



## Diffusion d'électrons sur le deuterium

S. Platchkov

### ► To cite this version:

S. Platchkov. Diffusion d'électrons sur le deuterium. École thématique. Ecole Joliot Curie "Au-delà du champ moyen..", Maubuisson, (France), du 14-18 septembre 1987 : 6ème session, 1987. cel-00649638

**HAL Id: cel-00649638**

**<https://cel.hal.science/cel-00649638>**

Submitted on 8 Dec 2011

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

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

DIFFUSION D'ELECTRONS SUR LE DEUTERIUM

S. Platchkov



## DIFFUSION D'ELECTRONS SUR LE DEUTERIUM

S. Platchkov

Service de Physique Nucléaire - Haute Energie

CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

## Résumé

Nous présentons ici quelques résultats expérimentaux obtenus par diffusion d'électrons sur le deutérium. Les mesures sur la fonction de structure  $A(q^2)$  du deutérium sont utilisées pour déterminer au prix de quelques hypothèses, le facteur de forme électrique du neutron. Les sections efficaces d'électrodésintégration du deuton au seuil sont montrées pour illustrer l'importance des courants d'échange de mésons dans les noyaux. Les limites des interprétations théoriques actuelles sont discutées.

## Abstract

Selected electron scattering experiments on the deuteron system are discussed. The main advantages of the electromagnetic probe are recalled. The deuteron  $A(q^2)$  structure function is analyzed and found to be very sensitive to the neutron electric form factor. Electrodisintegration of the deuteron near threshold is presented as evidence for the importance of meson exchange currents in nuclei.

## I. INTRODUCTION

Les noyaux de masse  $A=2$  et  $A=3$  jouent un rôle privilégié en physique nucléaire. Leurs fonctions d'onde peuvent être calculées pratiquement sans approximations, en partant d'un potentiel nucléon-nucléon réaliste. Pour cela on doit résoudre l'équation de Schrödinger pour le deutérium ou les équations de Faddeev pour le trinucléon. A partir des fonctions d'onde on calcule les observables de ces noyaux, qui peuvent ensuite être comparées aux résultats expérimentaux. Nous nous intéresserons ici plus particulièrement aux facteurs de forme électromagnétiques du deutérium.

En diffusion d'électrons, étudier les facteurs de forme revient à étudier la distribution spatiale des charges et des courants dans le noyau. On mesure les facteurs de forme en fonction du moment transféré. Plus le moment transféré est grand, plus le comportement des facteurs de forme devient sensible à la structure en courte distance de l'interaction entre deux nucléons. Actuellement la plupart des facteurs de forme sont connus jusqu'à  $q=1$  GeV/c. Ils sont ainsi sensibles à des distances aussi petites que 0,5 fm. Dans ce séminaire nous présenterons une partie des résultats expérimentaux récemment obtenus à Saclay. Nous commencerons par rappeler les propriétés spécifiques de la diffusion d'électrons. Ensuite nous verrons comment, à partir de la fonction de structure  $A(q^2)$  du deutérium, on peut tirer des informations sur le facteur de forme électrique du neutron. Finalement nous discuterons la section efficace d'électrodésintégration du deuton au seuil, qui fournit la preuve la plus convaincante de la présence de mésons dans le noyau.

## II. LA DIFFUSION D'ELECTRONS

La diffusion d'électrons<sup>1</sup> est un outil particulièrement puissant pour l'étude des noyaux et ceci pour plusieurs raisons. Premièrement, l'électron incident n'interagit que très faiblement avec le noyau-cible. L'interaction électromagnétique est en effet gouvernée par la constante de

couplage  $\alpha = 1/137$  qui est environ deux ordres de grandeur plus petite que la force caractéristique de l'interaction forte. Le noyau étudié n'est donc pratiquement pas perturbé pendant l'interaction. Deuxièmement, l'interaction électromagnétique est très bien connue ; elle est décrite par une théorie exacte, l'électrodynamique quantique. Il n'y a donc pas d'incertitudes expérimentales liées au mécanisme de réaction. Dans l'approximation à un photon, l'électron incident n'interagit qu'une seule fois avec le noyau-cible, en échangeant un photon virtuel. Le photon virtuel transfère au noyau une quadri-impulsion  $q = (\vec{q}, \omega)$  (fig. 1). En fonction de l'énergie incidente  $E$  et de l'angle de diffusion  $\theta$ , on écrit :

$$q^2 = 4EE' \sin^2(\theta/2)$$

où  $E'$  est l'énergie de l'électron diffusé. On a :

$$\frac{E'}{E} = \left(1 + \frac{2E}{M} \sin^2(\theta/2)\right)^{-1}$$

$M$  étant la masse du noyau-cible.

L'approximation à un photon est presque exacte, ce qui simplifie beaucoup l'interprétation du processus de diffusion. En transférant au noyau une impulsion  $q$ , on "éclaire" le noyau avec une longueur d'onde  $1,5/q$ . En variant l'impulsion transférée, on varie la longueur d'onde du microscope électronique ainsi obtenu. On peut mesurer une figure de diffraction complète, ce qui permet de déduire la taille de l'objet observé par simple transformée de Fourier. Il est évident que pour atteindre les petites longueurs, l'impulsion transférée doit être élevée. Pour des distances de l'ordre de 0,5 fm, il est nécessaire d'avoir des énergies incidentes d'au moins 500 MeV. A l'accélérateur linéaire de Saclay l'énergie maximale disponible actuellement est de 700 MeV.

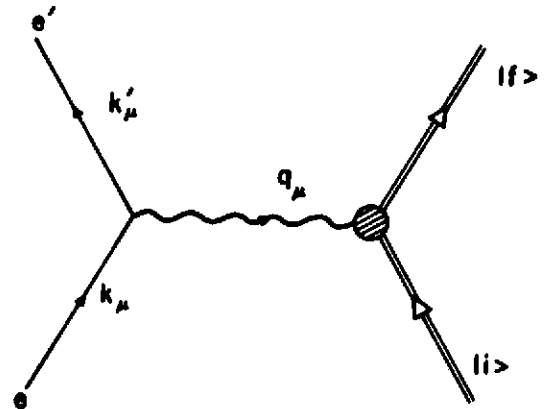


Fig. 1 - La diffusion d'électrons dans le cadre de l'approximation à un photon (approximation de Born).

