefois, nous n'entrerons pas dans le détail et laisserons au temps le soin de faire son travail de décantation.

Les quelques éléments de cours donnés ici sont fort loin de couvrir tout le domaine relatif aux degrés de liberté mésoniques et excitations baryoniques. Un aperçu plus complet pourra être trouvé dans "Mésons in nuclei"²³ ou dans certaines des conférences représentatives de ce domaine, Versailles 1981 notamment²⁴. Dans l'esprit de ces revues ou conférences, nous avons tenté de montrer que les études sur la force nucléon-nucléon d'une part, sur les effets mésoniques apparaissant dès que l'on veut explorer le noyau avec une sonde extérieure d'autre part, étaient fortement connectées, les unes et les autres nous renvoyant à la structure du nucléon et à ses modifications dans le milieu nucléaire. Nous espérons également avoir fait sentir que les recherches dans ce domaine ne sont pas closes et que, même là où des explications satisfaisantes existent, il n'est pas sûr que l'on ne puisse analyser les résultats d'une manière nouvelle, susceptible de donner du noyau une image assez différente de celle qu'on lui connaît²⁵.

REFERENCES

- 1) M. Lacombe, B. Loiseau, J.M. Richard, R. Vinh Mau, P. Pirès and R. de Tournell, Phys. Rev. D12(1975) 1495.
- 2) M. Bawin and M. Jaminon, Nucl.Phys. A407(1983) 515.
- 3) C. Michel, Phys.Rev. 133(1963) B329.
- 4) E. Oset, H. Toki and W. Weise, Phys.Reports 83(1982) 281.
- 5) G.F. Chew and F.E. Low, Phys.Rev. 101(1956) 1571.
- 6) W.H. Dickhoff, A. Faessler and H. Müther, Phys.Rev.Lett. 49(1982) 1902.
- 7) G. Hohler and E. Pietarinen, Nucl.Phys. B95(1975) 210.
- 8) M. Ericson, Cours à l'Ecole Joliot-Curie, Bombannes (1984)
- 9) M. Chemtob and M. Rho, Nucl.Phys. A163(1971) 1.
- 10) R.G. Sachs, Phys.Rev. 74(1948) 433.
- 11) D.O. Riska, Preprint (1984)
- 12) B. Frois, cours à l'Ecole Joliot-Curie, Bombannes (1984).

- 13) H.P. Noyes, Nucl.Phys. 74(1965) 508.
- 14) A.E. Cox et al., Nucl.Phys. 74(1965) 497.
- 15) D.O. Riska and G.E. Brown, Phys.Lett. 38B(1972) 193.
- 16) B. Desplanques and J.F. Mathiot, Phys.Lett. 116B(1982) 82.
- 17) W. Leidemann and H. Arenhövel, Nucl.Phys. A393(1983) 385.
- 18) J.F. Mathiot, Nucl.Phys. A412(1984) 201.
- 19) E. Hadjimichael, B. Goulard and R. Bornais, Phys.Rev. C27(1983) 831.
- 20) J.F. Mathiot, thèse de 3^{ème} cycle, Orsay (1981).
- 21) I.S. Towner and F.C. Khanna, Nucl.Phys. A399(1983) 334.
- 22) J.F. Blaizot, cours à l'Ecole Joliot-Curie, Bombannes (1983).
- 23) Mesons in Nuclei, Edited by M. Rho and D. Wilkinson, North-Holland (1979).
- 24) High Energy Physics and Nuclear Structure, Nucl.Physics A374(1982)
- 25) M. Rho, Annual Review of Nuclear and Particle Science (1984).