



**HAL**  
open science

## Etude de l'interaction p-noyau

M.C. Lemaire

► **To cite this version:**

M.C. Lemaire. Etude de l'interaction p-noyau. École thématique. Ecole Joliot Curie "La matière nucléaire dans tout ses états", Bombannes, (France), du 16-20 septembre 1985: 4ème session, 1985. cel-00644019

**HAL Id: cel-00644019**

**<https://cel.hal.science/cel-00644019>**

Submitted on 23 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.

ÉTUDE DE L'INTERACTION  $\bar{p}$ -NOYAU

M.C. LEMAIRE

Service de Physique Nucléaire à Moyenne Energie, CEN Saclay

Résumé : Les progrès récents effectués dans la compréhension de l'interaction antiproton-noyau sont présentés à partir de quelques résultats expérimentaux obtenus à LEAR. Un intérêt tout particulier sera porté à l'expérience PS184 dont le but fut d'étudier l'interaction antiproton-noyau dans trois voies exclusives : la diffusion élastique, inélastique et la réaction d'éjection ( $\bar{p}$ , p). On soulignera comment les informations extraites dépendent des qualités du faisceau fourni par LEAR et des équipements expérimentaux qui y sont installés. L'analyse en modèle optique de la diffusion élastique montre que le potentiel antiproton-noyau est fortement absorbant et faiblement attractif. Les calculs microscopiques de diffusion élastique reproduisent relativement bien les données expérimentales. Sur le  $^{12}\text{C}$  et à environ 500 MeV/c de faibles asymétries ont été mesurées par l'expérience PS172. Elles sont aussi en faveur des prédictions effectuées avec l'interaction élémentaire de Dover-Richard par rapport à celles prévues par le potentiel de Paris. Des mesures de diffusion inélastique ont été effectuées sur le  $^{12}\text{C}$  à 300 et 600 MeV/c. Elles sont bien décrites par les calculs microscopiques où elles testent essentiellement la partie centrale de l'interaction moyennée sur le spin et l'isospin. Théoriquement, les sections efficaces des niveaux  $1^+$  du  $^{12}\text{C}$  à 12,7 MeV et 15,1 MeV peuvent contraindre certains termes de l'interaction élémentaire. Expérimentalement, la résolution accessible n'a pas permis d'atteindre cet objectif. La réaction d'éjection ( $\bar{p}$ , p) a été étudiée dans le but de former, s'ils existent, des états liés  $\bar{p}$ -noyau. On discutera des raisons pour lesquelles aucune des structures recherchées n'a été observée.

Abstract : Recent progresses obtained in the understanding of antiproton nucleus interaction are presented. A particular interest is devoted to the results of the PS184 experiment, in which three exclusive channels have been studied : elastic and inelastic scattering and the knock-out reaction  $A(\bar{p}, p)$ . Special emphasis will be put on the relationship between the informations obtained, the quality of the beam delivered by LEAR and the experimental equipments which are installed. The optical model analysis of elastic scattering establishes that the antiproton-nucleus potential is strongly absorptive and weakly attractive. Microscopic calculations of elastic scattering describe fairly well the experimental data. Double scattering measurements from  $^{12}\text{C}$  around 500 MeV/c of experiment PS172 show very small asymmetries. These results agree fairly with the prediction of Dover-Richard, while the Paris potential gives too large asymmetries. Inelastic scattering has been measured at 300 and 600 MeV/c to collective states of  $^{12}\text{C}$ . They are fairly well described by microscopic calculations which show that, like elastic scattering, they essentially test the central part of the interaction averaged on spin and isospin. Theoretically, the cross sections to the  $1^+$  states at 12.7 and 15.1 MeV of  $^{12}\text{C}$  depend strongly on the elementary interaction. Experimentally, lack of experimental resolution prevents to achieve that objective. The knock-out reaction ( $\bar{p}$ , p) has been studied with the aim to form  $\bar{p}$ -nucleus bound states. No evidence for such states has been found, the physical reasons will be discussed.

Le but de ce séminaire est de décrire et discuter quelques mesures expérimentales, effectuées auprès de l'accélérateur LEAR du CERN, qui ont contribué à la connaissance de l'interaction anti-proton noyau. Une place importante sera consacrée aux résultats de l'expérience PS 184 1-10 dans laquelle furent mesurées les voies exclusives suivantes :

la diffusion élastique  $A(\bar{p}, \bar{p})A$

la diffusion inélastique  $A(\bar{p}, \bar{p})A^*$

la réaction d'éjection  $A(\bar{p}, p)$

Au cours de l'introduction (chapitre I) nous verrons qu'avant LEAR l'interaction antiproton-noyau était très mal connue. Au chapitre II une description succincte du dispositif expérimental de l'expérience PS 184 sera faite avant de présenter les résultats relatifs aux mesures de diffusion élastique. Ils seront discutés au chapitre III à la lumière des deux types d'analyse effectuée : l'une phénoménologique en terme de modèle optique pour déterminer les propriétés globales du potentiel  $\bar{p}$  noyau, l'autre microscopique utilisant des amplitudes élémentaires  $\bar{N}N$  théoriques. De la mesure de l'asymétrie par double diffusion effectuée dans l'expérience PS 172 (réf.<sup>11</sup>) on déterminera l'importance du potentiel spin-orbite  $\bar{p}$  noyau. Les qualités du faisceau délivré par LEAR permettent aux expériences PS176 (réf.<sup>12</sup>) et PS186 (réf.<sup>13</sup>) de mesurer les transitions X des atomes antiprotoniques avec des précisions bien supérieures à ce qui avait pu être effectué jusqu'alors. Les contraintes ainsi apportées au potentiel antiproton noyau seront discutées au chapitre IV. Les mesures de sections efficaces différentielles de diffusion inélastique ont été effectuées vers deux classes d'états : les niveaux collectifs et les états de parité non naturelle. Nous pourrons ainsi comparer (chapitre V) les sélectivités de l'antiproton et du proton en tant que sondes nucléaires, et voir comment les observations expérimentales peuvent être reliées aux propriétés de l'interaction élémentaire  $\bar{N}N$ . La réaction d'éjection  $(\bar{p}, p)$  a pour but essentiel de former, s'ils existent des états liés  $\bar{p}$ -noyau. Les raisons pour lesquelles on n'a pas observé de structure correspondant aux états recherchés seront discutées (chapitre VI). Les principales conclusions seront données au chapitre VII.

## I. MOTIVATIONS

Un bilan rapide de l'état des connaissances sur l'interaction élémentaire et l'interaction antiproton noyau avant LEAR montre clairement l'intérêt des mesures effectuées depuis la mise en route de cet accélérateur. Dans la gamme des impulsions étudiées 300-600 MeV/c l'antiproton se distingue du proton par la valeur élevée des sections efficaces totales élémentaires. Il en résulte un très faible libre parcours moyen dans la matière nucléaire (0.5 - 1 fm). De plus, la valeur élevée de la section efficace d'annihilation ( $\frac{2}{3}\sigma_{\text{tot}}$ ) réduit considérablement la probabilité de rediffusion. Le mécanisme de diffusion  $\bar{p}$  noyau est donc plus simple que celui proton noyau puisqu'il n'y a pas à considérer l'antisymétrisation. L'antiproton apparaît ainsi comme une sonde très propre de la surface du noyau. Comme l'antiproton est l'antiparticule du proton, la partie à moyenne et longue portée de l'interaction élémentaire  $\bar{N}N$  se déduit de celle décrivant l'interaction  $NN$  par G parité. La partie à courte portée est traitée phénoménologiquement, néanmoins cela a peu d'importance car la présence d'une absorption forte reflétant l'annihilation rend les observables  $\bar{N}N$  insensibles à cette partie à courte portée. Un point plus fondamental est la description de l'annihilation qui intervient dans l'interaction  $\bar{N}N$ . Par ordre chronologique on peut comparer les caractéristiques des trois potentiels les plus récents. Dover et Richard<sup>14</sup> prennent un potentiel de Woods-Saxon avec parties réelles et imaginaires ; les profondeurs et la portée du puits sont ajustées pour décrire au mieux les données expérimentales relatives aux sections efficaces totales. Néanmoins, des mesures de section efficace différentielle de diffusion élastique  $\bar{p}p$  aux angles arrière<sup>15</sup>, effectuées postérieurement, révèlent les insuffisances du modèle. Le groupe de Paris<sup>16</sup> utilise un potentiel (uniquement imaginaire) de courte portée dépendant du spin, de l'isospin et de l'énergie. Le grand nombre de paramètres libres, ainsi que le peu de données disponibles avant la mise en route de LEAR, suggère que la combinaison de ces paramètres n'est pas unique. Ce potentiel a une très forte dépendance en spin et isospin. Une première tentative de description microscopique de l'annihilation utilisant le modèle des canaux couplés où les canaux considérés sont ceux à deux mésons effectifs (effectif signifiant que les canaux à plus de deux particules sont remplacés par une combinaison de canaux à deux particules) a été effectuée par le groupe de Nimègue<sup>17</sup>. Ce potentiel d'annihilation dépend de l'isospin et peu du spin. Les observables qui permettront de distinguer au mieux ces trois modèles sont les variables dépendantes du spin, telles que la polarisation  $P(\theta)$  de la diffusion  $\bar{p}p$  près de 90° c.m. (réf.<sup>18</sup>).

En ce qui concerne l'interaction antiproton noyau de basse énergie très peu d'informations existaient avant LEAR. Les données expérimentales étaient rares et de qualité médiocre. Elles consistaient essentiellement en des données de chambre à bulles<sup>19</sup>, de sections efficaces de réaction<sup>20</sup>, des déplacements et largeurs des transitions X des atomes antiprotoniques<sup>21</sup>. L'analyse de ces données<sup>22</sup> a conduit à deux types de potentiel : l'un à forte attraction réelle (type S) et faible absorption, l'autre consiste à une attraction réelle faible et une forte absorption (type D)(fig. 1). Les distributions angulaires de diffusion élastique prédites à partir de ces deux types

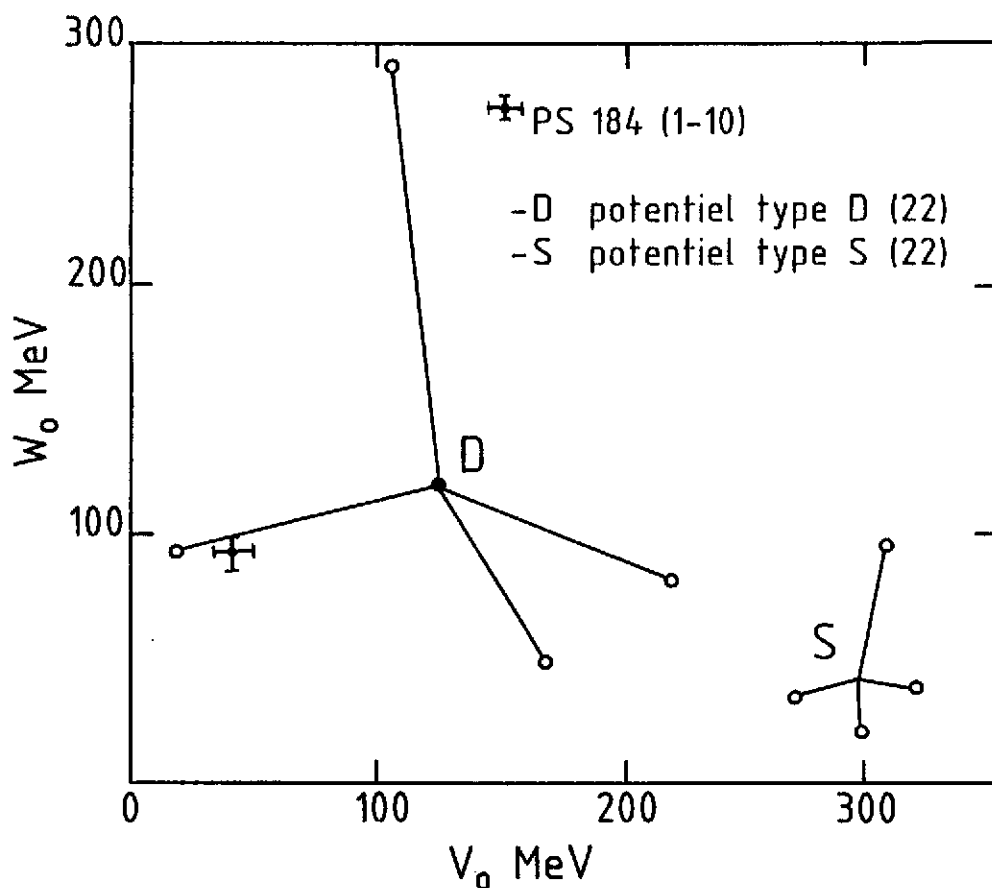


Fig. 1. Comparaison entre les profondeurs ( $v_0$ ) et ( $w_0$ ) des puits réel et imaginaire du potentiel optique qui reproduit la diffusion élastique  $\bar{p}^{-12}\text{C}$  à 46,8 MeV aux valeurs déduites des anciennes données sur les atomes antiprotoniques<sup>22</sup>.

de potentiel ont des comportements très différents, l'une est très diffractive (potentiel de type D), l'autre est peu oscillante (potentiel de type S). Ainsi les sections efficaces différentielles de diffusion élastique mesurées dans un grand domaine angulaire doivent permettre de distinguer entre ces deux types de potentiel. Sur le plan théorique de nombreuses ambiguïtés existaient également pour la détermination du potentiel  $\bar{p}$  noyau. Des calculs fondés sur la convolution du potentiel d'interaction  $\bar{N}\bar{N}$  avec la densité de matière conduisant à des potentiels dont la partie réelle varie de fortement attractive à répulsive<sup>23</sup>. Un modèle de potentiel moyen relativiste conduit à des puits réels fortement attractifs<sup>24</sup>. Comme l'annihilation y était traitée de façon phénoménologique l'importance des corrections dispersives n'est pas connue. La détermination des caractéristiques du potentiel  $\bar{p}$ -noyau est nécessaire vis à vis de la possibilité de détection des états liés  $\bar{p}$  noyau et pour mettre une limite supérieure à la durée de vie des oscillations  $n\bar{n}$  (réf.<sup>25</sup>). Il est également intéressant de déterminer si le potentiel antiproton noyau est suffisamment attractif et transparent en surface pour mettre en évidence la mise en orbite de l'antiproton autour du noyau.