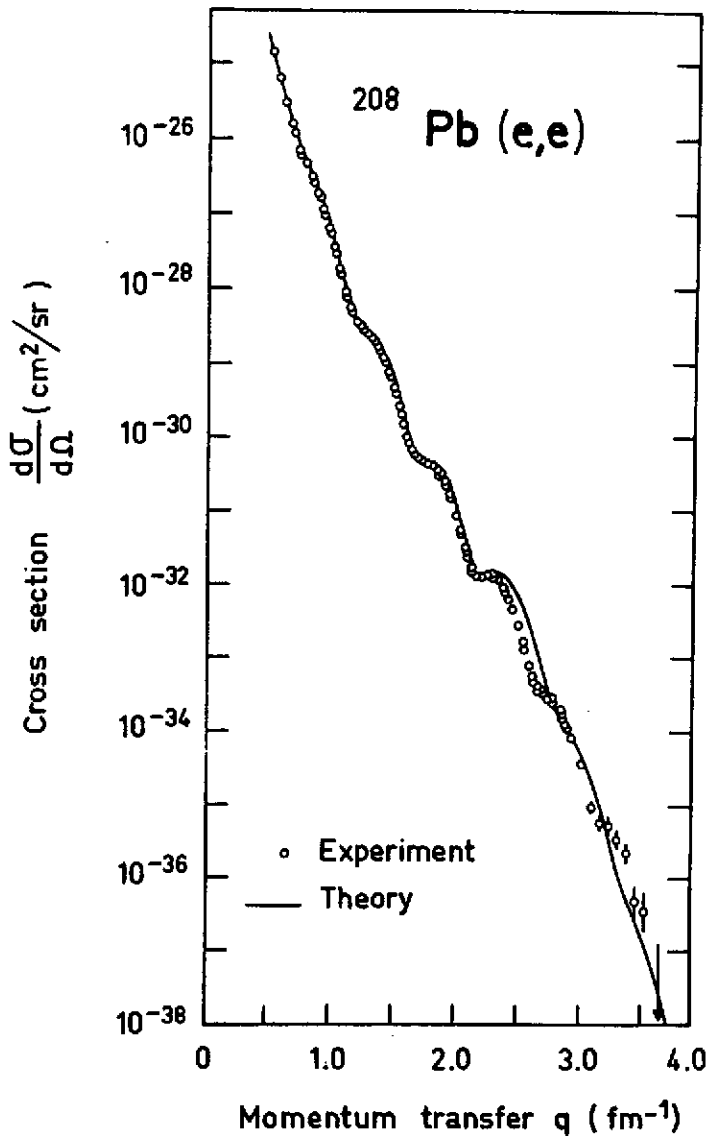
En fonction de l'impulsion transférée la section efficace élastique de diffusion d'électrons s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M \frac{E'}{E} [A(q^2) + \frac{1}{2} \tan^2 \frac{\theta}{2} B(q^2)]$$

où  $(d\sigma/d\Omega)_M$  est la section efficace de Mott (pour un noyau ponctuel sans spin). Les invariants relativistes  $A(q^2)$  et  $B(q^2)$  sont appelés fonctions de structure. Toute l'information sur la structure du noyau est contenue dans les fonctions de structure. Une telle représentation est très commode car elle sépare les termes qui dépendent de  $\theta$  de ceux qui n'en dépendent pas. La section efficace peut aussi être exprimée en fonction des facteurs de forme individuels. En diffusion élastique sur un noyau de spin  $J_0$ , il y a  $2J_0 + 1$  transitions possibles vers le même état  $J_0$ . Pour le deutérium par exemple, où  $J_0=1$ , les facteurs de forme sont au nombre de trois.

Un exemple typique de diffusion d'électrons est montré sur la fig. 2. Les électrons incidents ont été diffusés par une cible de  $^{208}\text{Pb}$  [réf. 2]. L'état fondamental de ce noyau a un spin  $J_0=0$ , donc un seul facteur de forme contribue à la section efficace. La transformée de Fourier de ce facteur de forme  $F(q)$  n'est autre que la distribution de charge  $\rho(r)$  du  $^{208}\text{Pb}$  :

$$F(q) = \int_0^\infty \rho(r) e^{-iqr} r^2 dr$$



On remarque que la section efficace sur ce noyau est mesurée jusqu'à  $q=4 \text{ fm}^{-1}$ . Des impulsions transférées élevées sont nécessaires pour obtenir une bonne précision sur la densité de charge à l'intérieur du noyau. On arrive expérimentalement à une précision de l'ordre de 1 % (fig. 3), ce qui permet des comparaisons très fines avec les calculs théoriques existants.

Fig. 2 - Sections efficaces élastiques sur le noyau  $^{208}\text{Pb}$ .

Mesurer des sections efficaces à des  $q$  élevés signifie cependant mesurer des sections efficaces très faibles. Sur la fig. 2 on observe une décroissance d'environ 12 ordres de grandeur entre 0 et  $4 \text{ fm}^{-1}$ . La section efficace la plus basse est proche de  $10^{-39} \text{ cm}^2/\text{sr}$ . De telles mesures sont évidemment très difficiles. Pour les effectuer on doit avoir une intensité d'électrons élevée (typiquement quelques dizaines de  $\mu\text{A}$  ou environ  $10^{14}$  particules/sec), une cible épaisse, un grand angle solide et surtout une très bonne réjection du bruit de fond. En effet, les sections efficaces de  $10^{-39} \text{ cm}^2/\text{sr}$  sont équivalentes (pour une installation typique de diffusion d'électrons) à quelques événements par jour. On doit pouvoir séparer ces événements des événements fortuits qui pourraient avoir lieu. Les expériences décrites ci-dessous ont été réalisées dans la salle expérimentale HE1 (fig. 4) auprès de l'accélérateur linéaire de Saclay. Les électrons sont analysés par un spectromètre magnétique et détectés dans quatre chambres à fils, deux rangées de scintillateurs et un Cerenkov. Le bruit de fond de ce système est réduit à des valeurs négligeables.

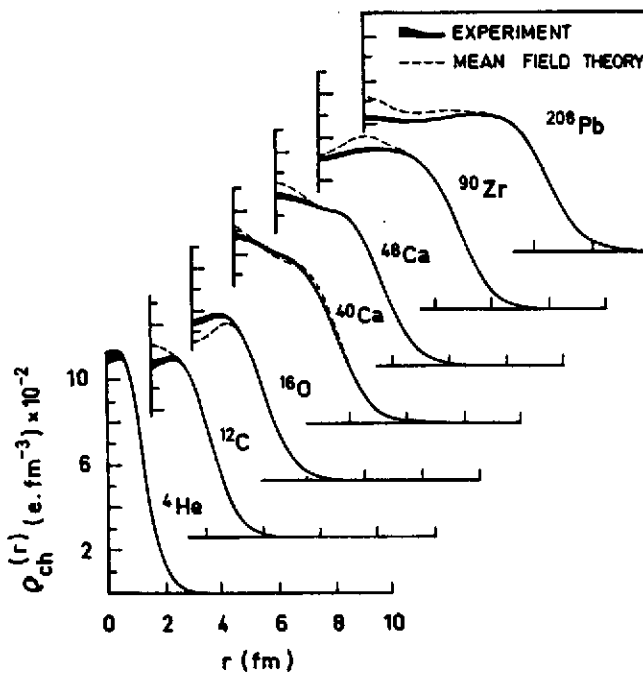


Fig. 3 - Distributions de charge déduites des expériences de diffusion d'électrons. Les courbes (—) tiennent compte des incertitudes expérimentales.

