



HAL
open science

Cibles polarisées et mesures de polarisation

J.P. Didelez

► **To cite this version:**

J.P. Didelez. Cibles polarisées et mesures de polarisation. École thématique. Ecole Joliot Curie "Physique nucléaire instrumentale: des éléments pour un bon choix", Maubuisson, (France), du 12-17 septembre 1994: 13ème session, 1994. cel-00648801

HAL Id: cel-00648801

<https://cel.hal.science/cel-00648801>

Submitted on 6 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.

CIBLES POLARISEES ET MESURES DE POLARISATION

J.P. DIDELEZ

Institut de Physique Nucléaire
91406 ORSAY Cedex (France)

RESUME : Ce cours décrit successivement les cibles classiques à spin gelé, la cible $\vec{H}\vec{D}$ et celle obtenue par compression d' ^3He polarisé, ainsi que les méthodes de polarisation correspondantes. Les techniques les plus courantes de mesure de polarisation de la cible, des particules incidentes ou de recul sont également exposées. Enfin, pour chaque cas particulier, une expérience type est mentionnée à titre d'exemple.

ABSTRACT : This contribution describes classical frozen spin targets, the $\vec{H}\vec{D}$ target and the target obtained by ^3He compression together with their respective polarization methods. The most usual techniques to measure the target polarization and the incident or recoil particle polarization are also reviewed. Finally, each particular case is illustrated by a typical nuclear physics experiment.

I - INTRODUCTION

La mesure des observables de polarisation est indispensable à la détermination complète des amplitudes de transition régissant les réactions entre les particules les plus élémentaires.

Dans un cas simple, comme celui correspondant à la photoproduction d'un méson pseudoscalaire sur le nucléon, tel que :



Il y a quatre amplitudes complexes correspondant aux deux états de polarisation du photon réel, combinés aux deux états de polarisation du proton de la cible, soit huit grandeurs à déterminer expérimentalement en mesurant des observables indépendantes¹⁾. On peut montrer en outre²⁾, qu'en plus des mesures habituelles de sections efficaces différentielles et de simple polarisation correspondant aux asymétries dues à la polarisation du faisceau (F), ou de la cible (C), ou du recul (R), il faut mesurer au moins quatre observables de double polarisation parmi les classes (FC) ou (CR) ou (FR) sans qu'elles appartiennent toutes à la même classe.

De ces considérations, il résulte que toute installation expérimentale performante, dévolue à l'étude des processus élémentaires, doit disposer au moins de faisceaux et de cibles polarisés avec éventuellement la possibilité de mesurer la polarisation des particules produites à l'état final. Le but de ce cours est de faire le point sur les possibilités qu'offre la technologie moderne dans ce domaine.

II - CIBLES POLARISEES

2.1 - Les cibles classiques à spin gelé

2.1.1 - *Mécanismes de polarisation*

a) Polarisation d'équilibre

Le point de départ de toute discussion concernant la polarisation est fourni par le moment magnétique des particules concernées : le proton, le deuton et l'électron. Une cible polarisée peut être considérée comme un ensemble de ces particules, placé dans un champ magnétique élevé, et refroidi à basse température. L'interaction Zeeman entre le moment magnétique μ et le champ magnétique externe B , génère une série de $2I + 1$ sous-niveaux, où $I = 1/2$ pour le proton et l'électron et $I = 1$ pour le deuton. A l'équilibre thermique, la population de deux sous-niveaux est donnée par la loi de Boltzmann :

$$N(E + \Delta E) = N(E) \cdot \text{Exp} (-\Delta E/kT) \quad (2)$$

où T est la température du système,
 k est la constante de Boltzmann et
 ΔE la séparation en énergie des sous-niveaux considérés.

Le déplacement en énergie d'un niveau est donné par :

$$E = - \vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (3)$$

et la figure 1 illustre les déplacements obtenus en fonction de la composante "OZ" du spin.

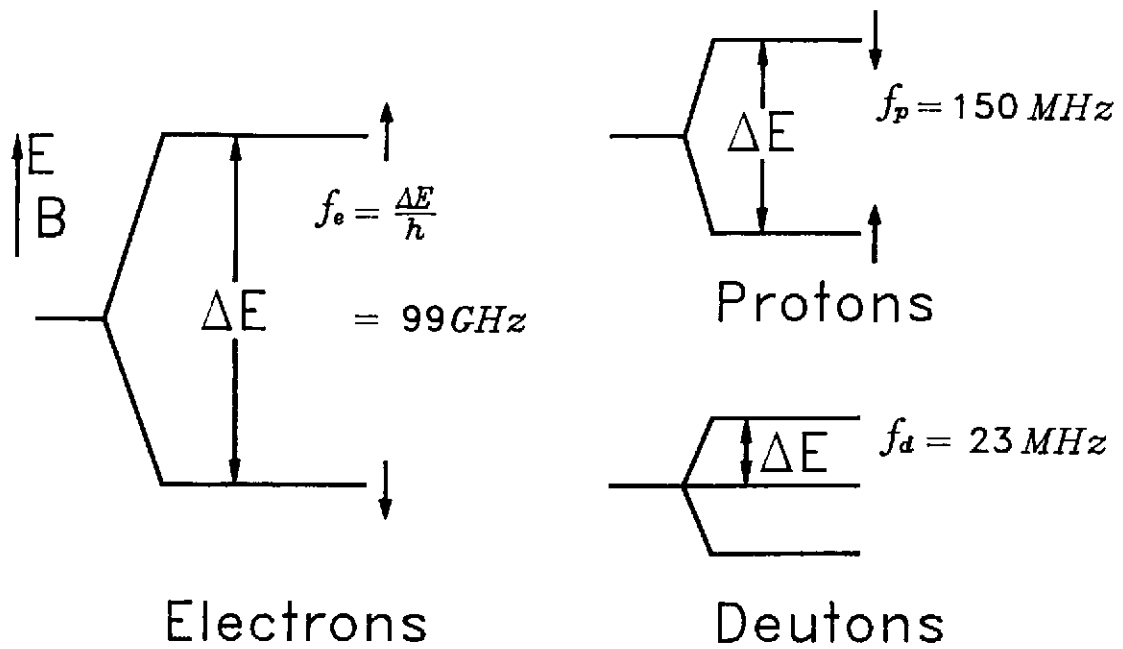


Figure 1 : Déplacements en énergie en fonction de la projection "OZ" du spin. Les fréquences de Larmor donnent les échelles d'énergie ; très différentes pour les électrons et les baryons notamment. Le champ magnétique B est de 3,5 Tesla.