## II. LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Les mesures de diffusion élastique ont pu être effectuées par l'expérience PS184 dans un grand domaine angulaire grâce aux qualités de faisceau de LEAR et aux performances du spectromètre magnétique SPES II.

1. Le faisceau

Tableau I. Comparaison des qualités de faisceau d'antiprotons à LEAR à celles des faisceaux secondaires classiques<sup>26</sup>

	LEAR	Faisceau secondaire
pureté	pas de pions	beaucoup de $\pi^-$
intensité	$\times 10^3$ à 400 MeV/c	
$\Delta p/p$	$\sim 10^{-3}$	$\mp 1\%$
émittance (mm-mrd)	3 à 5 $\pi$	100 $\pi$
cycle utile	1	0.1

Le tableau I (réf.<sup>26</sup>) montre que l'amélioration en intensité et qualité du faisceau fourni par LEAR par rapport aux faisceaux secondaires traditionnels est très importante, et, ce d'autant plus que les antiprotons sont de basse énergie. Ce résultat est obtenu en utilisant conjointement les techniques de décélération et de refroidissement. Les antiprotons sont produits en bombardant une cible de cuivre par un faisceau de protons de 25 GeV. On sélectionne les antiprotons dans une bande en moment autour de 3.57 GeV/c  $\mp 0.75\%$  (maximum de la distribution en impulsion des antiprotons produits) pour les injecter dans l'accumulateur d'antiprotons AA. Toutes les heures environ  $4 \times 10^9$  antiprotons sont transférés de l'accumulateur d'antiprotons vers le PS où ils sont décélérés de 3.5 à 0.6 GeV/c et ensuite transférés à LEAR. Dans l'anneau, le faisceau peut être accéléré ou décéléré puis refroidi avant d'être extrait de manière continue pendant une heure environ.

2. Le dispositif expérimental de l'expérience PS 184

Le faisceau incident (dont l'intensité variait entre  $2 \times 10^4$  et  $10^5$  particules par seconde) est monitoré par un scintillateur épais de 0.36 mm localisé en amont de la cible. Les antiprotons diffusés sont analysés en moment avec le spectromètre SPES II qui a une résolution en impulsion de  $5 \times 10^{-4}$ , un angle solide de 30 msr et une acceptation de  $\pm 18\%$  (réfs.<sup>27-28</sup>). Ils étaient détectés par trois chambres proportionnelles multifils<sup>29</sup> et un hodoscope de scintillateurs localisés près du

plan focal. Les anti-protons sont identifiés et bien séparés des pions produits par l'annihilation dans la cible par mesure de temps de vol. Les informations sur les chambres à fils sont utilisées pour calculer l'angle de diffusion et l'énergie d'excitation du noyau résiduel. Pour les diffusions élastiques et inélastiques l'acceptance horizontale du spectromètre est divisée en cinq éléments de 1,67 degrés. La résolution en énergie est d'environ 1 MeV (LTMH), la résolution angulaire totale incluant la diffusion multiple dans la cible varie d'environ 2° dans les cibles de C et Ca à 3° pour la cible de Pb. L'incertitude sur la valeur absolue de l'angle est de 0.2°, sur la normalisation elle est de 10 %.

### III. LA DIFFUSION ELASTIQUE.

#### 1. Résultats expérimentaux

Des exemples typiques des distributions angulaires mesurées sont présentés sur les figures 2, 3 et 4. Elles présentent des oscillations typiques d'une figure de diffraction, semblable à celle

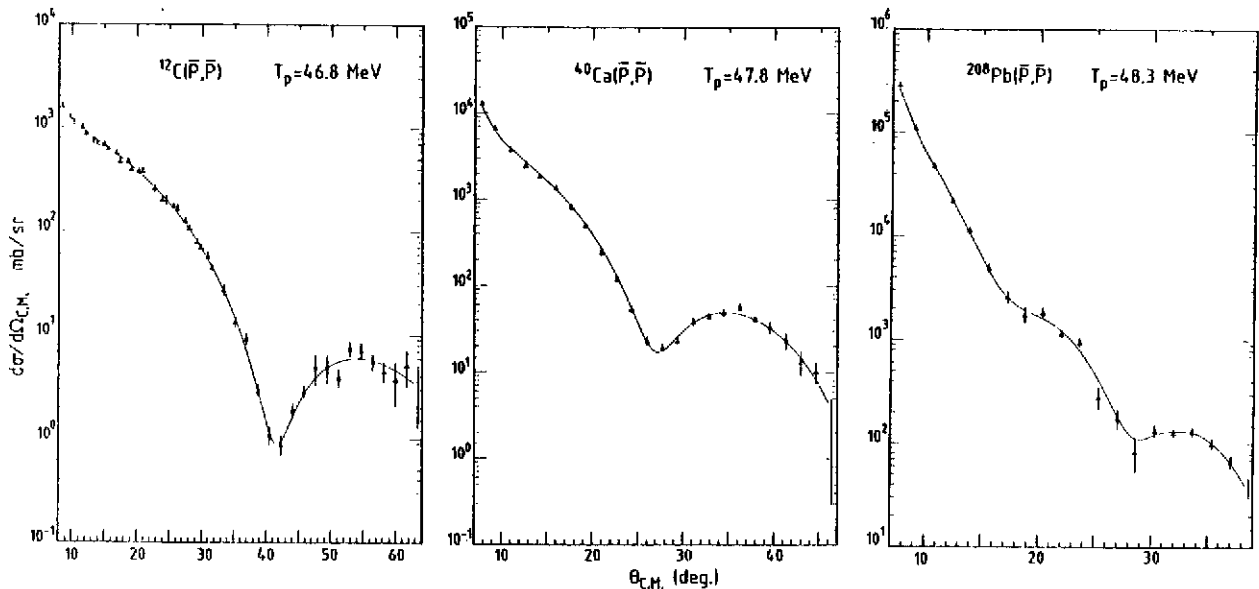


Fig. 2. Comparaison des distributions angulaires expérimentales de diffusion élastique aux calculs de modèle optique.

calculée avec le potentiel de type D. Des mesures ont également été effectuées sur le couple d'isotopes  $^{40},^{48}\text{Ca}$  à 300 MeV/c, ainsi que sur la cible de deuterium à 600 MeV/c. Par comparaison aux mesures de Nakamura<sup>30</sup> celles de l'expérience PS 184 couvrent une région plus grande de moments transférés. Ceci est fondamental pour pouvoir distinguer entre les potentiels de type S et D. Par ailleurs, la bonne résolution et l'identification des antiprotons permet de mesurer les sections efficaces de diffusion élastique sans qu'il y ait contamination par les pions ou les excitations inélastiques. Plusieurs analyses ont été effectuées soit dans le cadre du modèle optique ou avec des calculs microscopiques.



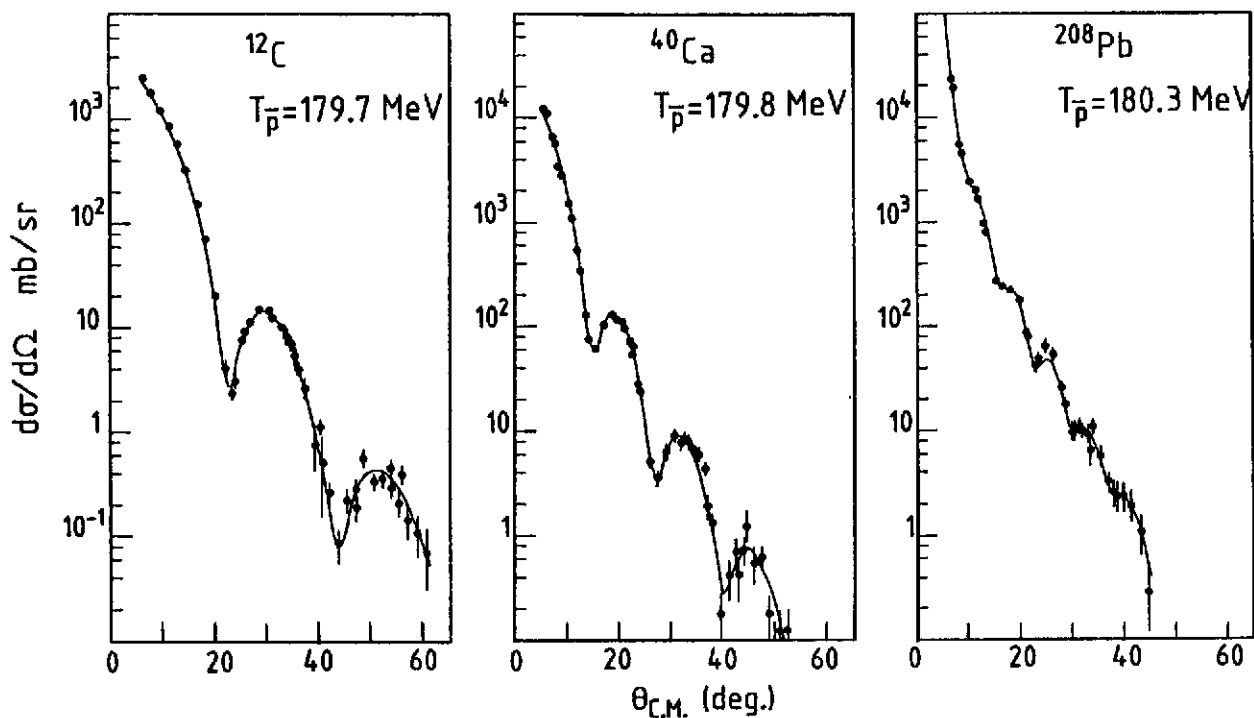


Fig. 3. Comparaison des distributions angulaires expérimentales de diffusion élastique aux calculs de modèle optique.