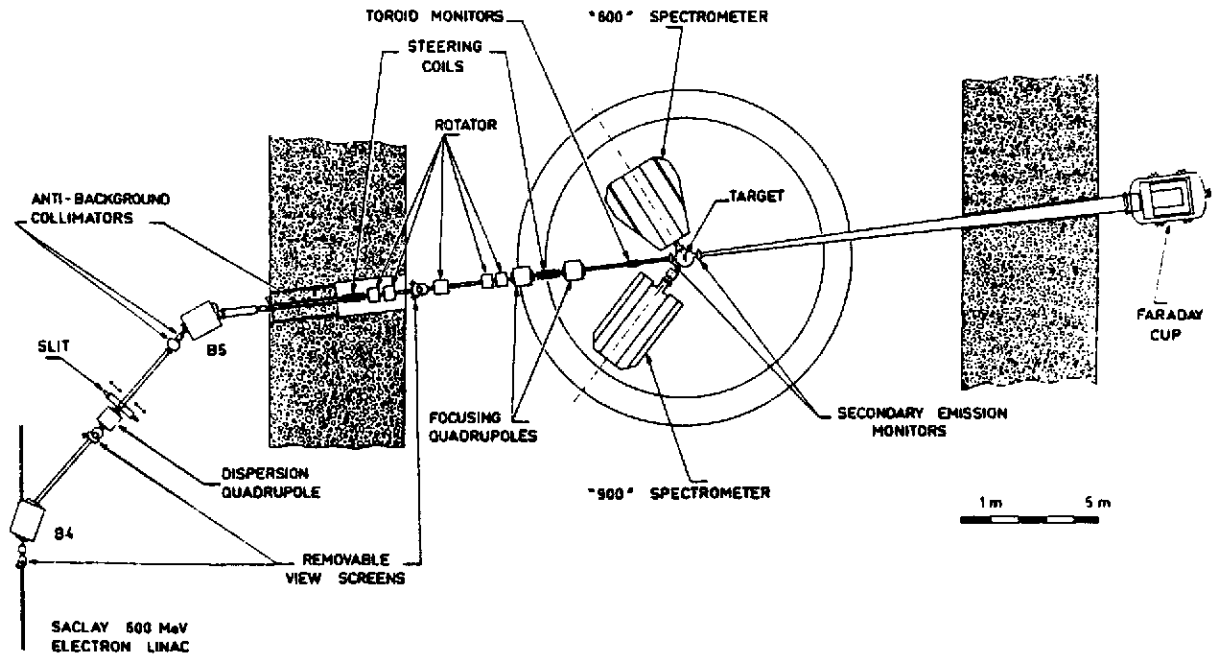


Fig. 4 - La salle expérimentale HEL.

### III. LA FONCTION DE STRUCTURE $A(q^2)$ DU DEUTERIUM

Le deutérium possède un moment angulaire total  $J_0=1$  dans son état fondamental. Trois facteurs de forme contribuent à la section efficace élastique. Les fonctions de structure et les facteurs de forme sont reliés par les égalités suivantes<sup>3</sup> :

$$A(q^2) = G_0^2(q^2) + \frac{8}{9} \eta^2 G_2^2(q^2) + \frac{2}{3} \eta G_1^2(q^2)$$

$$B(q^2) = \frac{3}{4} \eta(1 + \eta) G_1^2$$

$$\eta = \frac{q^2}{4M^2}$$

où les  $G_0$ ,  $G_1$  et  $G_2$  sont les facteurs de forme de charge, magnétique et quadrupolaire respectivement. En approximation d'impulsion chacun de ces facteurs de forme s'exprime comme :

$$G_0(q^2) = G_{ES}(q^2) C_E(q^2)$$

$$G_1(q^2) = \frac{M}{m} [G_{MS}(q^2) C_S(q^2) + G_{ES}(q^2) C_L(q^2)]$$

$$G_2(q^2) = G_{ES}(q^2) C_Q(q^2)$$

Ici  $G_{ES}(q^2)$  et  $G_{MS}(q^2)$  sont les facteurs de forme isoscalaires électrique et magnétique du nucléon,  $M$  et  $m$  sont les masses du deuton et du nucléon respectivement. Les quantités  $C_E(q^2)$ ,  $C_Q(q^2)$ ,  $C_S(q^2)$  et  $C_L(q^2)$  sont des intégrales sur les fonctions d'onde S et D du deutérium. On voit qu'en approximation d'impulsion, les facteurs de forme du deutérium ne dépendent que des facteurs de forme du nucléon libre et de l'interaction nucléon-nucléon utilisée pour calculer les fonctions d'onde. Le deutérium ayant un isospin  $T=0$ , tous les facteurs de forme élastiques sont des transi-

tions isoscalaires. Expérimentalement on sépare  $A(q^2)$  et  $B(q^2)$  en effectuant des mesures au même moment transféré  $q^2$  mais à des angles de diffusion  $\theta$  différents. Comme on peut le voir, mesurer  $B(q^2)$  revient à mesurer le facteur de forme magnétique  $G_1(q^2)$ . En revanche on ne peut séparer les facteurs de forme de charge  $G_0(q^2)$  et quadrupolaire  $G_2(q^2)$  qu'en faisant des mesures de polarisation. De telles mesures sont envisagées au laboratoire Bates-MIT (USA) pour la fin de l'année 1987.

A Saclay nous avons récemment mesuré  $A(q^2)$  [réf.<sup>4</sup>] dans la région en moment transféré allant de 1 à 18  $\text{fm}^{-2}$ . Dans cette région la contribution due au facteur de forme magnétique est négligeable. Les deux autres facteurs de forme dépendent, à travers  $G_{ES}$ , du facteur de forme électrique du neutron  $G_{EN}$ . (Rappelons que  $G_{ES} = G_{EP} + G_{EN}$ ). Les sections efficaces obtenues sont très précises ; la plupart des erreurs statistiques sont inférieures à 1 %. L'incertitude systématique est de 2 %. Les sections efficaces mesurées contiennent une contribution magnétique. Nous l'avons soustraite en utilisant un ajustement sur nos mesures antérieures de  $B(q^2)$ .

Nos mesures sur  $A(q^2)$  ne sont pas les premières. Les données antérieures<sup>6</sup> sont montrées sur la fig. 5 sous forme de déviations par rapport à la prédiction obtenue avec le potentiel de Paris<sup>7</sup>. Les autres courbes ont été obtenues en utilisant les potentiels nucléon-nucléon RSC [réf.<sup>8</sup>], Argonne V14 [réf.<sup>9</sup>], HMI [réf.<sup>10</sup>] et Bonn<sup>11</sup>, mais toujours le même facteur de forme électrique du neutron, celui de Galster et al.<sup>12</sup>. A  $q^2=15 \text{ fm}^{-2}$  ces prédictions diffèrent de 20 % environ. La précision des anciennes données n'est pas suffisante pour les séparer.