On obtient facilement pour les électrons, les protons et les deutons, les relations suivantes :

$$\text{ELECTRONS} \quad \frac{N_+}{N_-} = e^{-\frac{2\mu_e B}{kT}} \quad (4)$$

$$\text{PROTONS} \quad \frac{N_+}{N_-} = e^{-\frac{2\mu_p B}{kT}} \quad (5)$$

$$\text{DEUTONS} \quad \frac{N_+}{N_0} = \frac{N_-}{N_0} = e^{-\frac{\mu_d B}{kT}} \quad (6)$$

et tenant compte des définitions de la polarisation pour des particules de spin 1/2 et de spin 1 respectivement, les relations permettant le calcul de la polarisation d'équilibre qui n'est fonction que du moment magnétique, du champ magnétique et de la température.

• Particules de spin 1/2

$$\text{Polarisation vectorielle : } P_z = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (7)$$

• Particules de spin 1

$$\text{Polarisation vectorielle : } P_z = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_0 + N_-} \quad (8)$$

$$\text{Polarisation tensorielle : } P_{zz} = \frac{N_+ + N_- - 2N_0}{N_+ + N_0 + N_-} \quad (9)$$

$$P_z = \tanh \frac{\mu_p B}{kT} \quad (10)$$

où $-1 < P_z < 1$

Pour les Deutons :

$$P_z = \frac{4 \tanh \frac{\mu_d B}{2kT}}{3 + \tanh^2 \frac{\mu_d B}{kT}} \quad (11)$$

où $-1 < P_z < 1$

$$P_{zz} = \frac{4 \tanh^2 \frac{\mu_d B}{2kT}}{3 + \tanh^2 \frac{\mu_d B}{kT}} \quad (12)$$

où $-2 < P_{zz} < 1$

$$P_{zz} = 2 - \sqrt{4 - 3P_z^2} \quad (13)$$

On rappelle que :

$$\begin{aligned} \mu_e &= 5,79 * 10^{-5} \text{ eV/T (electrons)} \\ \mu_p &= 8,80 * 10^{-8} \text{ eV/T (protons)} \\ \mu_d &= 2,70 * 10^{-8} \text{ eV/T (deutons)} \\ k &= 8,617 * 10^{-5} \text{ eV/}^\circ\text{K (Boltzmann)} \end{aligned}$$

L'interprétation physique de ces relations est que les particules ont tendance à occuper préférentiellement les niveaux d'énergie les plus bas, mais que cette répartition est contrecarrée par l'agitation thermique. La disparité entre les populations est d'autant plus grande, à température donnée, que l'écart en énergie entre deux niveaux successifs est grand, ce qui ne dépend que du champ magnétique et du moment magnétique. Malheureusement, le moment magnétique du proton μ_p est petit (658 fois plus petit que celui de l'électron), et celui du deuton encore plus petit. Par conséquent, la polarisation nucléaire (proton ou deuton) obtenue par la méthode décrite ci-dessus est très petite. Dans un champ magnétique de 2,5 Tesla, à la température de 1 degré Kelvin, on obtient 0,25% pour les protons et 0,05% pour les deutons, alors que les électrons sont polarisés à 92% dans ces mêmes conditions. Heureusement, la technique polarisation dynamique, développée dès 1953 pour les métaux³⁾ (effet Overhauser) et en 1958 pour les isolants solides⁴⁾ (effet solide) permet d'obtenir des taux de polarisation nucléaires élevés.

b) Effet solide

Une description très simplifiée de l'effet solide peut être donnée comme suit. Un matériau solide, pouvant convenir de cible, est dopé de radicaux paramagnétiques fournissant des électrons dont le spin n'est pas apparié. Ceux-ci se polarisent très facilement. L'interaction dipôle-dipôle entre les spins du nucléon et de l'électron donne lieu à une interaction hyperfine correspondant à la répartition de niveaux schématisée par la Figure 2 pour une cible de protons. En utilisant un champ Radio-Fréquence (environ 70 GHz à 2,5 Tesla), la polarisation élevée des électrons peut être transférée aux protons.

Cette technique de polarisation "dynamique" marche bien, parce que le temps de relaxation du spin des protons est beaucoup plus grand que celui du spin des électrons. On notera que le spin des protons peut être orienté dans le sens du champ magnétique ou dans le sens opposé, en changeant légèrement la fréquence du champ R.F., sans changer aucun autre paramètre, ce qui est très avantageux pour réduire les erreurs systématiques lors d'une expérience de physique nucléaire.