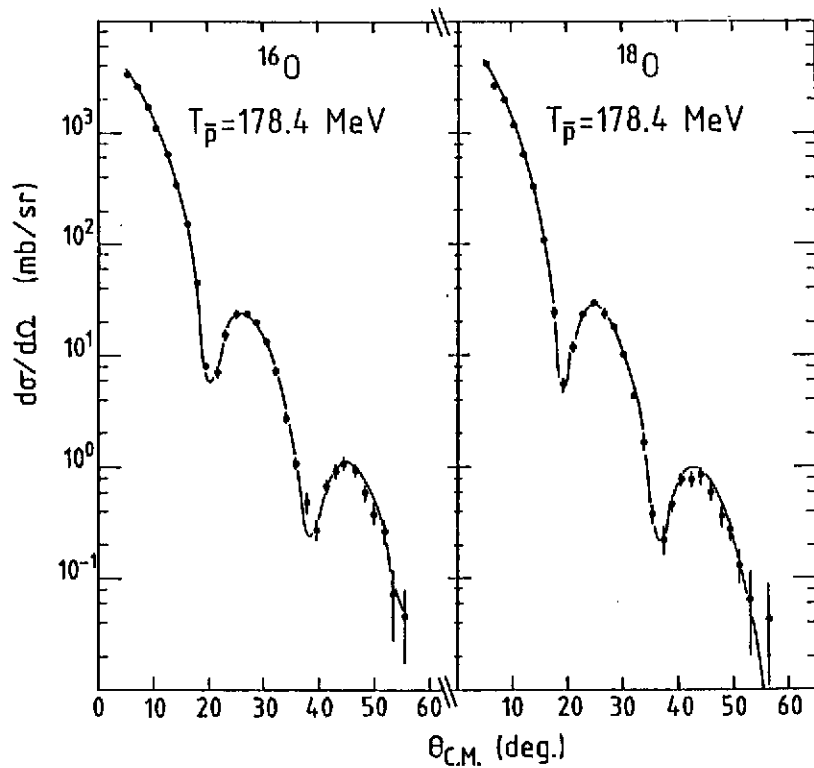


Fig. 4. Comparaison des distributions angulaires expérimentales de diffusion élastique aux calculs de modèle optique.

## 2. Analyse phénoménologique en modèle optique

De très bons accords avec les distributions angulaires expérimentales ont été obtenus avec des calculs effectués avec le code ECIS de J. Raynal<sup>45</sup> utilisant des potentiels optiques ayant une géométrie de Woods-Saxon, une absorption de volume et pas de spin-orbite. De nombreuses corrélations furent trouvées entre les paramètres des potentiels optiques décrivant les données respectivement à 50 et 180 MeV. Néanmoins, des études systématiques sur la sensibilité aux paramètres du potentiel optique montrent que les mesures expérimentales déterminent essentiellement l'épaisseur de surface et le rayon de la partie imaginaire. A l'exception de la cible de  $^{208}\text{Pb}$  à 48,3 MeV, qui est bien décrite par un potentiel imaginaire pur tous les autres systèmes étudiés préfèrent une attraction faible en surface. En dépit des ambiguïtés trouvées parmi les différentes géométries de potentiel capables de bien reproduire les données, tous ces potentiels présentent des caractéristiques communes.

### a) Une absorption forte

Les coefficients d'absorption  $|S_\ell| = e^{-2i\delta_\ell}$  (où  $\delta_\ell$  est la phase nucléaire complexe) sont typiques d'un régime d'absorption forte.  $|\delta_\ell|$  vaut zéro pour les faibles ondes partielles et 1 pour les grandes ondes partielles. Par exemple, à 180 MeV, les distances où l'onde diffusée est absorbée de 90 % sont respectivement de 0,75 R pour le  $^{12}\text{C}$  et  $^{16,18}\text{O}$ , 0,95 R pour le  $^{40}\text{Ca}$  et 1,05 R pour le  $^{208}\text{Pb}$  ( $R = 1,2 A_T^{1/3}$ ). Cela établit clairement que, plus la cible est légère, plus l'antiproton peut pénétrer profondément.

### b) Les potentiels réels et imaginaires sont bien déterminés autour du rayon d'absorption forte

Un tracé de tous les potentiels trouvés à l'intérieur du contour d'équi- $\chi^2$ ,  $\chi^2 = \chi_{\text{min}}^2 + 9$  révèle qu'ils sont bien déterminés dans la région du rayon d'absorption forte. Ce dernier est défini comme la distance minimale d'approche pour une orbite coulombienne de moment angulaire  $\ell_{1/2}$  :

$$R_{1/2} = \frac{1}{k} \left\{ \eta + \sqrt{\eta^2 + \ell_{1/2}(\ell_{1/2} + 1)} \right\}$$

où  $\eta$  est le paramètre coulombien,  $k$  le nombre d'onde et  $\ell_{1/2}$  l'onde partielle pour laquelle la fonction d'onde est absorbée de moitié  $|S| = 0,5$ . Les valeurs trouvées pour le rayon d'absorption forte diminuent lorsque l'énergie incidente augmente, ce qui est consistant avec le comportement des sections efficaces d'annihilation. Pour tous les cas étudiés  $|W(R)| > 2|V(R)|$  ce qui reflète l'aspect dominant de l'absorption forte à la surface du noyau.

### c) La zone sensible

Pour déterminer quelle partie radiale du potentiel optique peut être considérée comme bien déterminée on a ajouté au potentiel nucléaire une perturbation très localisée. L'effet est mesuré en étudiant le rapport  $\chi^2/\chi_{\text{opt}}^2$  en fonction de la distance du centre de la perturbation (fig. 5).

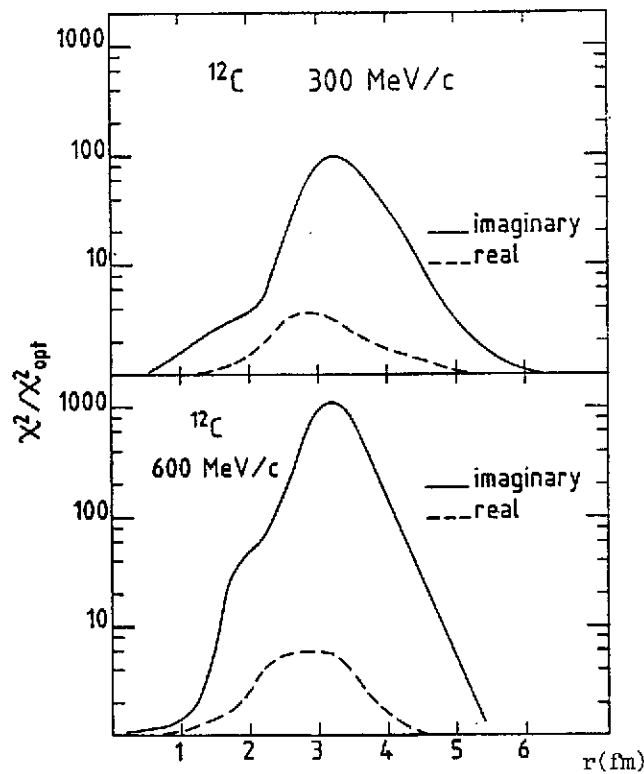


Fig. 5. Zone de sensibilité radiale des calculs en modèle optique de la diffusion élastique  $\bar{p} + {}^{12}\text{C}$  mesurée à 300 et 600 MeV/c. La courbe en trait plein montre l'effet d'une perturbation de la partie imaginaire du potentiel, la courbe en pointillés indique l'effet d'une perturbation de la partie réelle du puits de potentiel.

Le fait que ce rapport varie plus rapidement pour le potentiel imaginaire que pour le potentiel réel reflète le caractère essentiellement diffractif des distributions angulaires. Tandis que la sensibilité la plus forte est observée autour de la surface nucléaire, près de 3,2 fm, la diffusion  $\bar{p}-{}^{12}\text{C}$  teste le potentiel nucléaire entre 1,3 et 5,2 fm. Ce résultat peut être comparé à l'analyse des atomes antiprotoniques où C.J. Batty et al.<sup>31</sup> ont montré que les effets d'interaction forte observés dans le déplacement en énergie, la largeur de la raie et l'intensité de la transition permettent de sonder le potentiel entre 2 et 6 fm.

#### d) Le potentiel réel est-il profond ?

De l'analyse des distributions angulaires de la diffusion élastique d'antiprotons sur le carbone et le calcium à 50 et 180 MeV, il a été vu que les potentiels inclus dans le contour d'équivalents  $\chi^2$ ,  $\chi^2 = \chi^2_{\min} + 9$  ont des parties réelles dont les profondeurs sont toujours inférieures à 105 MeV. Par conséquent, le potentiel de type S (ayant une partie réelle très attractive) est exclu (fig. 1). Ce résultat est en accord avec les conclusions de l'analyse des mesures des raies X des atomes antiprotoniques effectuées récemment à LEAR<sup>12</sup> et avec les conclusions d'analyse cohérente des anciennes mesures effectuées sur une grande gamme de noyaux cibles<sup>31</sup>. Il est particulièrement intéressant de remarquer la précision avec laquelle les profondeurs  $V_0$  et  $W_0$  ont pu être

déterminées en comparaison des résultats obtenus à partir de l'analyse des anciennes données sur les atomes antiprotoniques. De tels potentiels sont moins profonds que ceux prédits par la théorie relativiste de champ moyen<sup>24</sup>. Avec de telles parties réelles, le potentiel total incluant la somme des potentiels coulombien, nucléaire et la barrière centrifuge ne présente pas de poche pour les ondes partielles rasantes qui contribuent à la diffusion élastique. Par conséquent, il n'est pas possible d'observer le phénomène de mise en orbite qui se manifesterait par une remontée de la diffusion élastique aux angles arrière.

e) Dépendance en énergie et avec la masse de la cible du potentiel optique

Résultant des corrélations trouvées entre les paramètres du potentiel optique, l'étude de sa dépendance avec la masse de la cible et l'énergie nécessite une procédure pour fixer la géométrie. Aucun accord satisfaisant n'a pu être obtenu avec la procédure, utilisée pour l'analyse des atomes antiprotoniques, qui consiste à prendre pour le potentiel optique la géométrie de la distribution de charge. Dès qu'une portée finie de l'interaction est prise en compte avec la prescription définie par le modèle de convolution<sup>23</sup>, des valeurs  $\chi^2$  voisines des valeurs minimales sont trouvées. Les profondeurs réelles  $|V_0|$  ainsi obtenues ne présentent pas de grande dépendance en énergie ou avec la masse de la cible. De tels résultats contredisent les prédictions de Niskanen et Green<sup>32</sup> pour qui une augmentation importante de la profondeur du puits de potentiel  $V_0$  avec l'énergie incidente est attendue. Ils contredisent également les calculs de Kronenfeld et al.<sup>33</sup> pour qui la profondeur du puits réel de potentiel  $V_0$  est prévue décroissante lorsque l'énergie incidente augmente.

Des accords relativement satisfaisants ont été obtenus avec un potentiel ayant la dépendance en masse suivante de l'épaisseur de surface :

$$a = 0,6366 + 0,0894 (A^{1/3} - 40^{1/3}) + 0,118 \left( \frac{N-Z}{A} \right) \text{ pour } A < 70$$

$$a = 0,6366 + 0,0894 (70^{1/3} - 40^{1/3}) + 0,118 \left( \frac{N-Z}{A} \right) \text{ pour } A \geq 70$$

Les profondeurs  $V_0$  et  $W_0$ , les rayons sont fixés à :

$$V_0 = 18 \text{ MeV à } 47 \text{ MeV et } 40 \text{ MeV à } 180 \text{ MeV}$$

$$W_0 = 105 \text{ MeV aux deux énergies}$$

$$r_{0v} = r_{0w} = 1,1 \text{ fm.}$$

Naturellement, des mesures supplémentaires sur différents isotopes seraient nécessaires pour déterminer le terme d'asymétrie ainsi que sur les cibles lourdes pour avoir une meilleure détermination de l'effet de saturation observé sur l'épaisseur de surface.

f) Les sections efficaces de réaction

Malgré les ambiguïtés du modèle optique les sections efficaces de réaction sont déterminées avec une précision de  $\pm 5$  %. Elles sont représentées sur la figure 6 avec celles mesurées par