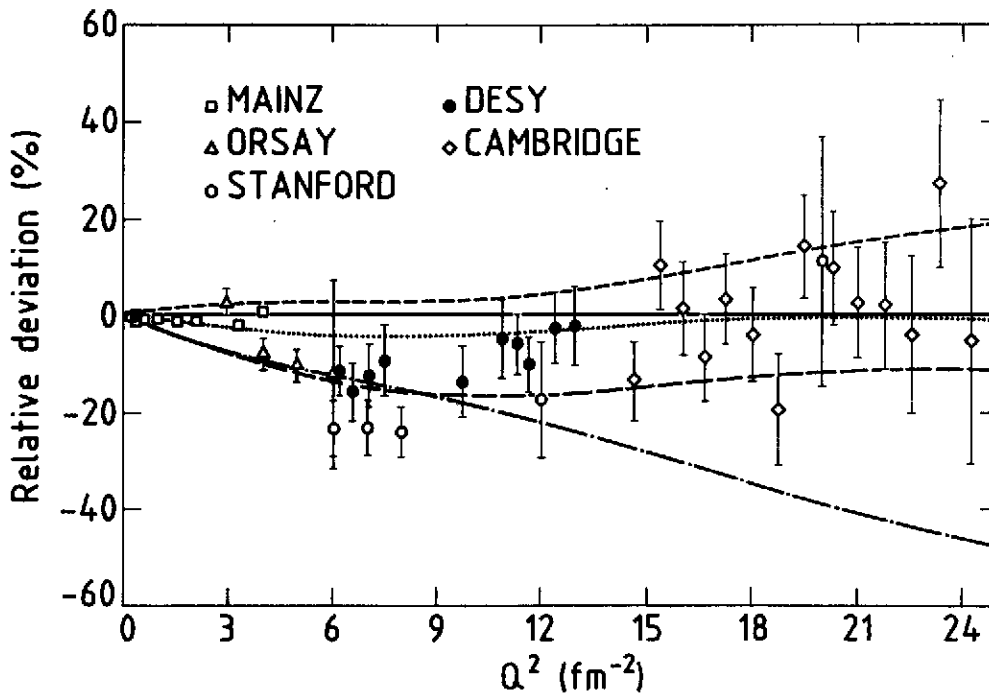


Fig. 5 - La fonction de structure  $A(q^2)$  du deutérium. Les données sont montrées comme des déviations par rapport à la prédiction obtenue avec le potentiel de Paris. Les autres prédictions ont été obtenues avec les potentiels RSC (---), Argonne V14 (...) HMI (— — —) et Bonn (-.-.-).

La fig. 6 montre les mesures effectuées à Saclay. On note que la précision expérimentale a été largement améliorée. Les données pourraient être maintenant utilisées pour choisir un potentiel nucléon-nucléon parmi ceux présentés sur la fig. 5. Cependant la fonction de structure  $A(q^2)$  dépend également du facteur de forme électrique du neutron. Pour estimer cette dépendance on a calculé  $A(q^2)$  en utilisant toujours le potentiel de Paris mais avec des paramétrisations différentes pour  $G_{EN}$  : celle de Galster et al.<sup>12</sup>, qui est notre référence, celles de Höhler et al.<sup>13</sup> et de



Gari et Krümpelmann<sup>14</sup>, ainsi que la valeur triviale  $G_{EN}=0$ . Ces différentes paramétrisations (fig. 7) donnent une idée des incertitudes actuelles sur le facteur de forme du neutron. En ce qui concerne  $A(q^2)$ , les différences obtenues à  $15 \text{ fm}^{-2}$  sont d'environ 50 %, à comparer avec les 20 % trouvés précédemment.

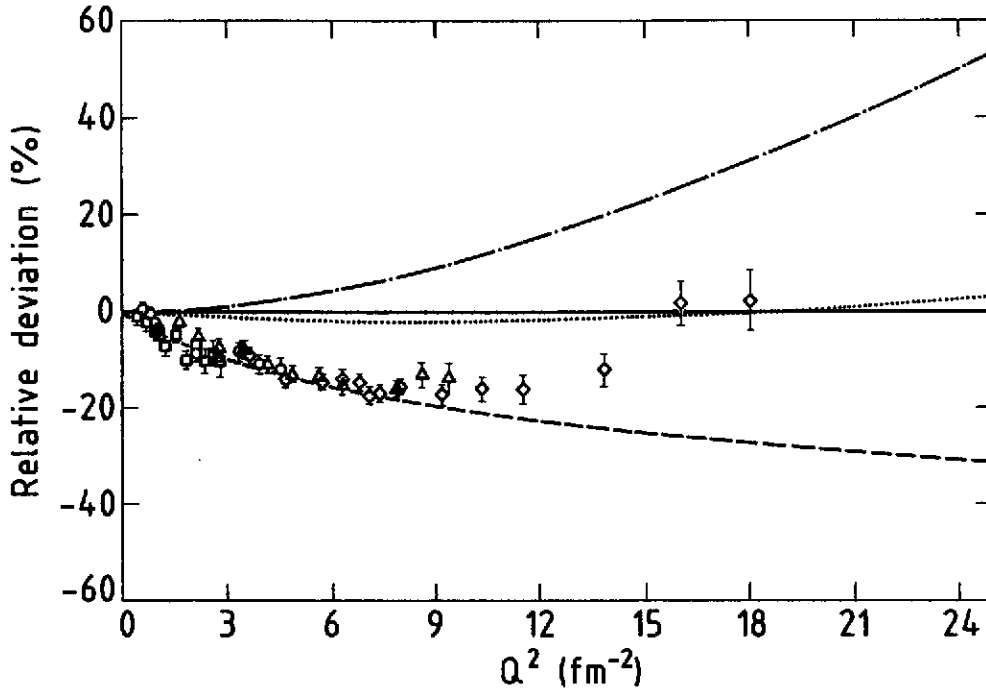


Fig. 6 - Les nouvelles données sur  $A(q^2)$ , montrées comme des déviations par rapport à la prédiction obtenue avec le potentiel de Paris et la paramétrisation de Galster pour  $G_{EN}$ . Les autres courbes ont été calculées avec les paramétrisations de Höhler et al.(...), Gari et Krümpelmann (-.-.-) et avec  $G_{EN}=0$ .

Pour déterminer la fonction d'onde du deuton on résout l'équation de Schrödinger qui est non-relativiste. Ce n'est que récemment qu'on a entrepris des calculs permettant de déterminer les effets relativistes sur les fonctions de structure du deutérium. La fig. 8 montre les calculs relativistes de Zuilhof et Tjon<sup>15</sup> et de Arnold, Carlson et Gross<sup>16</sup>. Sur cette figure on a tracé le rapport entre le calcul total et celui obtenu dans la limite non relativiste. On constate que les effets relativistes dans cette région sont faibles, de l'ordre de 10 %, et que les deux calculs prédisent des résultats quasiment identiques.

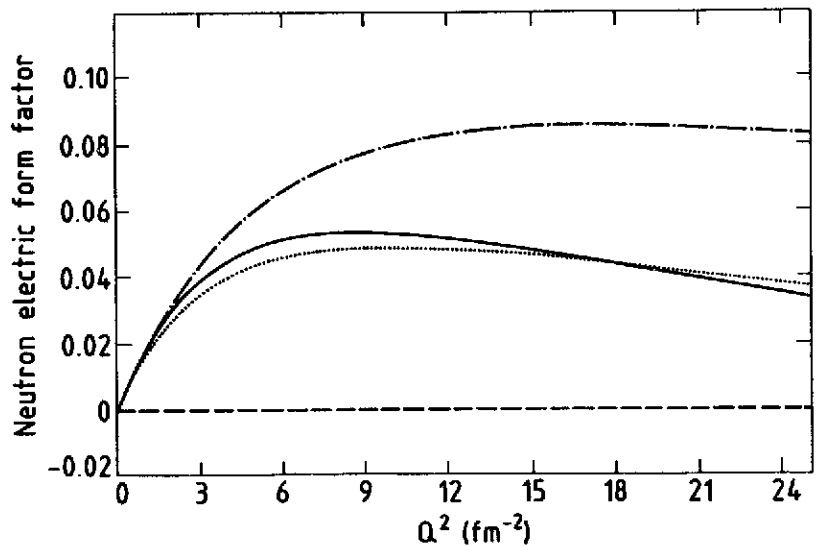


Fig. 7 - Le facteur de forme électrique du neutron, calculé par Galster et al.(—), Höhler et al.(...) et Gari et Krümpelmann (-.-.-).