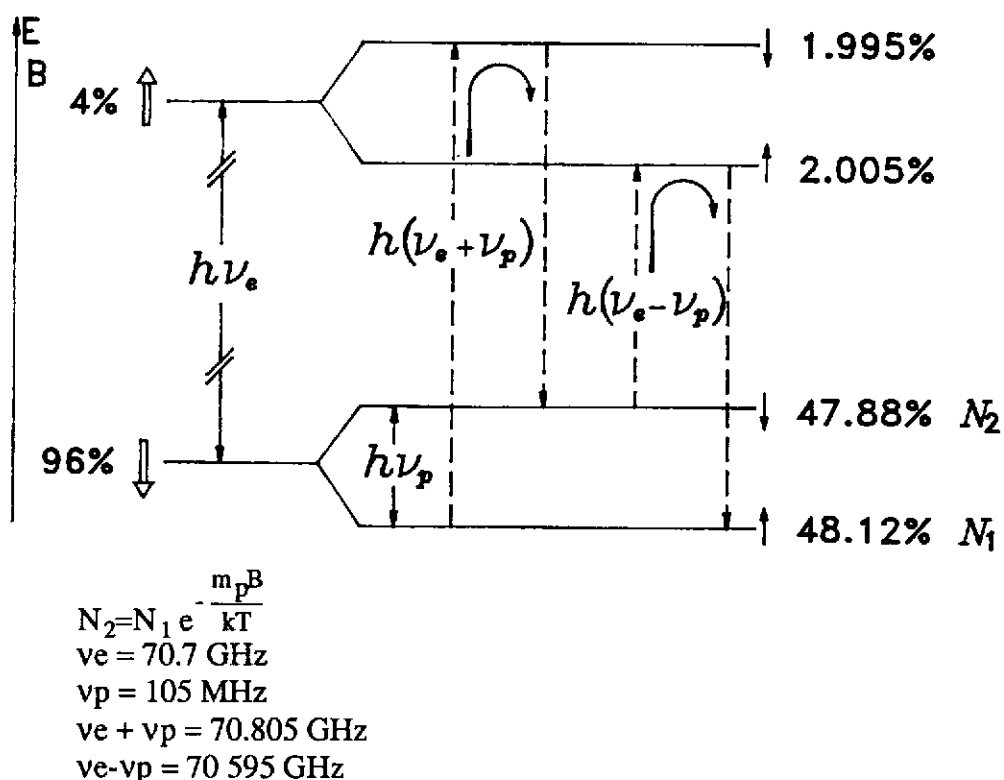


Figure 2 : Représentation schématique de l'effet solide à $B = 2,5 \text{ T}$ et $T = 1^\circ\text{K}$. A l'équilibre $P_p = 0,25\%$, $P_e = 92\%$.

En principe, le taux de polarisation des protons peut atteindre celui des électrons ; en pratique, le modèle simple décrit ci-dessus n'est applicable que si le spectre de résonance du spin de l'électron des radicaux paramagnétiques est étroit comparé à ν_p , ce qui n'est pas toujours le cas. La polarisation des espèces nucléaires, en particulier les deutons, est alors inférieure à celle des électrons, d'une part, parce que les deux transitions interdites ($\nu_e + \nu_p$ et $\nu_e - \nu_p$) sont excitées simultanément ; d'autre part, la transition permise (ν_e), également excitée, vide, le niveau que l'on essaie de remplir (effet-solide différentiel). On entend par transition interdite une transition où les deux spins sont basculés simultanément et par transition permise celle correspondant au retournement d'un seul spin.

Le modèle basé sur l'effet-solide discret, décrit très bien le mécanisme de polarisation de la première cible polarisée LMN, un sel cristallin dopé au Néodyme. Ce matériau qui ne contient que 3% en poids d'Hydrogène a été utilisé comme cible de 1962 à 1968. Il est très sensible aux dommages causés par irradiation.

c) Théorie : "Equal-spin temperature"

Vers la fin des années 60, le LMN a été remplacé par des matériaux organiques. Dans des matériaux amorphes, comme l'alcool gelé, le mécanisme de polarisation dynamique est sensiblement différent de celui schématisé par l'effet-solide et est décrit par la théorie : "Equal-spin temperature". Ce modèle est nécessaire quand la concentration d'électrons devient si importante que l'interaction dipolaire des spins des électrons ne peut plus être négligée. Ces interactions sont faibles comparées aux interactions Zeemann des spins des électrons ou des nucléons ; cependant, on considère dans cette théorie que l'interaction spin-spin des électrons constitue un réservoir thermique décrit par une température T_{SS} . Dans ce cas, le schéma de niveaux n'est pas discret, pour des nombres quantiques de spin identiques, mais plutôt représenté par des bandes de niveaux quasi-continus. La population des niveaux à l'intérieur d'une bande est décrite par une distribution de Boltzmann avec la température T_{SS} , tandis que la population de différentes bandes est régie par T_{Ze} . Ce n'est qu'à l'équilibre thermodynamique, soit en l'absence de champ RF et après un temps de relaxation suffisamment long que $T_{SS} = T_{Ze}$ et sont égaux à T_L la température du réseau.

La figure 3, extraite de la référence 5, schématise les idées directrices de la théorie : "Equal-spin temperature", dont la description dépasse le cadre de ce cours et est exposée en détail dans la Référence 6.

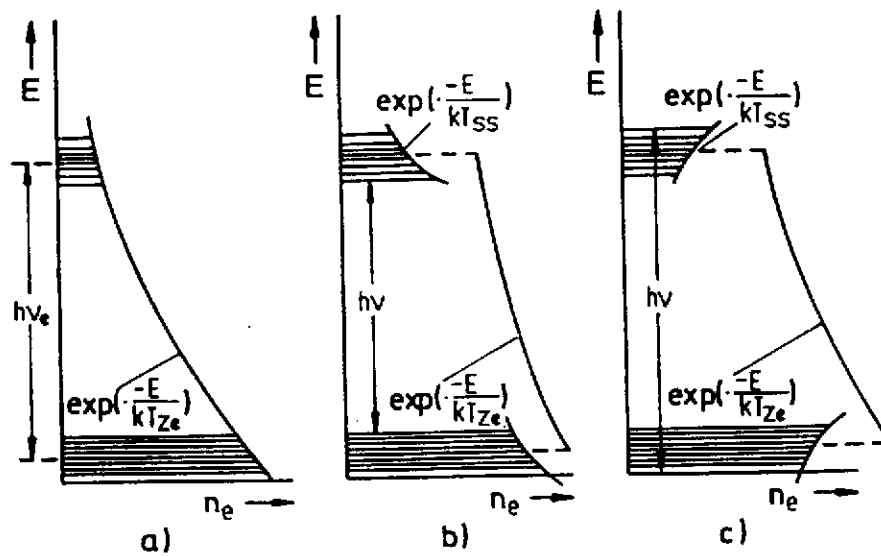


Fig. 3 : Densités de population des niveaux d'électron n_e à différentes températures T_{SS} du "réservoir" correspondant à l'interaction spin-spin et du réservoir Zeeman T_{Ze} .