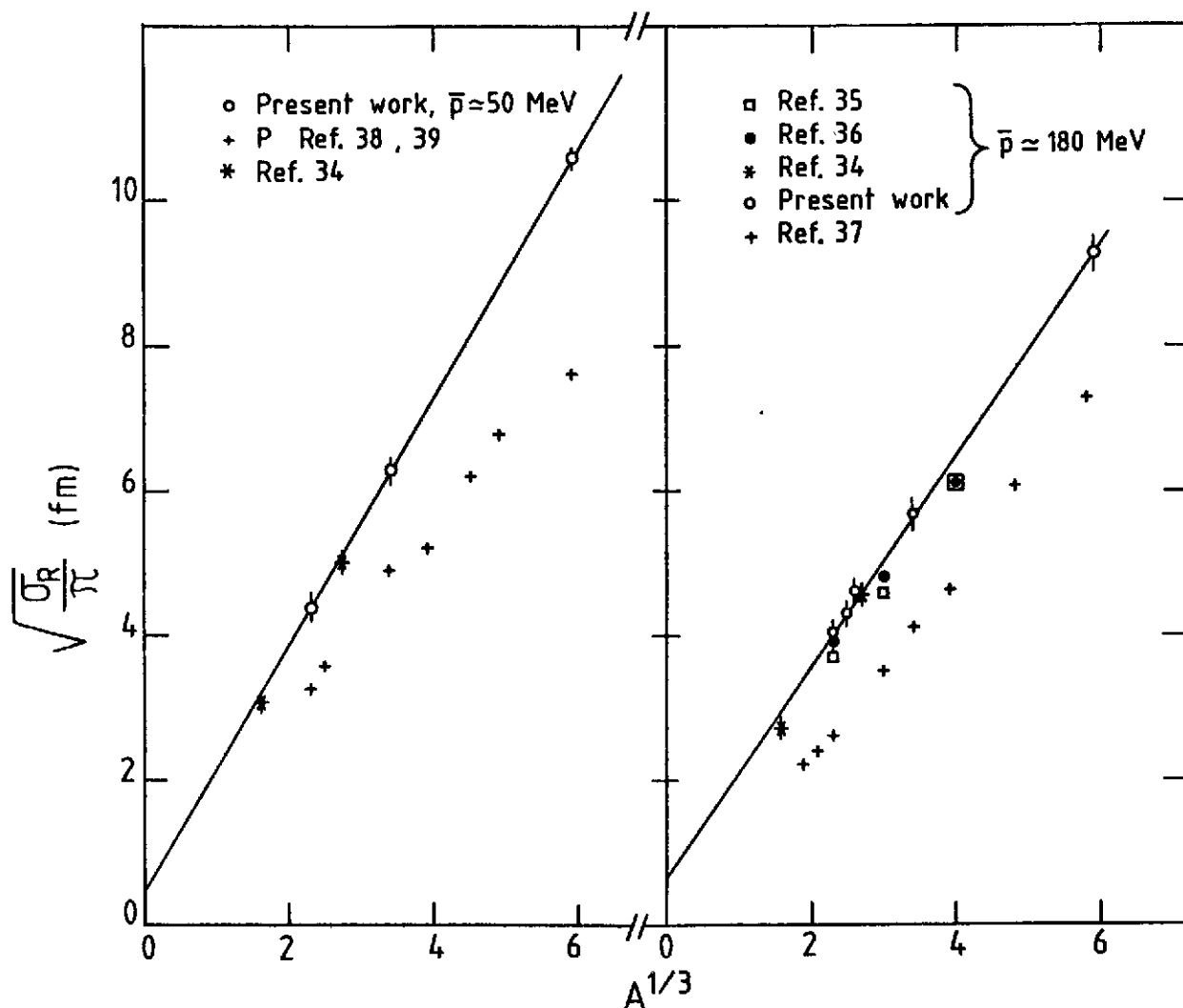


Fig. 6 Tracé de  $\sqrt{\sigma_R/\pi}$  en fonction de  $A^{1/3}$  pour les protons et antiprotons de 50 et 180 MeV

d'autres groupes<sup>20,30,34</sup> et celles de protons<sup>35,36</sup>. Elles peuvent être paramétrisées sous la forme  $\sigma_R = \pi(r_0 A^{1/3} + a)^2$ ; où  $r_0$  et  $a$  prennent respectivement les valeurs de 1,7 et 0,54 fm à 47 MeV, 1,49 et 0,65 fm à 180 MeV. Cette dépendance avec la masse de la cible indique que l'interaction de l'antiproton avec le noyau se produit essentiellement en surface. Les sections efficaces de réaction sont bien décrites à partir de la théorie de Glauber<sup>34</sup>. Sa dépendance en énergie suit celle de l'interaction élémentaire  $\bar{N}N$ .

### 3. Description microscopique de l'interaction $\bar{p}$ -noyau

Les données mesurées à LEAR ont motivé un grand nombre de travaux théoriques afin de décrire microscopiquement l'interaction antiproton-noyau. Les ingrédients de tels calculs sont uniquement les densités nucléaires et l'interaction élémentaire  $\bar{N}N$ . Les questions posées sont les suivantes :

- les corrections de milieu sont-elles nécessaires pour décrire l'interaction antiproton noyau de basse énergie ?

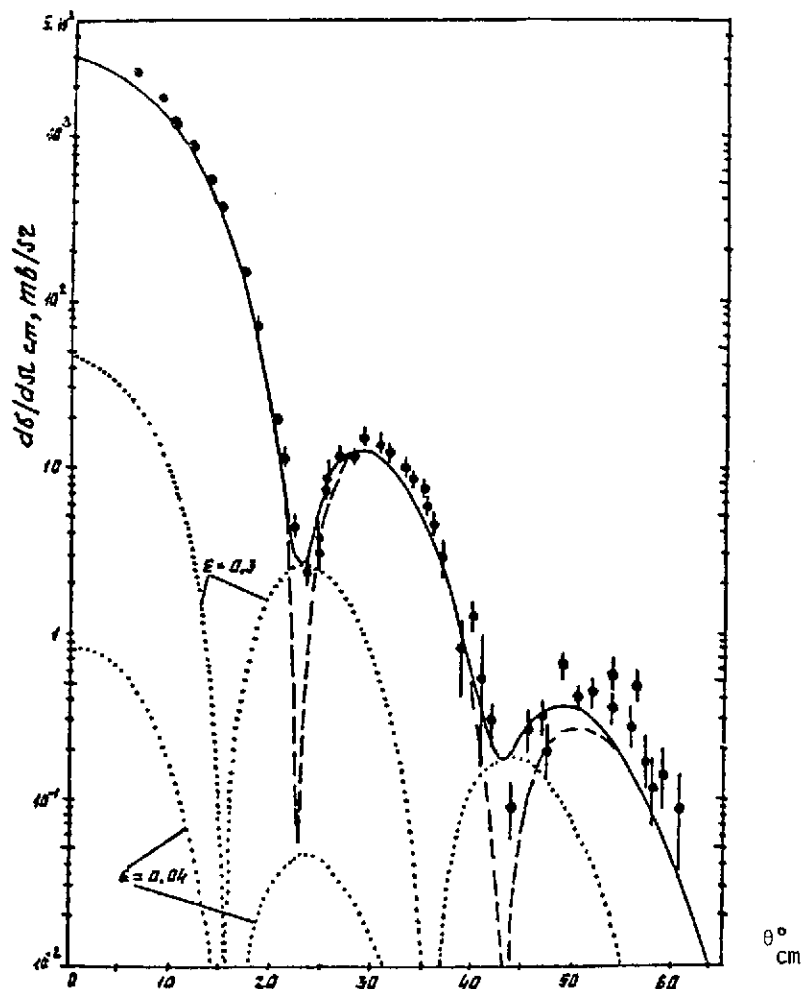


Fig. 7 Comparaison des sections efficaces de diffusion élastique  $\bar{p}^{-12}\text{C}$  de 46.8 MeV aux calculs de Glauber. La courbe en tirets longs correspond à un calcul basé uniquement sur la partie imaginaire du potentiel  $\bar{N}N$ . Les courbes en pointillés montrent les contributions des parties réelles pour différentes valeurs du rapport  $\epsilon$  (rapport entre la partie réelle et imaginaire de l'amplitude scalaire à transfert nul).

- comment les diffusions élastiques antiproton-noyau peuvent-elles apporter des informations sur l'interaction élémentaire ?
- quelle est l'importance de la composante spin-orbite du potentiel optique ?

Dans le cadre de la théorie de Glauber, G. Dalkarov et V. Karmanov<sup>37</sup> montrent que les sections efficaces différentielles calculées à 46,8 MeV avec une matrice  $t$  libre peuvent reproduire les données expérimentales (fig. 7). De la profondeur des minimums de la figure de diffraction, ils déduisent une valeur de  $\epsilon$ , rapport entre les parties réelle et imaginaire de l'amplitude scalaire de la matrice de diffusion à transfert nul. Ils trouvent ainsi que  $\epsilon$  est égal à zéro à 300 MeV/c et à + 0,2 à 600 MeV/c. Ces valeurs sont en relativement bon accord avec celles mesurées à LEAR pour l'interaction élémentaire  $\bar{p}p$ . Les calculs KMT (réf. 1-10<sup>38</sup>) effectués avec les interactions  $\bar{N}N$  de Paris et Dover-Richard ont également eu un grand succès pour décrire les distributions angulaires élastiques d'antiprotons aux énergies de 47 et 180 MeV sur les cibles de  $^{12}\text{C}$ ,  $^{40}\text{Ca}$  et  $^{208}\text{Pb}$ . Cela montre clairement que les données expérimentales sont bien décrites avec la matrice élémentaire  $t$  libre. Le succès de l'approximation d'impulsion est une conséquence de l'absorption forte qui

empêche les antiprotons de pénétrer profondément dans le noyau. Par conséquent, la diffusion des antiprotons a lieu essentiellement en surface où les corrections de milieu ne peuvent être importantes. Les différences observées entre les sections efficaces différentielles calculées avec les deux interactions sont du même ordre de grandeur que les incertitudes sur les densités ; elles ne peuvent donc pas être utilisées pour séparer les interactions de Paris et Dover-Richard. Les sections efficaces différentielles calculées avec ces deux interactions diffèrent essentiellement par l'amplitude des maximums aux grands transferts, ce qui résulte de ce que l'interaction spin-orbite du potentiel  $\bar{p}$ -noyau est calculée plus grande pour le potentiel de Paris que pour celui de Dover-Richard. Par conséquent, un meilleur test de l'interaction élémentaire est obtenu avec les premiers résultats sur les mesures de double asymétrie effectuées à 550 MeV/c sur une cible de  $^{12}\text{C}$  par la collaboration PSI72 (réf.<sup>11</sup>). La comparaison des résultats expérimentaux aux prédictions de calculs de Glauber montre que l'asymétrie quasi nulle mesurée expérimentalement favorise clairement l'interaction  $\bar{N}N$  de Dover-Richard.

Un tel succès de l'approximation d'impulsion n'était pas évident a priori. De nombreux modèles ont donc aussi été développés pour tenir compte des effets de milieu<sup>32,33,39,40</sup>. On peut simplement signaler deux d'entre eux pour lesquels les densités nucléaires sont convoluées avec une interaction effective calculée dans le cadre de la théorie de Bruckner-Hartree-Fock. Dans les calculs de H. Von Geramb et al.<sup>37</sup>, seul le principe de Pauli est pris en compte pour le calcul de la matrice  $G$  à partir du potentiel d'interaction libre de Paris. Ils obtiennent une bonne description des sections efficaces différentielles mesurées sur toutes les cibles, à condition de multiplier arbitrairement le puits imaginaire par un facteur 1,5. Pour leur calcul d'interaction effective, T. Suzuki<sup>40</sup> considère, en plus du principe de Pauli, le fait que le milieu nucléaire des deux nucléons en interaction est affecté par le champ moyen créé par les voisins. Dans ce cas la partie centrale du puits réel est profondément modifiée, elle passe de répulsive à attractive. De plus, le potentiel spin-orbite est très atténué par ces effets de milieu. La manifestation de ces corrections de milieu sur les observables expérimentales sont néanmoins très faibles à cause de l'absorption forte des antiprotons.

On peut donc conclure que les caractéristiques principales de la diffusion antiproton noyau sont bien décrites avec des calculs utilisant la matrice  $t$  libre. Les corrections de milieu, si nécessaires, doivent jouer un petit rôle. Les sections efficaces différentielles ne permettent pas de choisir entre les différentes descriptions de l'interaction élémentaire. Les premières mesures d'asymétrie sont en faveur d'un potentiel spin-orbite faible, tel que cela est prévu à partir de l'interaction de Dover-Richard. Des études comparées sur différents isotopes, on espère déduire des informations sur l'interaction  $\bar{p}n$ .

#### 4. Effets relativistes

Les approches relativistes phénoménologiques et microscopiques ont récemment rencontré

beaucoup de succès dans la description de la diffusion proton-noyau<sup>41</sup>. Dans l'approche relativiste de champ moyen de A. Bouyssy et S. Marcos<sup>24</sup> la partie réelle du potentiel antiproton noyau est reliée à la partie réelle du potentiel proton noyau par G parité ; la partie imaginaire est traitée de façon complètement phénoménologique. Les profondeurs de puits réel ainsi calculées sont bien trop grandes par rapport aux limites qui ont pu être apportées au cours de l'analyse en modèle optique. Les sections efficaces de réaction prédites sont trop faibles par rapport aux valeurs expérimentales. Des calculs effectués avec l'approximation d'impulsion relativiste reproduisent bien les données expérimentales<sup>42</sup>. Les sections efficaces différentielles sont quasiment insensibles aux effets relativistes, les observables qui dépendent du spin  $y$  sont sensibles mais les effets sont du même ordre de grandeur que les incertitudes sur l'interaction<sup>43</sup>.