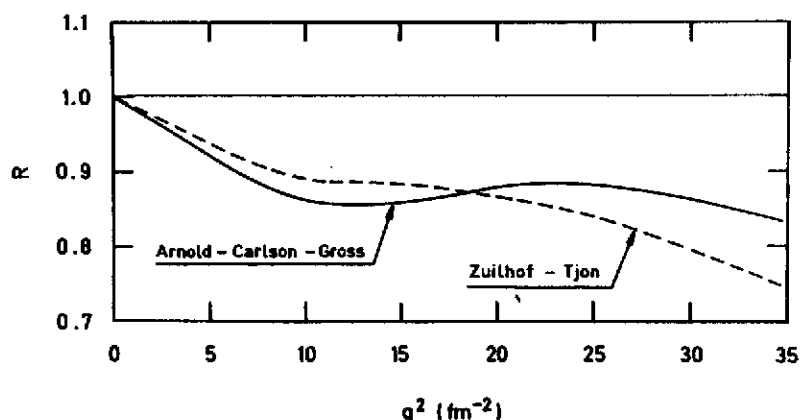


Fig. 8 - Rapport entre calcul relativiste et limite non relativiste pour les prédictions de Zuilhof et Tjon (---) et Arnold, Carlson et Gross (—).

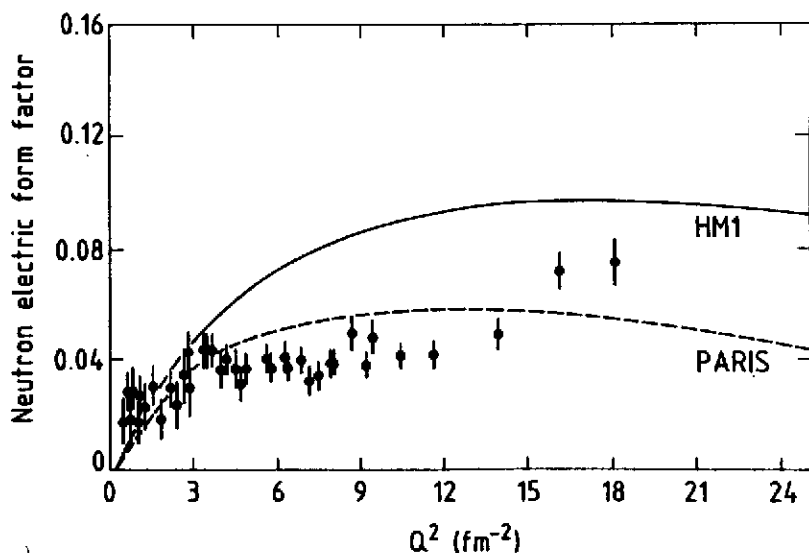


Fig. 9 - Facteur de forme électrique du neutron, déduit des données de Saclay, en utilisant le potentiel de Paris. La courbe (---) est le meilleur ajustement à ces données. La courbe (—) représente le meilleur ajustement, obtenu en utilisant le potentiel HM1.

On constate que la précision expérimentale est maintenant meilleure que la dépendance en modèle du facteur de forme. Les résultats ci-dessus montrent qu'à défaut de pouvoir déduire le facteur de forme du neutron, les données dont on dispose maintenant permettent de le corrélérer très fortement au potentiel nucléon-nucléon utilisé.

#### IV. L'ELECTRODESINTEGRATION DU DEUTON AU SEUIL

L'électrodésintégration du deutérium au seuil et aux angles proches de 180° est devenu maintenant l'exemple classique de processus dominé par les courants d'échange de mésons. Désintégrer le deutérium "au seuil" signifie qu'on sélectionne l'état  $^1S_0$  pour les nucléons non-liés. La transition vers cet état domine la section efficace expérimentale pour des énergies relatives neutron-proton proches de zéro. Comme le deutérium a un moment angulaire total  $J_0=1$ , la transition vers

De cette analyse il résulte que la fonction de structure  $A(q^2)$  est essentiellement sensible au facteur de forme électrique du neutron et dans une moindre mesure au potentiel nucléon-nucléon utilisé pour calculer la fonction d'onde du deuton. Par conséquent on peut, au prix d'hypothèses sur la fonction d'onde, déterminer le facteur de forme du neutron à partir de nos données. Pour ce faire on "corrigé" d'abord les données expérimentales pour les effets relativistes d'après la réf. 15. On soustrait ensuite la contribution due à la structure du deuton, en calculant les intégrales  $C_E$  et  $C_Q$  ci-dessus à l'aide du potentiel de Paris. Cette procédure permet d'obtenir le facteur de forme isoscalaire du nucléon. Il ne reste plus qu'à soustraire le facteur de forme électrique du proton, qui est expérimentalement bien connu<sup>17</sup>. Le facteur de forme du neutron ainsi déduit est montré sur la fig. 9. La courbe (---) est un ajustement sur ces données obtenu en utilisant la formulation de Galster et al.<sup>12</sup>. Pour estimer la dépendance en modèle de ces résultats on a effectué la même analyse avec le potentiel HM1 ; le meilleur ajustement sur les données obtenues à partir de ce potentiel est représenté par la courbe (—). On constate que la précision expérimentale est maintenant meilleure que la dépendance en modèle du facteur de forme. Les résultats ci-dessus montrent qu'à défaut de pouvoir déduire le facteur de forme du neutron, les données dont on dispose maintenant permettent de le corrélérer très fortement au potentiel nucléon-nucléon utilisé.

un état  $J=0$  est une transition magnétique de multipolarité 1 (M1). C'est également une transition isovectorielle car la paire neutron-proton change d'isospin. Expérimentalement on doit se placer à des angles proches de  $180^\circ$  pour favoriser la partie magnétique de la section efficace. La fig. 10 montre un spectre expérimental obtenu à  $155^\circ$  et à 300 MeV. On différencie très nettement le pic élastique du pic d'électrodésintégration, situé au seuil de cassure du deuton (2,2 MeV). La largeur des pics est due à la résolution finie du système de détection. La section efficace d'électrodésintégration a été mesurée<sup>18</sup> toujours au même angle de diffusion ( $\theta=155^\circ$ ), mais à des énergies incidentes différentes. L'énergie la plus élevée (700 MeV) correspond à une impulsion transférée de  $28 \text{ fm}^{-2}$ .