a) Réservoirs "ss" et "Ze" en équilibre thermique avec le réseau, soit $T_{SS} = T_{Ze} = T_L$.

b) $0 < T_{SS} < T_{Ze}$

c) $T_{SS} < 0, \quad 0 < |T_{SS}| < T_{Ze}$

Disons simplement, qu'en l'absence de relaxation, T_{SS} et T_{Ze} peuvent être considérés comme indépendants, à tel point que, en jouant sur la fréquence du champ RF, comme indiqué à la figure 3, on puisse modifier indépendamment les populations intra-bandes et inter-bandes. La différence importante par rapport à l'effet solide est que la fréquence optimum de polarisation est essentiellement gouvernée par T_{SS} . Le taux maximum de polarisation pour différentes espèces nucléaires (en pratique proton et deuton) est atteint pour la même fréquence RF donc la même température T_{SS} . Ce n'était pas le cas pour l'effet-solide, où le maximum de polarisation était atteint à des fréquences différentes pour le même spin et différents μ_N , avec comme limite supérieure la polarisation des électrons.

Une conséquence importante de la théorie EST est que les espèces nucléaires ayant un petit moment magnétique sont handicapées. (voir les relations (4), (5) et (6) où l'on a remplacé T par T_{SS}). C'est une des raisons pour lesquelles, dans les cibles de Butanol ou d'Ammoniac, la polarisation des deutons reste limitée à 50% alors que celle des protons atteint 95%. La figure 4 illustre ces propos.

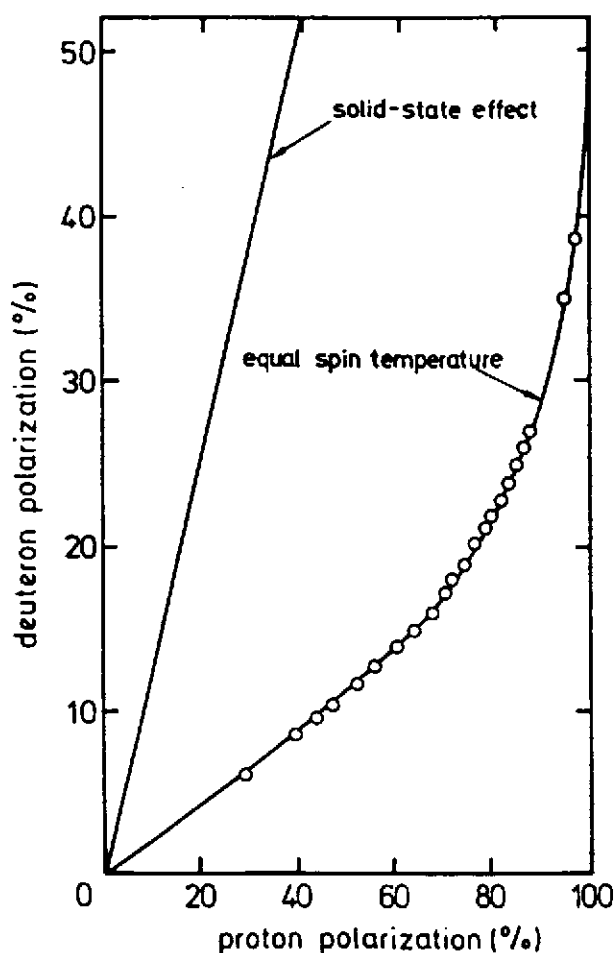


Figure 4 : Exemple d'une cible d'Ethanediol $[C_2D_4(OH)_2]$ partiellement deutéré dans laquelle les protons et les deutons ont toujours la même température de spin T_{SS} . Les données ont été enregistrées pendant le processus de polarisation dynamique à $0,54^\circ K$ et 2,5 Tesla.

2.1.2 - Technologie

Comme expliqué ci-dessus, une polarisation nucléaire élevée dans un matériau cible convenable est obtenue à basse température et dans un champ magnétique élevé. En plus, on se sert de micro-ondes afin de générer le processus de polarisation dynamique. La mesure de la polarisation s'effectue par résonance magnétique nucléaire et sera décrite dans la deuxième partie de ce cours. La figure 5 illustre schématiquement les principaux ingrédients d'une cible polarisée. Dans ce cas, la cible travaille en mode continu, c'est-à-dire que la polarisation est constamment excitée dans un champ magnétique élevé (2,5 Tesla).