#### IV. ETUDE DES ATOMES ANTIPROTONIQUES<sup>12-13</sup>

L'interaction forte existant entre l'antiproton et le noyau produit des déplacements et un élargissement des raies X atomiques détectables uniquement dans la dernière transition de la cascade. A partir de la mesure précise des raies X atomiques on déduit :

i) l'énergie de la transition  $E_{mes}$  qui donne le déplacement important du niveau bas de la transition ( $\epsilon_{bas}$ ) ;  $\epsilon_{bas}$  est défini comme la différence entre l'énergie mesurée  $E_{mes}$  et l'énergie électromagnétique ( $E_{em}$  est l'énergie de transition calculée quand tous les effets électromagnétiques sont pris en compte).

ii) la largeur de la lorentzienne donne des informations sur la largeur d'interaction forte du niveau bas.

iii) les intensités fournissent des informations sur la largeur d'interaction du niveau haut.

Ces effets d'interaction forte dépendent des interactions élémentaires ( $\bar{p}p$ ) et ( $\bar{p}n$ ) aux énergies voisines du seuil ainsi que de la distribution de protons ( $\rho_p$ ) et de neutrons ( $\rho_n$ ) dans la queue de la distribution de matière. Grâce aux qualités de faisceau d'antiprotons délivré par LEAR, de telles mesures ont été effectuées sur les atomes antiprotoniques avec une précision bien supérieure à celle jamais atteinte auparavant.

Les raies X des atomes antiprotoniques légers furent mesurées par l'expérience PS 176 (réf.<sup>12</sup>). Dans ces noyaux légers les effets d'interaction forte sont essentiellement observés dans le déplacement, la largeur et l'intensité de la transition 4F-3d. On observe clairement une augmentation de l'effet d'interaction forte en passant de l'azote au sodium. Le déplacement  $\epsilon$  et la largeur  $\Gamma$  des niveaux 3d des isotopes de l'oxygène sont présentés sur la figure 8. La grande précision des nouvelles mesures nécessite des raffinements supplémentaires des calculs microscopiques. Les résultats  $\bar{p}^{-16}O$  ont également été analysés de manière phénoménologique avec un potentiel optique de la forme :



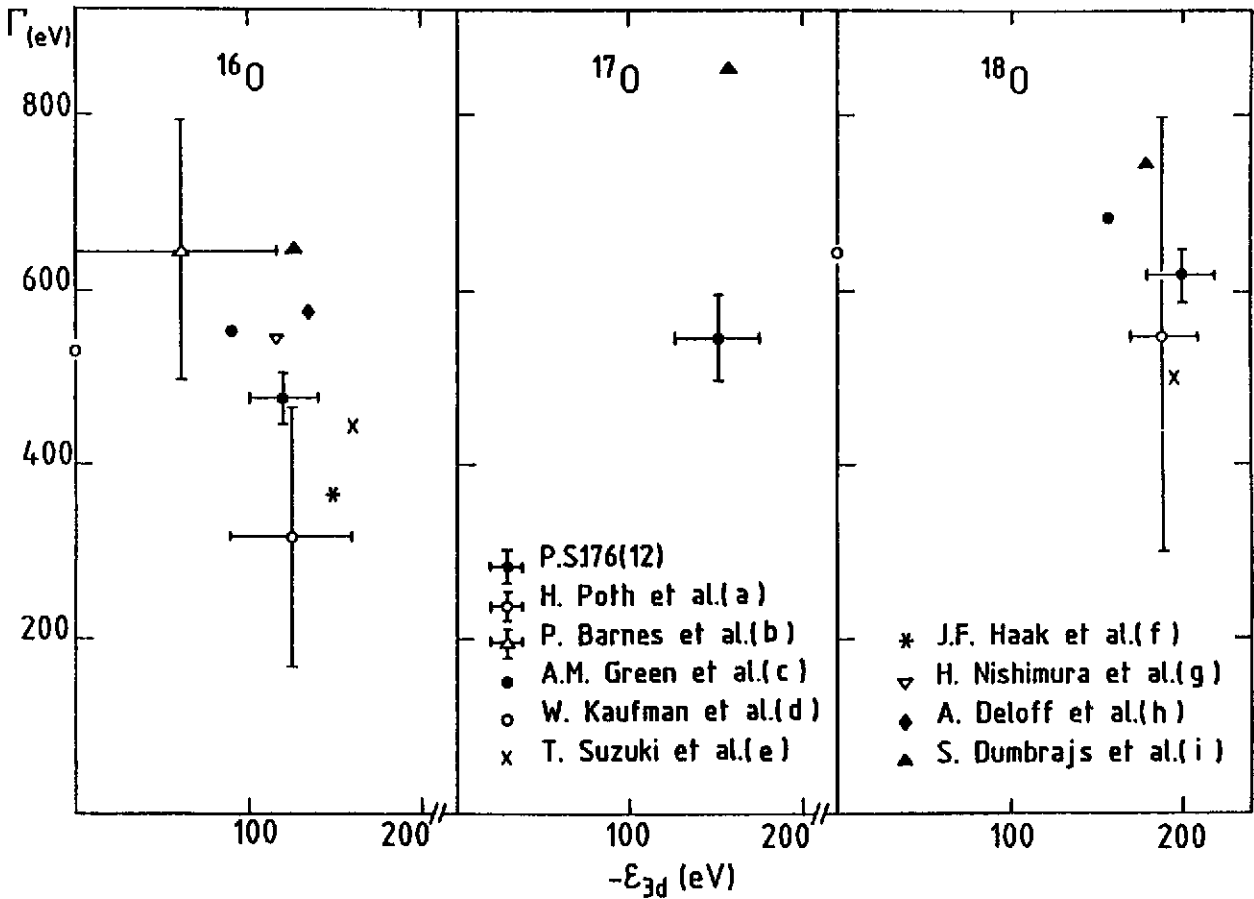


Fig. 8. Tracé bidimensionnel des déplacements en énergie en fonction des largeurs des raies X des atomes antiprotoniques mesurés dans l'expérience PS176 et comparaison aux calculs théoriques :

- a) H. Poth et al., Nucl. Phys. A294 (1978) 435;
- b) P. Barnes et al., Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 1132.
- c) A.M. Green et al., Nuc. Phys. A377 (1982) 441 ; Nucl. Phys. A399 (1983) 307.
- d) H. Kaufman et al., Phys. Lett. 62B (1976) 165.
- e) T. Suzuki et al., Nucl. Phys. A426 (1984) 413.
- f) J.F. Haak, Phys. Lett. 66B (1977) 16.
- g) H. Nishimura et T. Fujita, Phys. Lett. 60B (1976) 413.
- h) A. Deloff et J. Law, Phys. Rev. C10 (1974) 2657.
- i) S. Dumbrajs et al., Tignes (1985).

$$V^{\text{opt}}(r) = - 2\pi \left(1 + \frac{\mu}{m_p}\right) \frac{A}{\mu} \rho(r)$$

où  $m_p^-$  et  $\mu$  sont respectivement les masses de l'antiproton et la masse réduite du système  $\bar{p}^{-16}\text{O}$ ,  $\rho(r)$  est la dépendance radiale de la densité nucléaire. Deux calculs ont été effectués : l'un (a) correspond à une densité de matière extraite de la diffusion d'électrons en supposant  $\rho_p(r) = \rho_n(r)$ , l'autre (b) suppose une distribution de Fermi à deux paramètres avec  $c$  et  $a$  respectivement égaux à 2.61 et .513 Fm. Avec la densité (a) la longueur de diffusion effective est déterminée comme  $A = \{1,48 (0,29) + i 2,45 (0,15)\}$  fm ce qui correspond aux profondeurs de puits optique  $|V_0| = 120 \mp 23,5$  MeV et  $|W_0| = 198,5 \mp 12$  MeV. Avec la densité (b) les valeurs correspondantes sont respectivement  $A \{0,74 (0,29) + i 2,15 (0,15)\}$  fm, soient  $|V_0| = 60 \mp 23,5$  MeV et  $|W_0| = 174 \mp 12$  MeV. Ces potentiels sont fortement absorbant. Ces mesures précises des effets d'interaction forte des atomes antiprotoniques éliminent complètement les ambiguïtés trouvées dans

les analyses des anciennes données. Avec l'hypothèse d'une perturbation au premier ordre, l'effet isotopique observé entre les noyaux  $^{16,18}\text{O}$  sur le déplacement (ou la largeur) de la transition est proportionnel à la partie réelle (ou imaginaire) de la longueur de diffusion  $\bar{p}n$ . De telle façon que :

$$\rho_{pn}^- = \frac{\text{Re}(a_{pn}^-)}{\text{Im}(a_{pn}^-)} = 2 \frac{^{18}\epsilon - ^{16}\epsilon}{^{18}\Gamma - ^{16}\Gamma}$$

L'analyse effectuée dans l'expérience PS176 conduit à une valeur de  $\rho_{pn}^-$  à l'énergie zéro d'environ - 1. Cette valeur négative est confirmée par l'observation des déplacements du niveau 1S de l'atome d'hydrogène<sup>31</sup>. Comparé aux analyses effectuées à partir des relations de dispersion, cela pourrait suggérer un pôle près du seuil de l'amplitude  $\bar{N}\bar{N}$ . L'effet de résonance nucléaire E2 a été étudié en mesurant les raies X des atomes antiprotoniques des isotopes  $^{92,94,95,98,100}\text{Mo}$  (réf.13). Cet effet est prévu quand l'énergie de désexcitation atomique est bien adaptée à l'énergie d'excitation nucléaire. Expérimentalement, il se traduit par une atténuation des raies X correspondantes par rapport aux intensités mesurées pour les isotopes non résonnants. Des exemples marquants ont été trouvés pour la raie 8-7 du  $^{100}\text{Mo}$  et les raies 7-6 des isotopes  $^{94,98,100}\text{Mo}$ . Les atténuations mesurées sont en bon accord avec les prédictions théoriques. Néanmoins, les déplacements en énergie et la largeur des raies ne sont pas encore reproduits ni par les calculs en modèle optique ni par les calculs microscopiques. Des travaux à la fois théoriques et expérimentaux sont nécessaires à la compréhension des effets d'interaction forte dans les noyaux de masse moyenne.

## V. LA DIFFUSION INELASTIQUE

### A - Motivations

La diffusion inélastique d'antiprotons a été étudiée dans le but de mesurer la fonction de réponse du noyau à cette sonde et de tester la dépendance en spin-isospin de l'interaction  $\bar{N}\bar{N}$  (réf.18,45). Du fait de leur absorption forte on s'attend à ce que les antiprotons existent très sélectivement les niveaux ayant un grand facteur de forme en surface. Par conséquent, pour ces états les sections efficaces ( $\bar{p}, \bar{p}'$ ) peuvent être un complément des autres processus inélastiques tels que ( $p, p'$ ) et ( $e, e'$ ). En tant que test de l'interaction élémentaire, les transitions vers les états isoscalaires de parité naturelle sondent essentiellement la partie centrale de l'amplitude moyennée sur le spin et l'isospin. Pour les transitions ( $\Delta S = 1$ ) vers les états de parité non naturelle elles sont essentiellement sensibles, aux petits transferts, à l'amplitude centrale  $t_{\sigma}^c$  (pour  $\Delta T = 0$ ) et  $t_{\sigma\tau}^c$  (pour  $\Delta T = 1$ ) ; et, aux grands transferts aux parties spin-orbite  $t^{LS}$  et tenseur  $t^T$  de l'interaction élémentaire. Des études expérimentales de l'interaction  $\bar{p}p$ , on voit que ces composantes ne sont pas bien connues et sont très difficiles à déterminer vu le grand nombre

d'observables à mesurer. Par conséquent, les mesures de diffusion inélastique de ces transitions étaient attendues pour apporter des contraintes sur la dépendance en spin de l'amplitude élémentaire.