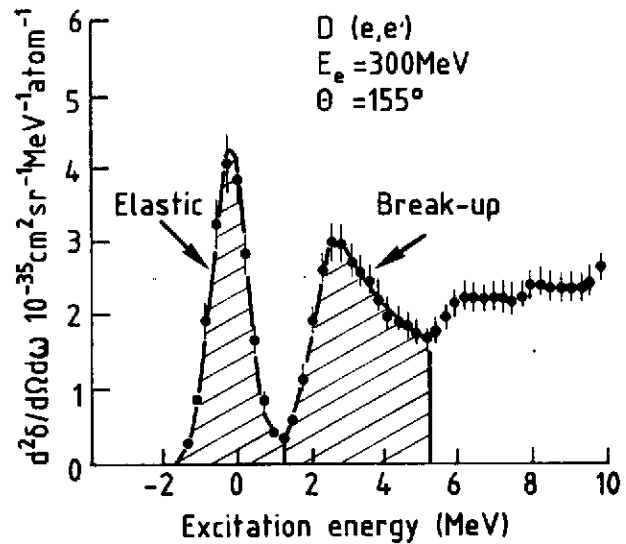


Fig. 10 - Spectre expérimental de diffusion d'électrons sur le deutérium.

La fonction d'onde du deuton à deux états de moment angulaire relatif  $L=0$  (état  $^3S_1$ ), et  $L=2$  (état  $^3D_1$ ). La section efficace purement nucléonique est proportionnelle au carré de la somme des amplitudes de transitions  $^3S_1 \rightarrow ^1S_0$  et  $^3D_1 \rightarrow ^1S_0$ . Or, ces deux amplitudes ont des signes opposés et s'annulent autour de  $12 \text{ fm}^{-2}$ . Ceci est montré sur la fig. 11. La section efficace purement nucléonique présente un minimum d'interférence dans cette région. Expérimentalement un tel minimum n'est pas observé. Les sections efficaces mesurées<sup>18</sup> (fig. 12) sont entre 10 et 100 fois plus élevées que les sections efficaces théoriques. Ce désaccord ne peut être expliqué qu'en considérant les contributions dues aux courants d'échange de mésons entre les nucléons. Des calculs tenant compte des courants d'échange ont été effectués par Hockert et al.<sup>19</sup>, Lock et Foldy<sup>20</sup>, Leidemann et Arenhövel<sup>21</sup> et Mathiot<sup>22</sup>. Le calcul de la réf. 22 tient compte des échanges de  $\pi$  et de  $\rho$ , ainsi que la création d'isobars virtuels  $\Delta$ . L'effet de chacun de ces ingrédients est montré sur la fig. 12. La contribution dominante provient de l'échange de pions. Autour de  $12 \text{ fm}^{-2}$  cette contribution est suffisante pour expliquer le comportement de la section efficace. A son tour elle interfère destructivement avec l'amplitude purement nucléonique vers  $25 \text{ fm}^{-2}$ . Dans cette région on obtient un bon accord avec l'expérience en prenant en compte l'échange de  $\rho$ , ainsi que la création d'isobars  $\Delta$  (fig. 12).

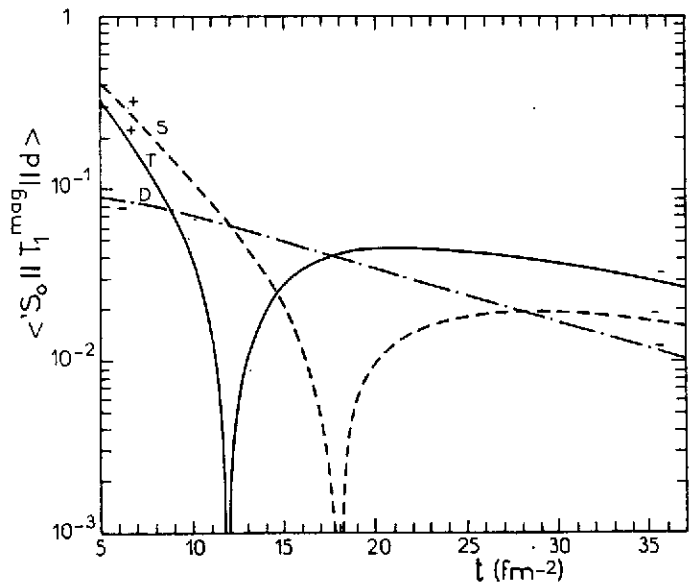


Fig. 11 - Amplitudes de transition à 1 corps vers l'état  $^1S_0$  [réf. 22]. La courbe (---) représente l'amplitude due à l'état  $^3S_1$  et la courbe (---) l'amplitude due à l'état  $^3D_1$ . Leur somme est représentée par le trait plein (—).

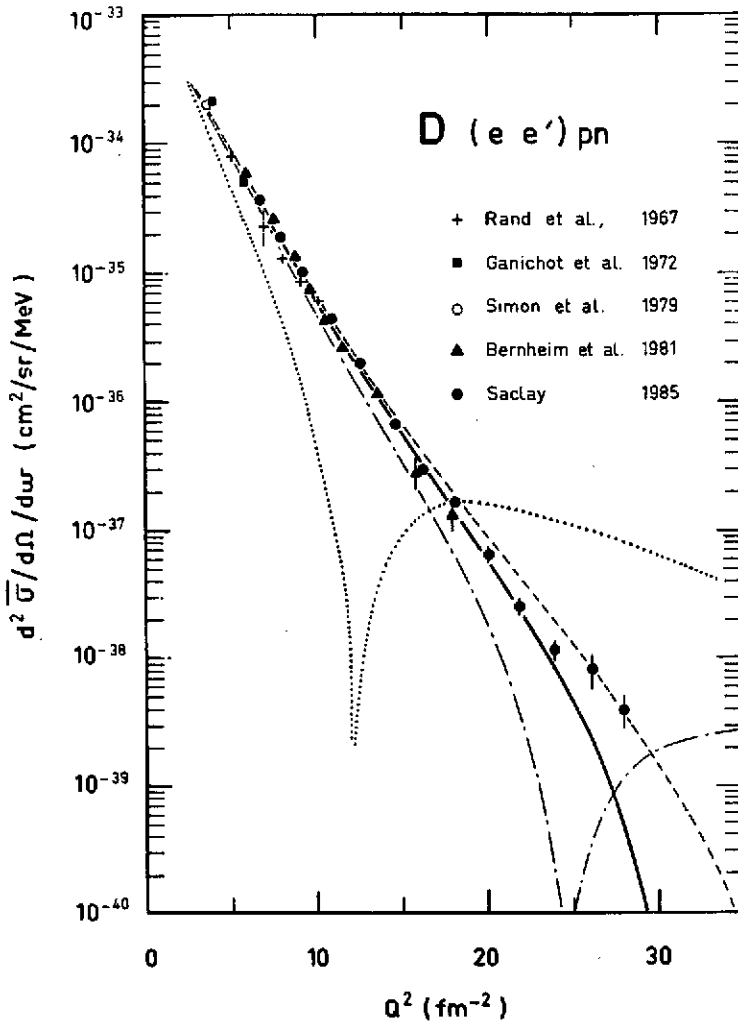


Fig. 12 - Sections efficaces expérimentales. La courbe (...) a été calculée en approximation d'impulsion. La courbe (-.-) contient les contributions dues à l'échange d'un pion. La courbe (---) contient aussi l'échange du  $\rho$ . Le résultat total (—) est obtenu en ajoutant la contribution de l'isobar  $\Delta$ . (Calculs de la réf. 22).

sons joue aussi un rôle important. D'habitude on tient compte de cet effet en utilisant des facteurs de forme hadroniques de la forme :

$$F_{\pi NN}(q^2) = \frac{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2}{\Lambda_\pi^2 + q^2}$$

où  $\Lambda_\pi$  est un paramètre phénoménologique. Ce facteur de forme est relié aux dimensions de la région d'interaction. Dans la réf. 22  $\Lambda_\pi$  a été fixé à 1,2 GeV, ce qui correspond à un rayon de 0,5 fm. On peut s'affranchir d'un choix a-priori de ce facteur de forme en déterminant les opérateurs courants d'échange directement à partir du potentiel nucléon-nucléon. Riska<sup>23</sup> et Buchmann et al.<sup>24</sup> ont utilisé le potentiel de Paris pour déterminer les opérateurs correspondant aux échanges de  $\pi$  et de  $\rho$ . Les facteurs de forme hadroniques sont implicitement contenus dans les opérateurs ainsi calculés. Les calculs effectués suivant cette méthode donnent des résultats presque identiques à ceux déjà montrés<sup>21,22</sup> (fig. 13).