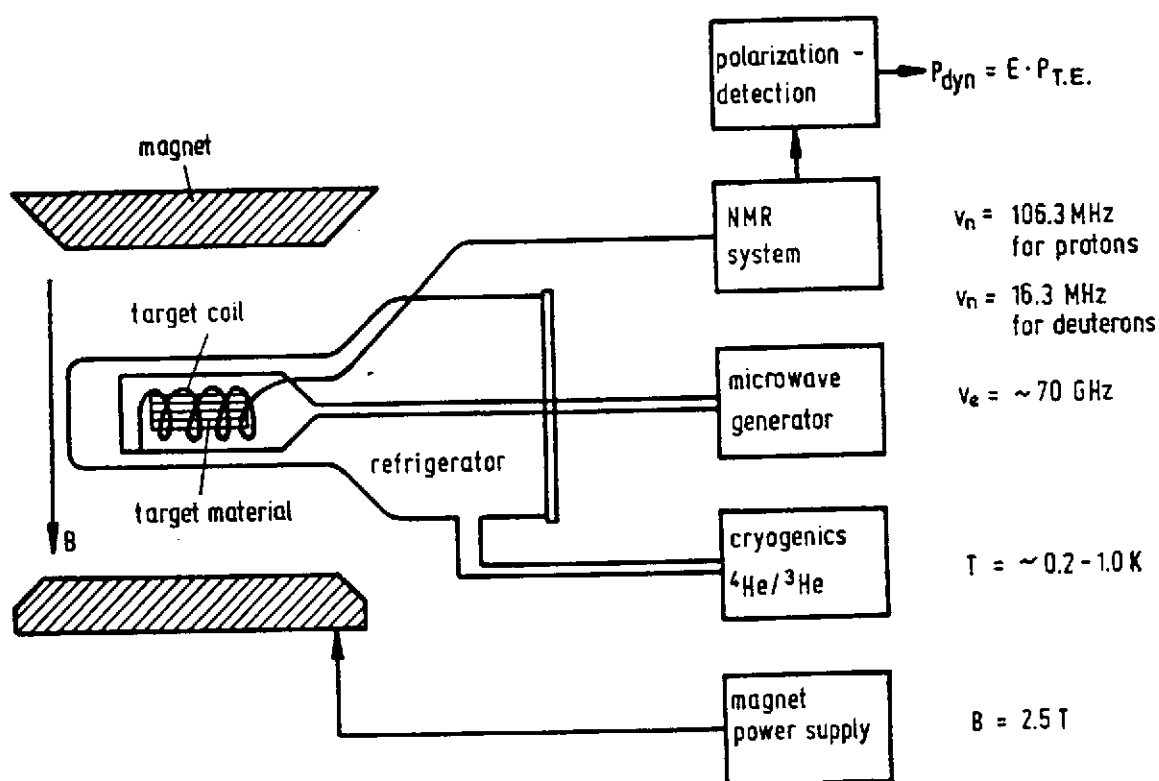


Figure 5 : Représentation schématique des principaux éléments d'une cible polarisée.

En mode continu, la température est maintenue moyennement basse (200 mK - 4 K), afin d'optimiser les temps de relaxation des spins des électrons (court) et celui des nucléons (long).

Actuellement, les cibles polarisées classiques travaillent le plus souvent en mode dit à "Spin gelé". Pour ce faire, après avoir obtenu un taux de polarisation élevé à champ fort et température moyenne en quelques heures, on descend la température en-dessous de 50 mK, ce qui augmente considérablement le temps de relaxation, on peut alors baisser le champ à des valeurs de l'ordre de 0,5 Tesla, tout en conservant des temps de relaxation supérieurs à 10 jours. Le champ de maintien peut être assuré par des bobines situées loin de la zone

d'interaction, ce qui assure aux particules produites à l'état final d'une réaction nucléaire un grand angle solide disponible pour atteindre les détecteurs.

2.1.3 - Exemples

a) Réalisation : la cible BOFROST de Bonn

La figure 6 montre la cible BOFROST de Bonn⁵⁾, dont la conception s'inspire très largement de la cible Nucléon-Nucléon du LNS⁷⁾. On remarquera les bobines de maintien horizontale et verticale permettant d'orienter le spin dans n'importe quelle direction en faisant tourner le champ magnétique de maintien (le spin suit le champ).

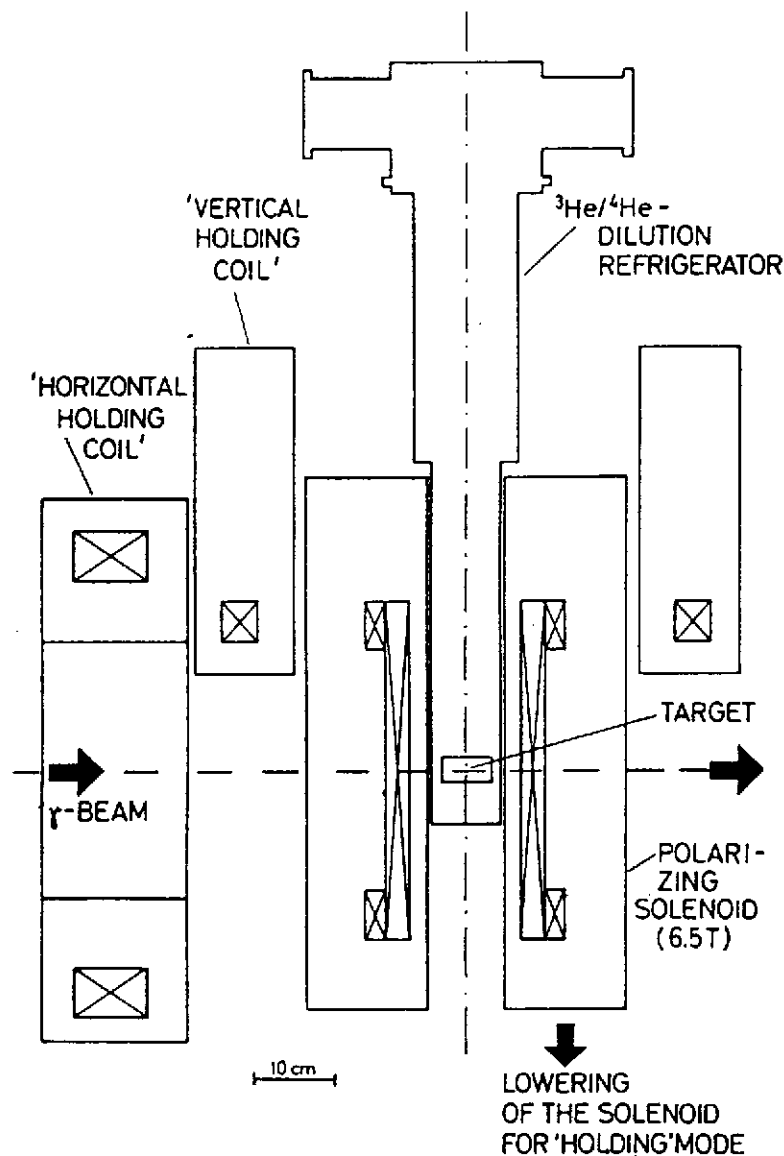


Figure 6 : Cible à spin gelé. Après obtention de la polarisation maximum, le solénoïde de polarisation est escamoté. Les bobines de maintien horizontale ou verticale sont utilisées pour orienter le spin dans la direction souhaitable.