## B - Données expérimentales de l'expérience PS184

### 1) Niveaux collectifs

La diffusion inélastique vers les niveaux collectifs a été étudiée sur les noyaux de  $^{12}\text{C}$  et  $^{18}\text{O}$ . Les niveaux du  $^{12}\text{C}$  à 4,4 MeV ( $J^\pi = 2^+$ ) et 9.6 MeV ( $J^\pi = 3^-$ ) sont bien séparés et suffisamment excités pour mesurer leurs distributions angulaires jusqu'aux angles arrière. Celle du niveau 7,6 MeV ( $J^\pi = 0^+$ ) ne l'a été que pour les angles inférieurs à 20° c.m. (sous-produit des deux spectres à haute statistique mesurés aux angles avant pour étudier les états de parité non naturelle). Pour  $^{18}\text{O}$ , seule la distribution angulaire du premier niveau excité  $2^+$  a été mesurée à 178,4 MeV, les autres niveaux étant trop peu excités ou non résolus. Les distributions angulaires présentent une figure de diffraction typique de l'absorption forte avec des oscillations du  $2^+$  en opposition de phase par rapport à celles de la diffusion élastique. A cette énergie, les sections efficaces des niveaux collectifs sont environ trois fois supérieures à celles des protons pour un fond estimé au-delà de 10 MeV d'énergie d'excitation identique d'où une amélioration du rapport signal sur bruit voisin de 3. Cette amélioration aux grandes énergies d'excitation par rapport aux diffusions de protons était principalement attendue en raison d'une réduction des diffusions multiples par le processus d'annihilation. Sur la figure 9 sont représentées les distributions angulaires des diffusions élastique et inélastique mesurées sur  $^{18}\text{O}$  avec deux calculs en voies couplées effectués avec le code ECIS de J. Raynal<sup>45</sup> dans le cadre du modèle rotationnel. La courbe en pointillés correspond au calcul effectué en supposant une déformation  $\beta_4$  nulle. Un meilleur accord est obtenu (courbe en trait plein) en fixant la longueur de déformation  $\beta_4 R$  à 0,52 fm, valeur déterminée par la diffusion inélastique de protons de basse énergie (le niveau  $4^+$  de la bande rotationnelle, situé à 7,12 MeV, n'étant pas mesuré). La longueur de déformation quadrupolaire  $\beta_2 R$  obtenue est en bon accord avec les valeurs déterminées à l'aide d'autres sondes. Pour le  $^{12}\text{C}$ , un premier calcul a été effectué à l'aide du modèle vibrationnel afin de décrire simultanément les sections efficaces des niveaux  $2^+$  et  $3^-$ , un second à l'aide du modèle rotationnel où seul le niveau  $2^+$  est considéré. Pour le niveau  $2^+$ , l'accord avec l'expérience est en général moins bon dans le cadre du modèle vibrationnel que pour le modèle rotationnel. De même la longueur de déformation  $\beta_2 R$  égale à 1,15 fm a une valeur inférieure de 25 % à celle déduite dans le cadre du modèle rotationnel ; cette dernière étant en bon accord avec les valeurs obtenues avec les autres sondes. Pour le niveau  $3^-$  uniquement décrit dans le cadre du modèle vibrationnel, un accord relativement satisfaisant est observé aux angles avant ; aux angles arrière le calcul présente une forme trop diffractive par rapport à l'expérience. Cette difficulté à reproduire la distribution angulaire du niveau  $3^-$  est

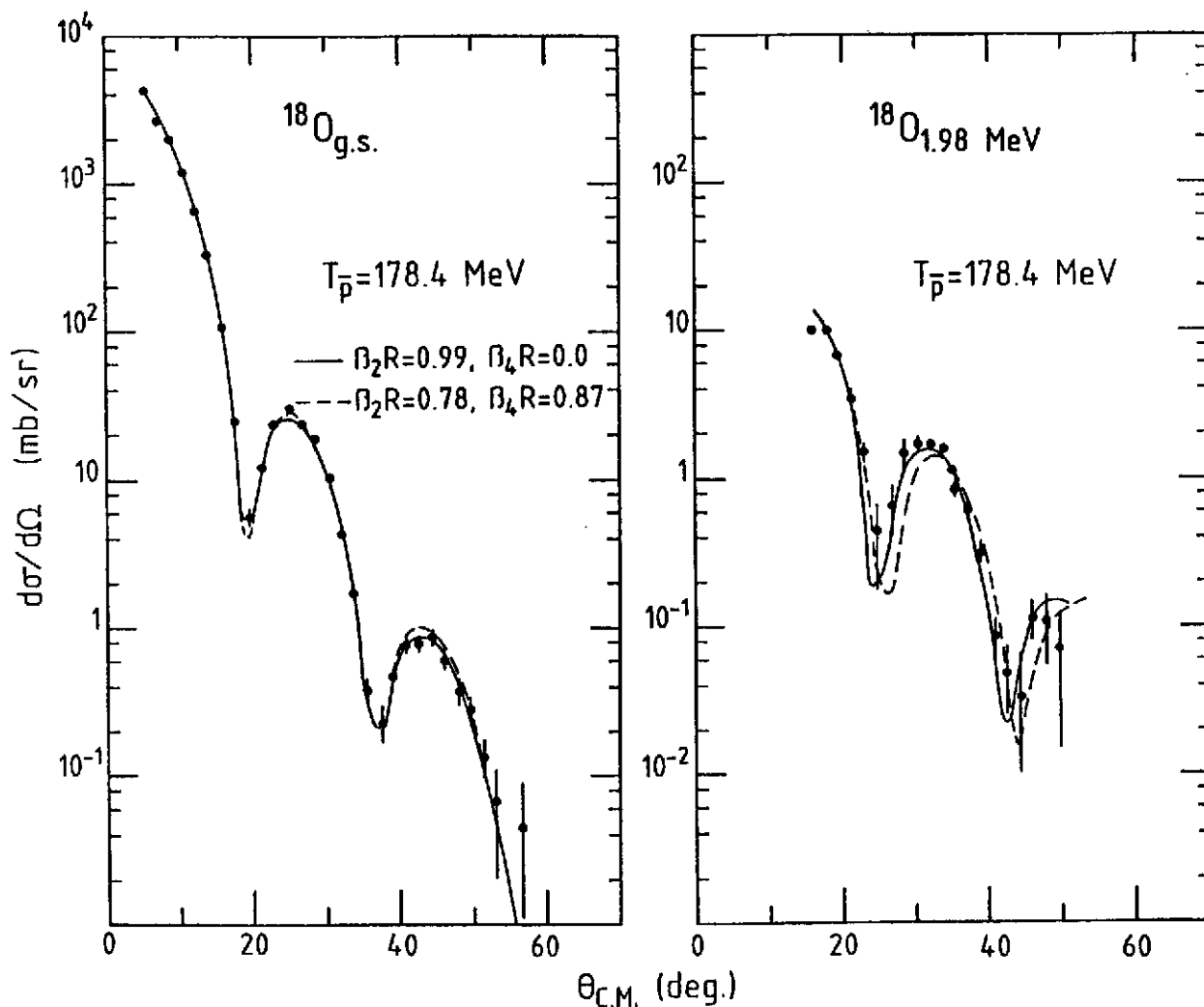


Fig. 9. Distributions angulaires de la diffusion élastique et inélastique mesurées sur  $^{18}\text{O}$  et des calculs en voies couplées effectués avec le code ECIS de J. Raynal<sup>45</sup>.

analogue à ce qui a été observé en diffusion inélastique de protons de basse énergie<sup>47</sup> où, pour reproduire correctement l'arrière, il fallait tenir compte du couplage des niveaux  $2^+$  et  $3^-$  dans le cadre d'un modèle rotateur-vibreur.

Des calculs microscopiques effectués dans l'approximation d'impulsion des ondes distordues (DWIA) reproduisent bien les distributions angulaires des niveaux  $2^+$  et  $3^-$  du  $^{12}\text{C}$ . Ce résultat confirme que les effets de champ moyen sont faibles et que l'amplitude  $\bar{N}\bar{N}(t_0)$  moyennée sur le spin et l'isospin est bien calculée, dans les modèles de Paris<sup>16</sup> et Dover-Richard<sup>14</sup>. En ce qui concerne le niveau  $0^+$  à 7,6 MeV, l'accord n'est pas bon soit dans la normalisation<sup>18</sup> soit par la phase<sup>39</sup>. Comme cette transition fait intervenir les mêmes termes de l'amplitude élémentaire que les niveaux  $2^+$  et  $3^-$ , le désaccord observé reflète soit une mauvaise description de l'amplitude de transition soit la contribution de processus en deux étapes.

## 2) Etude des niveaux de parité non naturelle du $^{12}\text{C}$ .

Deux spectres à grande statistique ont été mesurés à  $9,5 \pm 4$  degrés et  $15 \mp 4$  degrés avec environ 1,2 MeV de résolution en énergie. Le but était de déterminer les sections efficaces des

deux niveaux  $1^+$  de parité non naturelle localisés à 12,7 MeV ( $T = 0$ ) et 15,1 MeV ( $T = 1$ ). Aux petits angles ces niveaux sont respectivement excités via les amplitudes centrales  $t_{00}^c$  (pour  $\Delta T = 0$ ) et  $t_{00}^c$  (pour  $\Delta T = 1$ ). Du rapport  $R$  des sections efficaces (tableau 2) on s'attend à pouvoir

Tableau II. Sections efficaces différentielles des niveaux à 12,7 et 15,1 MeV d'énergie d'excitation du  $^{12}\text{C}$  [réf. 42].  $R(\theta)$  représente le rapport des sections efficaces entre les niveaux à 12,7 et 15,1 MeV.

$\theta_{\text{cm}}$ (deg)	Modèle de Paris			Modèle de Dover et Richard		
	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr)		$R(\theta)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr)		$R(\theta)$
	12,7 MeV	15,1 MeV		12,7 MeV	15,1 MeV	
0	0,15	0,33	0,44	0,02	0,45	0,05
5	0,12	0,20	0,60	0,03	0,26	0,11
10	0,08	0,20	0,38	0,03	0,20	0,15
15	0,04	0,14	0,30	0,02	0,14	0,16

distinguer entre l'interaction de Paris et celle de Dover-Richard. La grande variation du rapport  $R$  reflète essentiellement que la section efficace du niveau à 12,7 MeV est supérieure d'un ordre de grandeur dans le cadre du modèle de Paris<sup>16</sup> par rapport au modèle de Dover-Richard<sup>14</sup>. Ceci est une conséquence de la forte dépendance en spin de la partie imaginaire de l'amplitude  $\bar{N}N$  dans le modèle de Paris. La section efficace du niveau  $1^+$  à 15,1 MeV ne dépend pas de façon significative du potentiel d'interaction ; dans tout le domaine angulaire elle est prédite nettement inférieure aux sections efficaces observées en diffusion inélastique ( $p, p'$ ) par contraste avec les niveaux isoscalaires de parité naturelle. La résolution expérimentale ( $\Delta E = 1,2$  MeV) ne permet pas de mesurer directement la section efficace du niveau 15,1 MeV. Les sections efficaces des excitations comprises dans la gamme d'énergie 13,2-17 MeV sont respectivement de  $1,02 \pm 0,16$  mb/sr à 9,5 degrés et  $1,35 \pm 0,15$  mb/sr à 15 degrés. La valeur de ces sections efficaces et leur dépendance angulaire (figure 10) ne peuvent être associées à l'excitation du niveau 15,1 MeV seul. A posteriori, ceci a pu être interprété<sup>18</sup> par le fait qu'avec une résolution en énergie de 1,2 MeV cet état dont la section efficace doit être de 0,15 mb/sr est caché par l'excitation du niveau isoscalaire 15,3 MeV ( $\Delta T = 0$ ). Cette dernière a pu être estimée à environ 1 mb/sr, en accord avec l'observation expérimentale présente, à partir des sections efficaces observées en ( $\alpha, \alpha'$ ) pour l'excitation relative des niveaux  $2^+$  à 4,43 MeV et 15,3 MeV (réf.<sup>18</sup>) ou de l'intensité de l'excitation du niveau 15,3 MeV à partir de la diffusion ( $p, p'$ ). Pour le niveau 12,7 MeV, les sections efficaces mesurées sont en faveur des prédictions effectuées avec le potentiel de Paris. Néanmoins, ce résultat ne peut être considéré comme un test concluant puisque les valeurs absolues des sections efficaces peuvent être sensibles à la description du mécanisme de réaction, ou du potentiel optique. Seule la mesure du rapport  $R$  aurait permis de s'affranchir des incertitudes du modèle.