Les opérateurs utilisés pour calculer la contribution due aux courants d'échange (ou courants à deux corps) contiennent le facteur de forme isovectoriel du nucléon libre. Ce facteur de forme doit être choisi de manière à ce que les courants à un et deux corps satisfassent à la condition d'invariance de jauge. Dans un cadre non-relativiste ce choix pose quelques problèmes théoriques. Le calcul montré sur la fig. 12 a été effectué en utilisant le facteur de forme  $F_1$ , alors que les auteurs de la réf. 21 prescrivent  $G_E$ . Comme ces deux facteurs de forme sont reliés par la relation  $G_E = F_1 - (q^2/4M^2)F_2$ , leur différence augmente avec  $q^2$ . Les sections efficaces calculées à l'aide de  $G_E$  (fig. 13) dévient sensiblement des données expérimentales au delà de 15 fm<sup>-2</sup>. Le même calcul effectué avec  $F_1$  restaure le bon accord avec l'expérience. Les auteurs de la réf. 21 ont également calculé les transitions vers des états finaux autres que l'état  $^1S_0$ . Ces contributions, bien que faibles, expliquent une partie de la légère différence avec le calcul de la réf. 22, observée pour les moments transférés élevés.

A grand transfert d'impulsion la taille finie de la région d'interaction entre les nucléons et les mé-

Les calculs présentés sur la fig. 13 contiennent, en plus de l'échange de pions, des contributions de plus courte portée comme l'échange de mésons  $\rho$  et la création d'isobars  $\Delta$ . Brown et Rho<sup>25</sup> ont noté que les termes de courte portée sont annulés par l'effet du facteur de forme hadronique. Seuls les termes pioniques subsistent. Ces termes ont l'avantage de pouvoir être calculés dans l'approche dite "de pions mous" basée sur les conséquences de la symétrie chirale. Cependant on s'attend à ce que ces théorèmes de basse énergie ne soient valables que dans une région en transfert limitée, compatible avec la masse du pion. Or, il se trouve que la contribution des pions mous est suffisante pour expliquer la section efficace d'électrodésintégration au seuil dans toute la gamme en transfert couverte par l'expérience (fig. 14). Cette observation a amené Rho<sup>26</sup> à formuler l'hypothèse du filtre chirale. D'après cette hypothèse les contributions autres que les pions mous tendent à s'annuler pour les processus où les courants d'échange sont de même ordre de grandeur que la contribution à un corps. C'est bien le cas des transitions magnétiques isovectorielles M1, dont les facteurs de forme magnétiques des noyaux  $^3\text{He}$  et  $^3\text{H}$  font également partie. Ces facteurs de forme sont expérimentalement connus jusqu'à  $q^2=30 \text{ fm}^{-2}$ . Une fois encore les termes de pions mous seuls ajoutés à la contribution à un corps, sont suffisants pour expliquer les données. S'il n'est pas fortuit, le succès de l'hypothèse du filtre chirale reste actuellement un mystère.

## V. CONCLUSION

Nous avons présenté ici une partie des résultats de diffusion élastique d'électrons sur les noyaux légers obtenus à Saclay. L'existence de calculs "exacts" pour ces noyaux facilite beaucoup l'interprétation des résultats. Nous avons montré que la mesure de sections efficaces précises permet de mieux cerner les problèmes d'interprétation théorique. C'est le cas de la fonction de structure  $A(q^2)$  du deuton dont on peut, au prix de quelques hypothèses, extraire le facteur de forme électrique du neutron. Nous avons aussi montré que la diffusion d'électrons fournit la preuve la plus convaincante de l'existence de courants d'échange dans les noyaux. Ces courants d'échange sont actuellement un fait expérimental clairement établi. Ils sont nécessaires pour

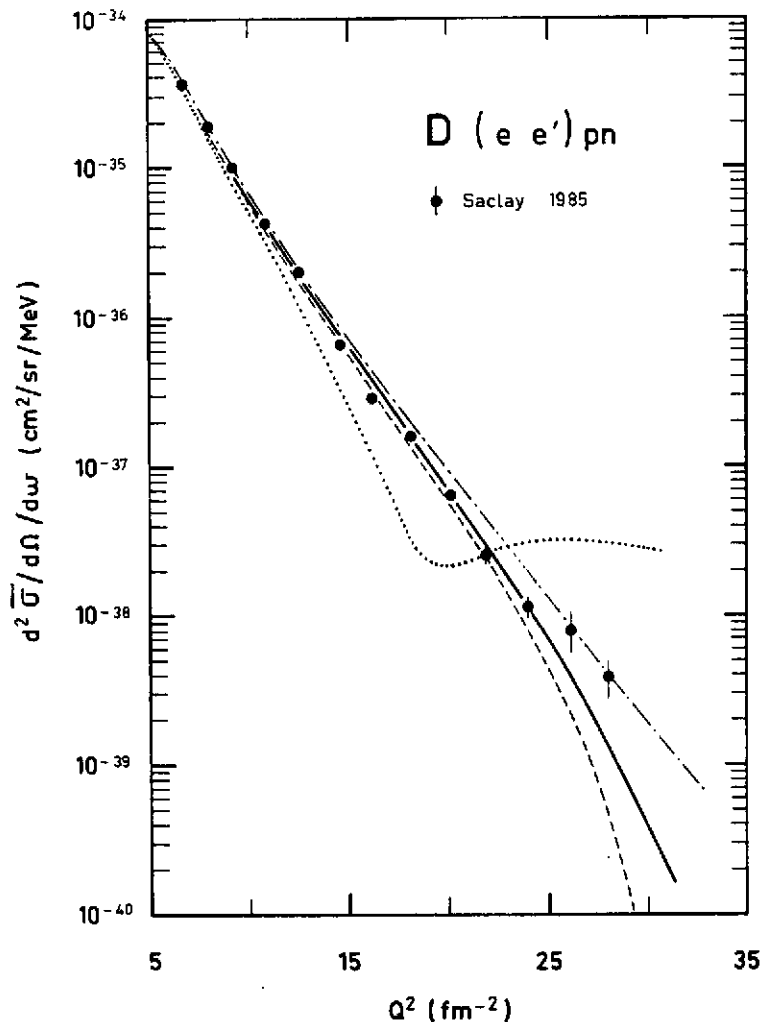


Fig. 13 - Comparaison des données avec les différentes prédictions théoriques. Les prédictions de Mathiot (---), Riska (—) et Leidemann et Arenhövel (-.-) ont été calculées en utilisant le facteur de forme  $F_1$ . Le calcul (...) de Leidemann et Arenhövel a été effectué en utilisant  $G_E$ .