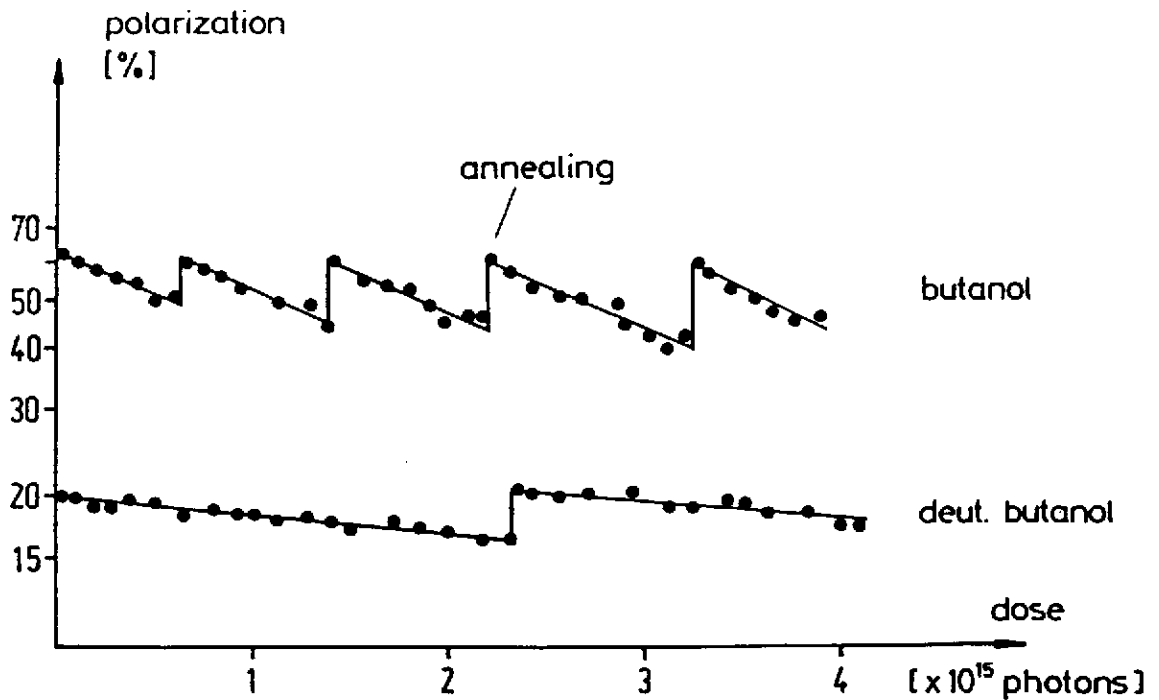


Figure 8 : Historique de la polarisation du Butanol et du Butanol deutéré en fonction de la dose d'irradiation. Les phases de récupération consistent à élever la température au-delà de 110 K..

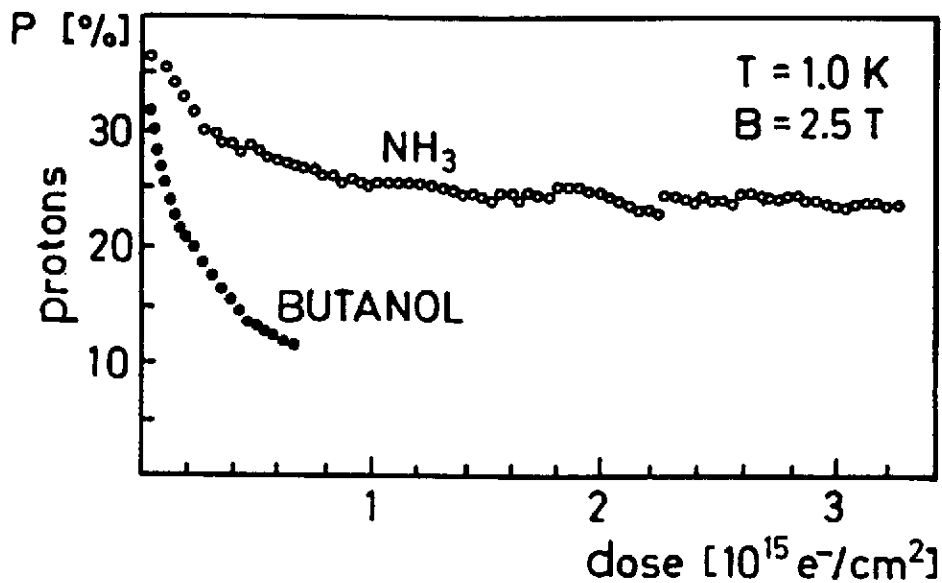


Figure 9 : Comportement de la polarisation des protons dans l'Ammoniac et le Butanol en fonction de la dose induite par un faisceau d'électrons à 1K et 2,5T.

Tableau 1 : Compilation des paramètres les plus importants correspondant au Butanol et au Butanol deutéré, à différentes températures T dans un champ magnétique de 2,5 Tesla.

refrigerator	Butanol (protons)			d-butanol (deuterons)		
	^4He	^3He	$^3\text{He}/^4\text{He}$	^4He	^3He	$^3\text{He}/^4\text{He}$
T [K]	1	0.5	0.2	1	0.5	0.2
P_{max} [%]	40	70	80	10	22	27
τ_{07} [min]	1	10	60	1	10	60
k	1/4.2			1/4.2		
k.P [%]	9.5	16.7	19.0	2.4	5.2	6.4
ϕ_0 [photons/cm ²]	$1.2 * 10^{15}$			$4.7 * 10^{15}$		

P_{max} = maximum polarization

τ_{07} = time to reach 70% of the maximum polarization

k = ratio of free polarizable nucleons (e.g. protons) to total number of nucleons

k.P = total polarization of the target material

ϕ_0 = depolarization constant

Table 2 : Polarisations maximum obtenues à Bonn, pour les protons et les deutons.