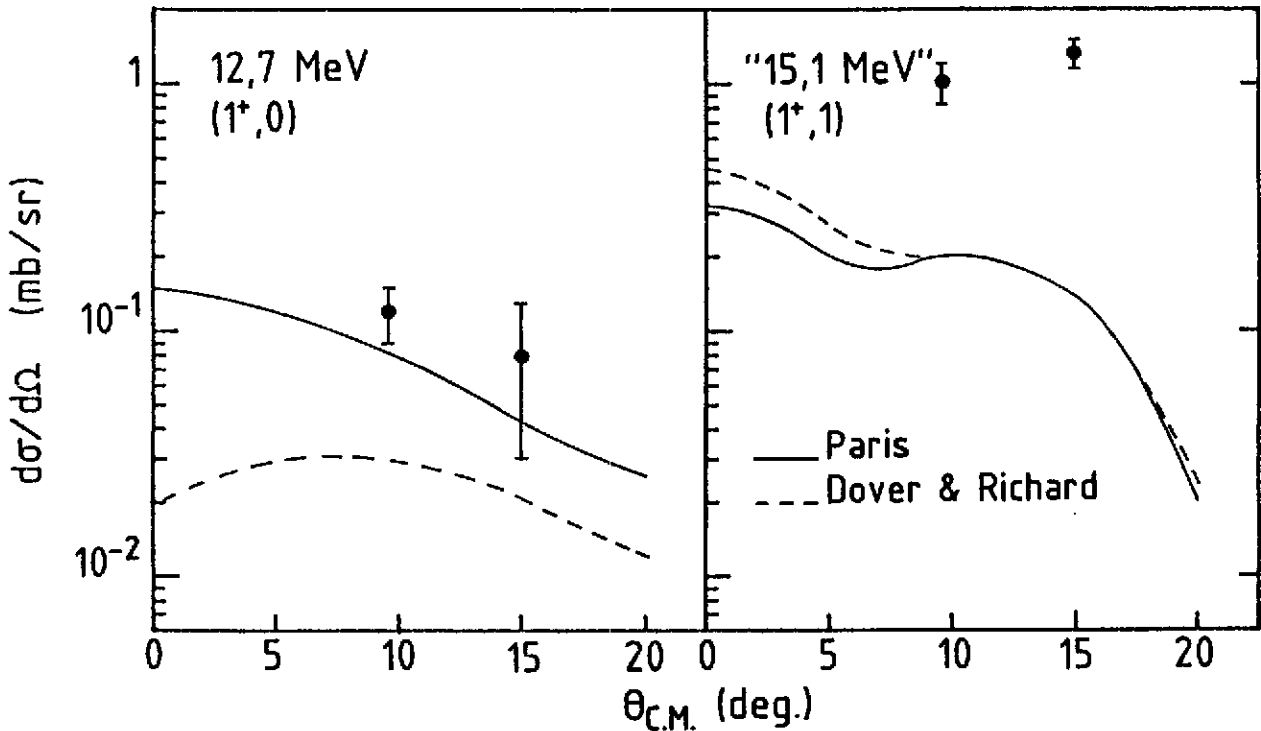


Fig. 10. Comparaison des prédictions des modèles de Dover et Richard (courbes en pointillés) et de Paris (courbes en trait continu) avec les sections efficaces mesurées pour le niveau à 12,7 MeV et entre 13,2-17 MeV d'énergie d'excitation

#### VI. ETUDE DE LA REACTION ( $\bar{p}, p$ )

La recherche d'états liés étroits  $\bar{p}$ -noyau a été effectuée à 600 MeV/c utilisant la réaction  $A(\bar{p}, p)X$  et le spectromètre magnétique SPES II. La résolution en énergie des protons sortant était d'environ 1,5 MeV, reflétant essentiellement la diffusion multiple dans des cibles d'environ  $2\text{g/cm}^2$ , les fenêtres du spectromètre et le système de détection. Des cibles de scintillateur (CH),  $^{12}\text{C}$ ,  $^{63}\text{Cu}$  et  $^{209}\text{Bi}$  furent étudiées dans une première expérience mais les résultats statistiquement les plus significatifs furent obtenus sur des cibles de  $^6\text{Li}$ , scintillateur (CH) et polyéthylène pairdeutééré ( $\text{CD}_2$ ) pour des énergies de protons variant entre 120 et 290 MeV.

Les deux avantages principaux pour utiliser la réaction d'éjection sont : a) le proton sortant à zéro degré transporte la plupart du moment incident,  $\vec{p}_p = \vec{p}_{\bar{p}}$  laissant quasiment l'antiproton "au repos" dans la cible et favorisant ainsi la formation d'états  $\{\bar{p}, (A-1, Z-1)\}$  ; b) le choix de l'impulsion de l'antiproton incident proche du maximum de la section efficace élastique  $\bar{p}p$  aux angles arrière pour favoriser la section efficace de la réaction  $A(\bar{p}, p)X$ . La figure 11 montre un spectre en énergie des protons  $d^2\sigma/d\Omega dE$  observé avec la cible de scintillateur. Les protons mesurés proviennent essentiellement de l'annihilation des antiprotons dans la cible, où ils sont éjectés par des pions émis directement ou indirectement via la formation d'isobares  $\Delta$ . Le spectre peut être décrit par une distribution de Maxwell :

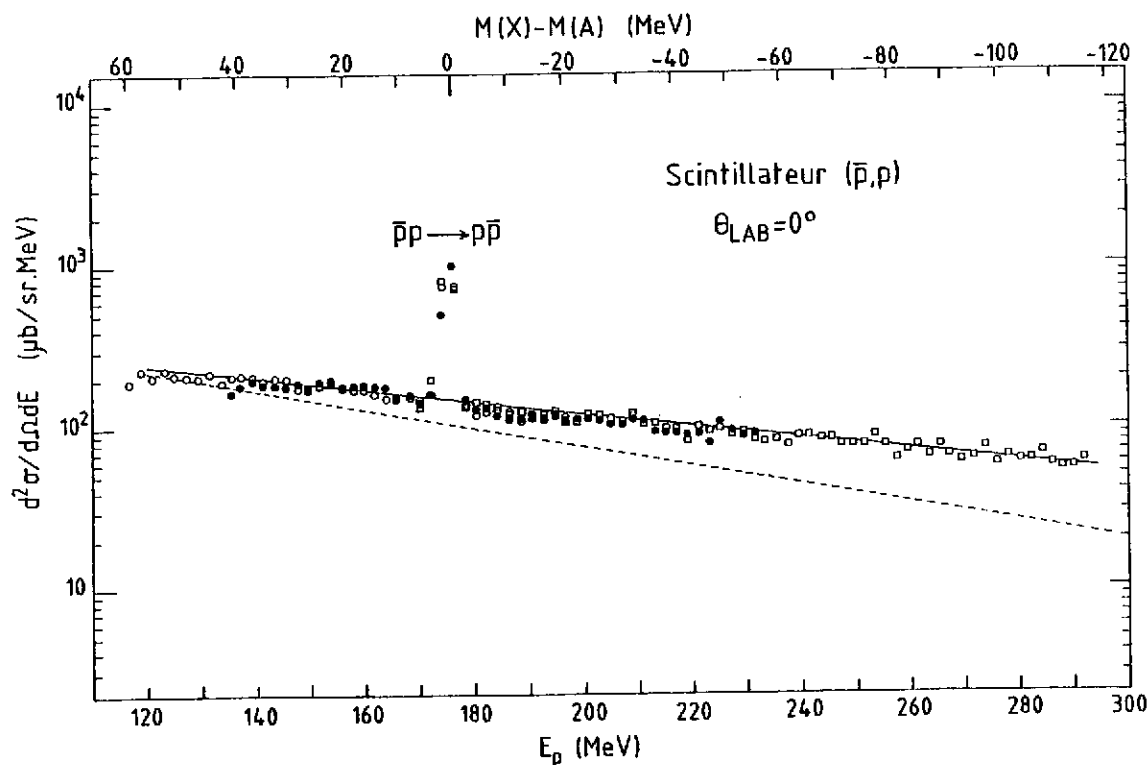


Fig. 11. Section efficace différentielle pour la réaction  $A(\bar{p},p)X$  sur une cible de scintillateur. L'échelle supérieure représente la différence de masse  $M(X)-M(A)$ . Le pic étroit observé à  $M(X) = M(A)$  correspond à la diffusion élastique arrière  $\bar{p}p$ . La courbe en trait plein correspond à une température  $T$  de 85 MeV et celle en pointillés représente un calcul dans le modèle de cascade intranucléaire avec une température  $T$  de 62 MeV.

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = C\sqrt{E} \exp(-E/T)$$

où la température moyenne est d'environ 85 MeV. De telles températures sont supérieures aux prédictions des calculs de cascade intranucléaire (INC)<sup>48,49</sup>. Le pic étroit observé à l'énergie de protons  $E_p$  égale à l'énergie incidente des antiprotons est dû à la diffusion élastique d'antiprotons sur l'hydrogène du scintillateur. La section efficace différentielle de la réaction  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$  déduite des données actuelles est  $d\sigma/d\Omega(180^\circ) = 0,63 \pm 0,01$  mb/sr. C'est en bon accord avec la valeur mesurée auparavant  $d\sigma/d\Omega(174^\circ) = 0,65 \pm 0,05$  mb/sr. La diffusion quasi-libre vers l'arrière attendue à l'énergie  $E_p = 152$  MeV, ne peut pas se distinguer du fond continu d'environ 200  $\mu\text{b/sr.MeV}$ .

La figure 12 montre le spectre de protons sur la cible de  ${}^6\text{Li}$  pour lequel la température est d'environ 95 MeV. Le bruit de fond des protons provenant de l'annihilation est plus faible ce qui rend possible d'observer les protons de la diffusion quasi-libre de l'antiproton incident sur les protons individuels du noyau-cible de  ${}^6\text{Li}$  à l'énergie attendue de  $E_p = 168$  MeV. La dépendance en masse de la section efficace de production de protons déterminée à partir des mesures sur les cibles de  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{63}\text{Cu}$  et  ${}^{209}\text{Bi}$  varie en  $A^{2/3}$  comme prévu par les calculs de cascade intranucléaire. Néanmoins, dans le cas du  ${}^6\text{Li}$  les sections efficaces différentielles mesurées sont inférieures d'un facteur 2 à ce que l'on attendrait de la dépendance en masse en  $A^{2/3}$ . Cette réduction du bruit de fond d'annihilation favorise l'utilisation de cibles légères pour la recherche des états liés

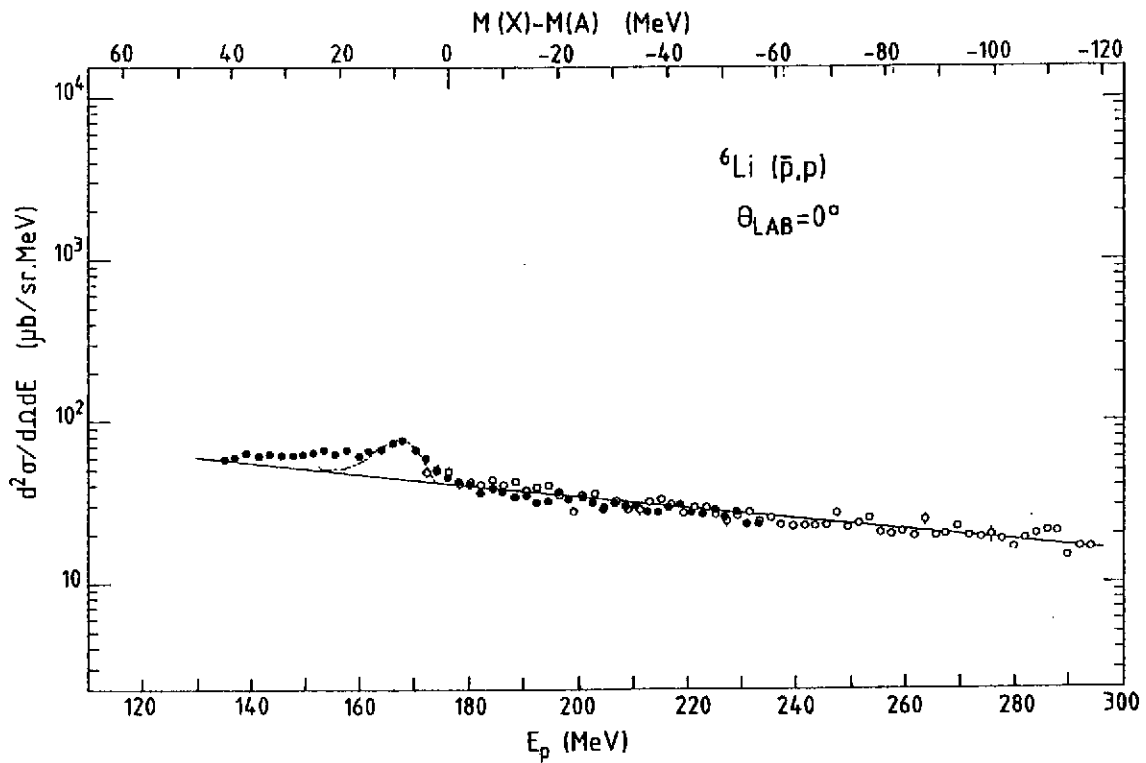


Fig. 12. Section efficaces doublement différentielle de la réaction  $(\bar{p}, p)$  sur une cible de  ${}^6\text{Li}$  à une énergie incidente de 177,9 MeV. La ligne en trait plein correspond à une température moyenne  $T = 95$  MeV. La courbe en pointillés est le résultat de la diffusion quasi libre de l'antiproton incident sur les protons individuels du  ${}^6\text{Li}$  et correspondant à un nombre de protons effectif  $N_{\text{eff}} = 0,12$

antiproton-noyau. Le calcul des spectres de diffusion arrière quasi libre des antiprotons sur les nucléons de la cible a été effectué en prenant pour la distribution de Fermi des protons de la couche  $1p$  du  ${}^6\text{Li}$  et  ${}^{12}\text{C}$  une forme :

$$F(k) \sim \sin^2(\pi k/k_{F_{\text{max}}})$$

avec pour  $k_{F_{\text{max}}}$  la valeur extraite de la diffusion d'électrons<sup>50</sup>. La comparaison entre les sections efficaces calculées et observées pour cette réaction conduisent à un nombre effectif de protons du  ${}^6\text{Li}$ ,  $N_{\text{eff}} = 0,12$ . Dans le  ${}^{12}\text{C}$ , en supposant un pic quasi libre à trois déviations standard au dessus du spectre continu de protons conduit à une limite supérieure  $N_{\text{eff}} < 0,13$ . De tels nombres effectifs sont inférieurs à ceux déterminés de façon théorique :  $N_{\text{eff}} = 0,5$  (réf.<sup>50</sup>) et mesurés à partir de la réaction d'échange de charge  ${}^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{n})$  (réf.<sup>52</sup>)  $N_{\text{eff}} = 0,86$ .