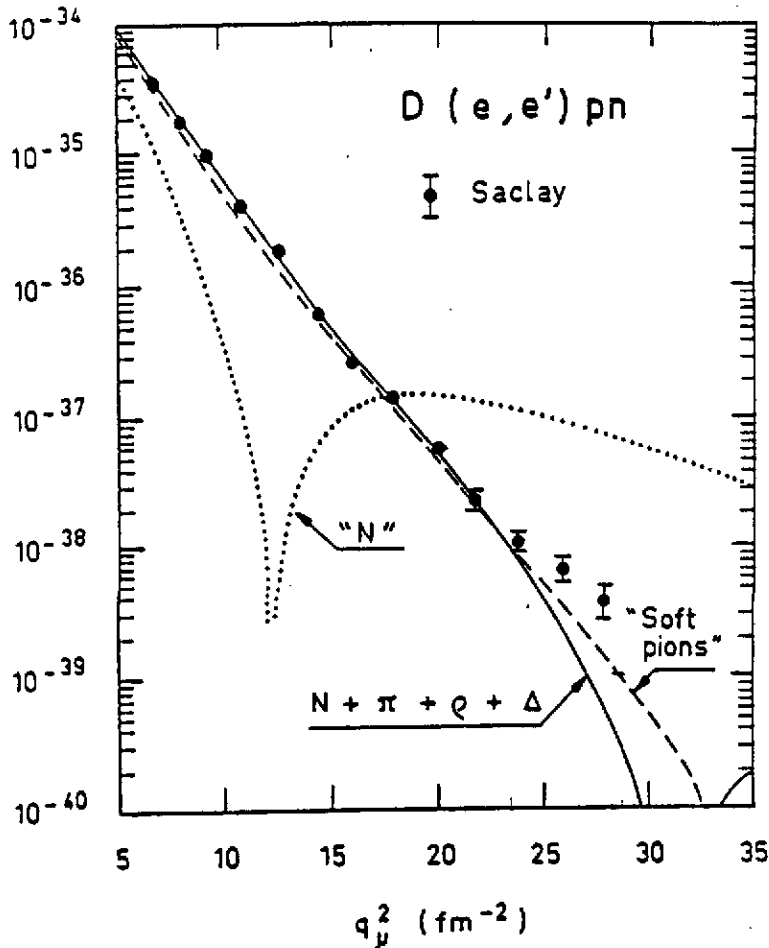


Fig. 14 - Comparaison entre le résultat total (---) et celui obtenu en ne tenant compte que des termes de pions mous (—).

#### Références

1. T.W. Donnelly and J.D. Walecka, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **25** (1975) 329.
2. B. Frois et al., *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 152.
3. E. Lomon, *Ann. Phys.* **125** (1980) 309.
4. H. Hachemi et al., à paraître dans *Few-Body systems*.
5. S. Auffret et al., *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 649.
6. G.G. Simon, Ch. Schmitt and V.H. Walther, *Nucl. Phys.* **A364** (1981) 285 ;  
D. Benaksas, D. Drickey and D. Frèrejacque, *Phys. Rev.* **148**, (1966) 1327;  
S. Galster, H. Klein, J. Moritz, K.H. Schmidt, D. Wegener and J. Bleckwenn, *Nucl. Phys.* **B32** (1971) 221 ;  
C.D. Buchanan et M.R. Yearian, *Phys. Rev. Lett.* **15**, (1965) 305 ;  
J.E. Elias, J.I. Friedman, G.C. Hartmann, H.W. Kendall, P.N. Pire, M.R. Sogard, L.P. Van Speybroeck and J.K. de Pagter, *Phys. Rev.* **177**, (1969) 2075 ;  
R.G. Arnold, B.T. Chertok, E.B. Dally, A. Grigorian, C.L. Jordan, W.P. Schütz, R. Zdanko, F. Martin and B.A. Mecking, *Phys. Rev. Lett.* **35**, (1975) 776.
7. M. Laconbe, B. Loiseau, R. Vinh Mau, J. Côté, P. Pirès and R. de Tournell, *Phys. Lett.* **101B** (1981) 139 ;
8. R.V. Reid, *Ann. Phys. (N.Y.)* **48**, (1968) 94.

expliquer un grand nombre d'observables. En ce qui concerne les transitions isovectorielles, les courants d'échange semblent bien compris, du moins pour la forme des opérateurs à utiliser. L'ambiguïté provenant du facteur de forme électromagnétique à utiliser pour satisfaire l'invariance de jauge ne pourra donner lieu à un consensus que si elle est résolue dans le cadre d'un traitement relativiste. On remarquera aussi que, pour expliquer les résultats expérimentaux, nous n'avons pas eu besoin d'introduire des degrés de liberté de quarks. En dessous de  $1 \text{ (GeV/c)}^2$  les calculs classiques, tenant compte des nucléons et des mésons, sont généralement suffisants pour interpréter les données observées. Poursuivre les expériences actuelles à des moments transférés encore plus élevés (distances plus courtes) permettra de trouver les limites des descriptions actuellement utilisées. C'est l'un des grands défis de la physique nucléaire pour la prochaine décennie.

9. R.B. Wiringa, R.A. Smith and T.T. Ainsworth, Phys. Rev. C29, (1984) 1207.
10. K. Holinde et R. Machleidt, Nucl. Phys. A247, (1975) 495.
11. R. Machleidt, K. Holinde and C. Elster, Phys. Rep. 149, (1987) 1.
12. S. Galster et al., Nucl. Phys. B32, (1971) 221.
13. G. H8hler, E. Pietarinen, I. Sabba-Stefanescu, F. Borkowski, G.G. Simon, V.H. Walther and R.D. Wending, Nucl. Phys. B114, (1976) 505.
14. M. Gari and W. Krümpelmann, Phys. Lett. 141B, (1984) 295.
15. M. Zuilhof and J. Tjon, Phys. Rev. C24, (1981) 736.
16. R.G. Arnold, C.E. Carlson and F. Gross, Phys. Rev. C21, (1980) 1426.
17. G.G. Simon et al., Nucl. Phys. A333 (1980) 381.
18. S. Auffret et al., Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1362.
19. J. Hockert et al., Nucl. Phys. A217 (1973) 14.
20. J.A. Lock and L.L. Foldy, Ann. Phys. 93 (1975) 276.
21. W. Leidemann and H. Arenhövel, Nucl. Phys. A393 (1983) 385.
22. J.F. Mathiot, Nucl. Phys. A412 (1984) 201.
23. D.O. Riska, Physica Scripta 31 (1985) 471.
24. A. Buchmann et al., Nucl. Phys. A443 (1985) 726.
25. G.E. Brown and M. Rho, Comm. Nucl. Part. Phys. 10 (1981) 201.
26. M. Rho, Annual Rev. Nucl. Part. Sci. 34 (1984) 531.