Protons

T (K)	1	0.5	0.2	remarks
butanol	0.40	0.70	0.80	chemically doped (porphyrexide)
NH ₃	0.40	0.66	0.92*	"high temperature" irradiated

* CERN results

Deuterons

T (K)	1	0.5	0.2	remarks
d - butanol	0.10	0.22	0.27 (0.06) ⁺	chemically doped (porphyrexide)
	0.035	0.11	0.31 (0.07) ⁺	"high temperature" irradiation
ND ₃	0.09	0.14	0.44 (0.15) ⁺	additional "low temperature" irr.
	-	-	*0.49 (0.19) ⁺	additional "low temperature" irr.

* measurement at 3.5 T magnetic field

+ tensor polarization values

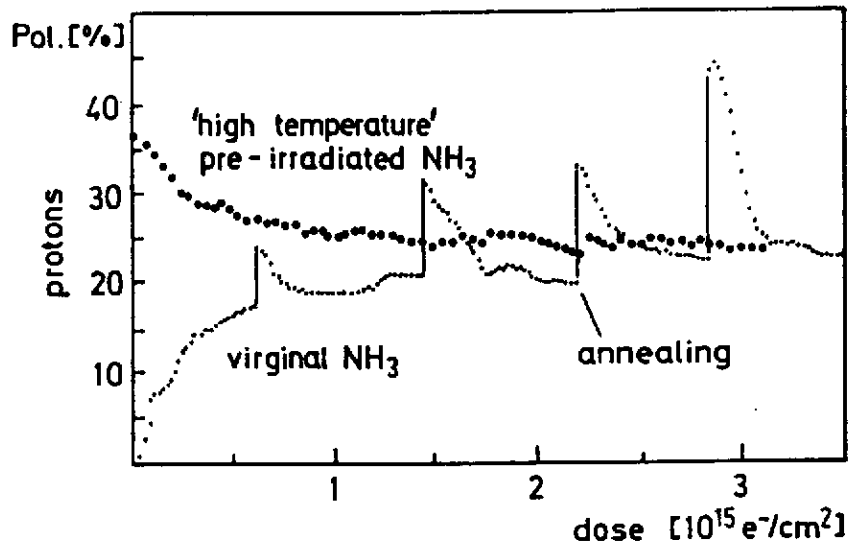


Figure 10 : Comparaison des taux de polarisation obtenus pour les protons à 1K et 2,5T pour de l'Ammoniac pré-irradié à "haute température" et du NH₃ vierge en fonction de la dose d'irradiation dans un faisceau d'électrons.

Une propriété intéressante de l'Ammoniac est que l'on peut y introduire des radicaux libres par irradiation plutôt que par dopage chimique. Il existe deux techniques différentes d'irradiation :

- à haute température (80 - 90°K)
- à basse température ($\cong 1^\circ\text{K}$)

L'irradiation à basse température permet d'introduire les radicaux libres nécessaires pour la polarisation dynamique pendant l'expérience, ce qui marche bien avec des faisceaux d'électrons, dont la grande intensité permet de produire un nombre adéquat de radicaux ($10^{19} - 10^{20}$ spins/ml) en un temps raisonnable. L'expérience a montré qu'il était plus avantageux d'utiliser l'irradiation à haute température, comme le montre la Figure 10.

b) Expérience : Mesure de l'asymétrie cible dans la photoproduction de η .

Près du seuil, la photoproduction du méson η dans la réaction :



est largement dominée par l'excitation dans l'état intermédiaire de la résonance N^* : S_{11} (1535)⁸⁾. Bien que les distributions angulaires des sections efficaces différentielles indiquent une contribution appréciable d'autres résonances telles que D_{13} , D_{15} et F_{15} ⁹⁾, les amplitudes correspondantes ne peuvent être déterminées précisément à partir des seules sections efficaces différentielles. Après avoir mesuré celles-ci à Bonn⁸⁾, nous sommes en mesure d'utiliser la cible de protons polarisés BOFROST associée d'une part, au spectromètre de mésons neutres SPES ϕ (sensible aux γ de décroissance des η produits) et d'autre part, au système de détection PHOENICS constitué de scintillateurs sensibles

aux protons de l'état final de la réaction (14), pour mesurer l'asymétrie due à la polarisation de la cible, soit la réaction :



Dans ce cas particulier, on a remplacé la bobine de maintien horizontale (cf. figure 6) par deux petites bobines de Helmholtz supraconductrices situées respectivement au-dessus et en-dessous de la cible, créant un champ de maintien de 0,4 Tesla dans une zone très localisée. Les protons sortants sont très peu affectés par ce champ et les photomultiplicateurs du SPES ϕ suffisamment blindés pour supporter le faible champ de fuite les atteignant.

La figure 11, extraite de la référence 9, montre l'observable T, liée à l'asymétrie produite par la polarisation de la cible. On constate que la résonance S₁₁, qui domine les sections efficaces, ne produit aucune asymétrie ; par contre, une petite contribution de la résonance D₁₃, produit une asymétrie atteignant 40%. On constate également que la résonance D₁₅, induit une asymétrie grande en opposition de phase par rapport à D₁₃.

Les mesures d'asymétrie cible, actuellement en cours à Bonn, permettraient d'établir précisément la contribution des états D au processus de photoproduction du méson η . De telles mesures n'ont jamais été tentées jusqu'à présent et constitueront une première mondiale.