## VII. CONCLUSIONS

Les sections efficaces différentielles de diffusion classique ont été mesurées par l'expérience PS184, sur des noyaux de masse comprise entre celle du  ${}^{12}\text{C}$  et du  ${}^{208}\text{Pb}$  aux énergies d'environ 50 et 180 MeV. L'analyse en modèle optique de ces résultats met bien en évidence le caractère fortement absorbant de l'interaction. Le potentiel n'est bien déterminé qu'à la surface



des noyaux, autour du rayon d'absorption forte, où  $|W(r)| > 2|V(R)|$ . Avec l'hypothèse d'une géométrie en forme de Woods-Saxon le potentiel réel est trouvé attractif et peu profond. En imposant que la géométrie du potentiel soit celle de la distribution de charge on ne peut pas reproduire correctement les distributions angulaires expérimentales. Il faut utiliser une procédure permettant de tenir compte de la portée finie de l'interaction pour obtenir un bon accord avec l'expérience. De cette façon on trouve que le potentiel est relativement peu profond  $V_0 < 105$  MeV et que la partie imaginaire est forte  $W_0 > 2V_0$ . Ce résultat élimine toute possibilité de phénomène de mise en orbite de l'antiproton autour du noyau<sup>23</sup>, la grande attraction prédite par certaine théorie relativiste de champ moyen ainsi que la dépendance avec l'énergie du potentiel réel prédite par certains calculs microscopiques<sup>32,33</sup>. Le caractère fortement absorbant du potentiel optique antiproton noyau est confirmé par l'analyse des données sur les atomes antiprotoniques et le fait que l'on n'observe pas d'état liés antiproton noyau dans l'expérience PSI84. Les sections efficaces différentielles sont bien décrites par les calculs microscopiques utilisant l'interaction élémentaire  $\bar{N}N$  libre. Ce succès, inattendu, de l'approximation d'impulsion est dû à l'absorption forte qui empêche l'antiproton de pénétrer fortement à l'intérieur du noyau. Par conséquent, les effets de milieu doivent jouer un rôle faible. Les sections efficaces différentielles calculées avec les trois types d'interaction élémentaire de Paris, de Dover-Richard ou de Nimègue présentent des différences trop faibles pour faire un choix entre ces trois modèles. La polarisation faible mesurée à l'avant pour la diffusion  $\bar{p}$ -<sup>12</sup>C à 550 MeV/c est en faveur d'une interaction, telle que celle de Dover-Richard, prédisant un faible potentiel spin-orbite pour l'interaction  $\bar{p}$  noyau. Néanmoins, des mesures complémentaires sur un grand domaine de transfert et avec une bonne statistique sont nécessaires avant de conclure.

Les mesures des raies X des atomes antiprotoniques des isotopes de l'oxygène permettent de déterminer le rapport  $\rho$  des parties réelle et imaginaire de l'amplitude scalaire à transfert nul. On peut donc espérer que la mesure des effets isotopiques à la fois dans les atomes antiprotoniques et la diffusion élastique  $\bar{N}N$  fournissent des renseignements intéressants sur la dépendance en isospin des amplitudes élémentaires  $\bar{N}N$ .

La dépendance en masse des sections efficaces de réaction suit une loi en  $A^{2/3}$ , ce qui reflète l'importance du mécanisme d'annihilation en surface.

Les distributions angulaires de diffusion inélastique vers les états collectifs sont bien décrites dans le formalisme de l'approximation d'impulsion. Le rapport des sections efficaces intégrées à celles de protons peuvent bien être décrites, au moins qualitativement, par la dépendance en énergie de la partie centrale de l'interaction moyennée sur le spin et l'isospin. L'espoir d'extraire des informations sur la dépendance en spin-isospin de l'interaction élémentaire à partir de la mesure du rapport des sections efficaces entre les deux niveaux  $1^+$  à 12.7 et 15.1 MeV n'a pu être satisfait par le manque de résolution expérimentale.

Des limites supérieures pour la production d'états liés ou résonnants antiproton-noyau ont pu être données; elles sont d'un ordre de grandeur plus faibles que les prédictions théoriques

obtenues par un calcul en onde plane et un potentiel optique très attractif et relativement peu absorbant. Des calculs récents<sup>53</sup> effectués en ondes distordues avec des potentiels optiques de l'expérience PS184 donnent pour le rapport signal/bruit, entre les protons provenant d'états liés  $\bar{p}$ -noyau et ceux produits par l'annihilation des valeurs faibles ( $R < 10^{-2}$ ) pour les cibles de  $A > 12$ , ce qui est compatible avec la non observation des états liés. Pour des cibles légères non saturées en spin-isospin on s'attend à ce que la situation soit plus favorable. En effet le bruit de fond des protons résultant de l'annihilation décroît plus vite que la loi en  $A^{2/3}$  observée pour les cibles plus lourdes. De plus, pour les cibles non saturées en spin-isospin, on s'attend à ce que l'absorption soit moins forte dans le cadre du modèle de Paris. Par conséquent, le rapport signal sur bruit arriverait à la limite du détectable.

## REFERENCES

- 1 D. Garreta ; "Physics at LEAR with low energy cooled antiprotons" ; Erice (1982), Plenum, New York (1983) p.533.
- 2 D. Garreta et al ; Phys. Lett. 135B (1981) 266 ; Phys. Lett 139B (1984) 464.
- 3 D. Garreta et al.; Phys. Lett. 149B (1984) 64 ; Phys. Lett. 151B (1985) 473.
- 4 G. Bruge, rapport DPhN Saclay n° 2136 (1984).
- 5 D. Garreta ; 7th European symposium on antiproton interactions, Durham (1984) p.157.
- 6 D. Garreta et al., Phys. Lett 150B (1985) 95.
- 7 D. Garreta, Contributions au 3ème atelier de LEAR, "Physics with low energy cooled antiprotons in ACOL era", Tignes (1985).
- 8 D. Garreta, Contribution à la Conférence "Antinucléon and nucleon nucleus interactions" Telluride (1985) ; Rapport DPh-N Saclay n° 2286.
- 9 M.C. Lemaire, Contribution à Bad-Honnef (1985) ; Rapport DPh-N Saclay n° 2282 (1985).
- 10 G. Bruge et al., Phys. Lett. (1985) to be published, Rapport DPh-N Saclay n° 2301 (1985).
- 11 R. Birsa et al., Phys. Lett. 155B (1985) 437.
- 12 H. Poth et al., Contribution to the 3rd LEAR workshop : "Physics with low energy cooled antiprotons in the ACOL era", Tignes (1985).
- 13 T.V. Egidy et al., Contribution to the 3rd LEAR workshop : " Physics with low energy cooled antiprotons in the ACOL era", Tignes (1985).
- 14 C.B. Dover et J.M. Richard, Phys. Rev. C25 (1982) 1252.
- 15 M. Apston-Garnjost et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1901.
- 16 J. Coté et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1319.
- 17 P.H. Timmers, W.A. Van der Sanden et J.J. de Swart, Phys. Rev. D29 (1984) 1928.
- 18 C.B. Dover, Contributions au 3ème atelier de LEAR, "Physics with low energy cooled antiprotons in the ACOL era", Tignes (1985).
- 19 L.E. Agnew et al., Phys. Rev. 108 (1957) 1545.
- 20 H. Aihara et al., Nucl. Phys. A360 (1981) 291 et références incluses.

- 21 C.J. Batty, Nucl. Phys. A372 (1981) 433 et références incluses.
- 22 C.Y. Wong et al., Phys. Rev. C29 (1984) 574.
- 23 E.H. Auerbach, C.B. Dover et S. Kahana, Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 702.
- 24 A. Bouyssy et S. Marcos, Phys. Rev. Lett. 114B (1982) 397.
- 25 G.B. Dover, A. Gal et J.M. Richard, Phys. Rev. D27 (1983) 1090.
- 26 R. Klapisch, Nucl. Phys. A434 (1985) 207.
- 27 H. Catz, "Le spectromètre SPES II", séminaire sur les ensembles de détection magnétique du LNS (mars 1980).
- 28 J. Thirion et P. Birien, Le Spectromètre II, rapport DPh-N/HE (1975).
- 29 R. Chaminaud, J.M. Durand, J.C. Faivre et J. Pain, NIM 118 (1974) 477.
- 30 K. Nakamura et al., Phys. Rev. Lett. 52 (1980) 731.
- 31 C.J. Batty et al., Nucl. Phys. A436 (1985) 621 ; Phys. Lett. 142B (1984) 241.
- 32 J.A. Niskanen et A.M. Green, Nucl. Phys. A404 (1983) 495 et communication privée à D. Garreta.
- 33 J. Kronenfeld, A. Gal et J.M. Eisenberg, Nucl. Phys. A430 (1984) 525.
- 34 F. Balestra et al., Contribution to the 3rd LEAR workshop "Physics with low energy cooled anti-protons in the ACOL era", Tignes (1985)
- 35 J.H. Menet et al., Phys. Rev. C4 (1971) 1114 ; R.F. Carlson et al., Phys. Rev. C12 (1975) 1167.
- 36 A. Johanson et al., Arkiv für Fysik 19 (1961) 541.
- 37 G. Dalkarov et V. Karmanov, Phys. Lett. 147B (1984) 1 et communication privée à D. Garreta.
- 38 A. Chaumeaux et al., communication privée à D. Garreta.
- 39 H. Von Geramb et al., Contribution to the 3rd LEAR workshop "Physics with low energy cooled antiprotons in the ACOL era", Tignes (1985) ; Nuovo Cimento Vol. 42 (1985) 209 ;  
S. Adachi et H.V. Geramb, Contribution au Symposium international sur la diffusion nucléon et antinucléon de moyenne énergie, Bad Honnef (1985).
- 40 T. Suzuki et H. Narumi, Nucl. Phys. A426 (1984) 413 ; T. Suzuki, preprint HUPD-8506.
- 41 J.M. Cameron, Nucl. Phys. A434 (1985) 261 et références incluses.
- 42 B.C. Clarck et al., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1423.
- 43 W.G. Love et al., Contribution au symposium international sur la diffusion nucléon et antinucléon de moyenne énergie ; Bad Honnef (1985).
- 44 C.B. Dover, M.E. Sainio et G.E. Walker, Phys. Rev. C28 (1983) 2368.
- 45 J. Raynal, Phys. Rev. C23 (1981) 2571.
- 46 R. de Leo et al., Phys. Rev. C28 (1983) 1443.
- 47 M. Cahay et al., Phys. Lett. 115B (1982) 7.
- 48 M.R. Clover et al., Phys. Rev. C26 (1982) 2138.
- 49 E.J. Moniz et al., Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 445.
- 50 A. Bouyssy, communication privée à D. Garreta.
- 51 K. Nakamura et al., Phys. Rev. C31 (1985) 1853).
- 52 A.J. Baltz et al., à publier.