Target polarization

Variable background, E=900 MeV

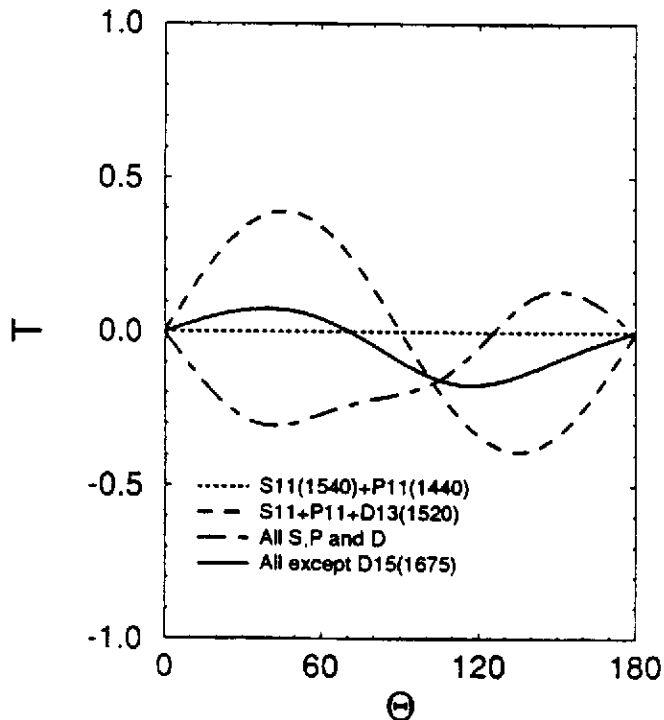


Figure 11 : Contribution des résonances N* à l'asymétrie cible, dans la photoproduction du méson η sur le proton. Extrait de la référence 9.

2.2 - La cible $\vec{H}\vec{D}$:

2.2.1 - *Etats rotationnels moléculaires et temps de relaxation*

Les cibles polarisées conventionnelles peuvent désormais être couramment produites, et la technologie de fabrication est bien au point. Cependant, un de leurs inconvénients majeurs est qu'elles ne sont pas pures ; le nombre de nucléons polarisables ne représentant qu'un tiers du nombre total de nucléons présents dans la cible. De plus, pour atteindre des temps de relaxation suffisamment longs, il est nécessaire de maintenir la cible à très basse température bien au-dessous de $0,3^{\circ}\text{K}$, dans un champ de maintien relativement grand, de l'ordre de 0,5 Tesla. Tout ceci n'est possible qu'en équipant la ligne de faisceau d'une machinerie complexe, comprenant au moins un réfrigérateur à dilution et une bobine supraconductrice. Finalement, la polarisation vectorielle des deutons dépasse rarement 50% alors que celle des protons peut atteindre 95%.

Est-il possible de développer une cible pure, dont tous les nucléons soient polarisables, avec des taux de polarisation de l'ordre de 90% pour les protons et supérieurs à 65% pour les deutons, ayant de surcroît des temps de relaxation de plusieurs jours à des températures "élevées", de l'ordre de quelques $^{\circ}\text{K}$ dans des champs magnétiques faibles (quelques Kgauss) ? La réponse est "oui", pourvu que l'on considère la polarisation des molécules de HD, plutôt que celle des espèces plus connues, telles que H_2 et D_2 . La Figure 12 donne une représentation schématique des états rotationnels correspondant aux molécules d'Hydrogène H_2 , HD et D_2 . Les contraintes de symétrie, imposées aux fonctions d'onde totales de H_2 (deux fermions) et D_2 (deux bosons) limitent les orientations des spins nucléaires à basse température, où le moment angulaire orbital doit être égal à zéro.

Pour H_2 , à la température ambiante, la variété la plus abondante, appelée ortho- H_2 correspond au couplage des spins à un spin total $S=1$ avec un moment angulaire orbital $L =$ impaire. Comme les spins nucléaires sont alignés, o- H_2 peut être polarisé. Cependant, l'état d'équilibre à basse température est le para-Hydrogène, ayant $L=0$ et $S=0$ comme l'exige l'antisymétrie de la fonction d'onde. Dans ce cas, les moments magnétiques nucléaires sont antiparallèles et par conséquent, le pur H_2 ne peut être polarisé.

Dans le cas du Deutérium, c'est le para- D_2 ($S=1$, $L=\text{impair}$) qui disparaît à basse température, ne laissant que les ortho- D_2 ($S=0,2$; $L=0$). Bien que 5/6 des noyaux de o- D_2 aient leurs spins alignés ($S=2$), le petit moment magnétique du deuton rend la polarisation du pur D_2 très difficile.

Par contre, la configuration de la molécule hétéronucléaire HD (un boson et un fermion) n'est pas contrainte par une symétrie particulière et de ce fait peut se trouver dans l'état rotationnel moléculaire $L=0$ indépendamment de l'orientation des spins de H et D.

Aux basses températures considérées ici, la cible de HD est sous forme de glace, donc à l'état solide. Comme le couplage entre les spins nucléaires et le réseau solide (couplage spin-réseau) se fait par l'intermédiaire du moment angulaire orbital de la molécule (ici égal à zéro), il est très difficile d'apporter aux spins nucléaires l'énergie nécessaire à leur basculement. On dit que le temps de relaxation spin-réseau est grand. Il

peut atteindre plusieurs jours, même à 4°K. Autrement dit, une fois polarisée, la cible $\vec{H} \vec{D}$ peut rester polarisée, même à champ faible et à la température de l'Hélium liquide pendant un temps suffisant pour effectuer une expérience de physique nucléaire. Bien que ce temps de relaxation long soit nécessaire du point de vue de l'expérimentateur, il rend la phase de polarisation également longue et difficile. La solution à ce dilemme a été suggérée par Honig¹⁰⁾ en 1967. Le temps de relaxation (polarisation) peut être considérablement réduit en ajoutant au pur HD une faible concentration ($\cong 10^{-4}$) de o-H₂ et de p-D₂.

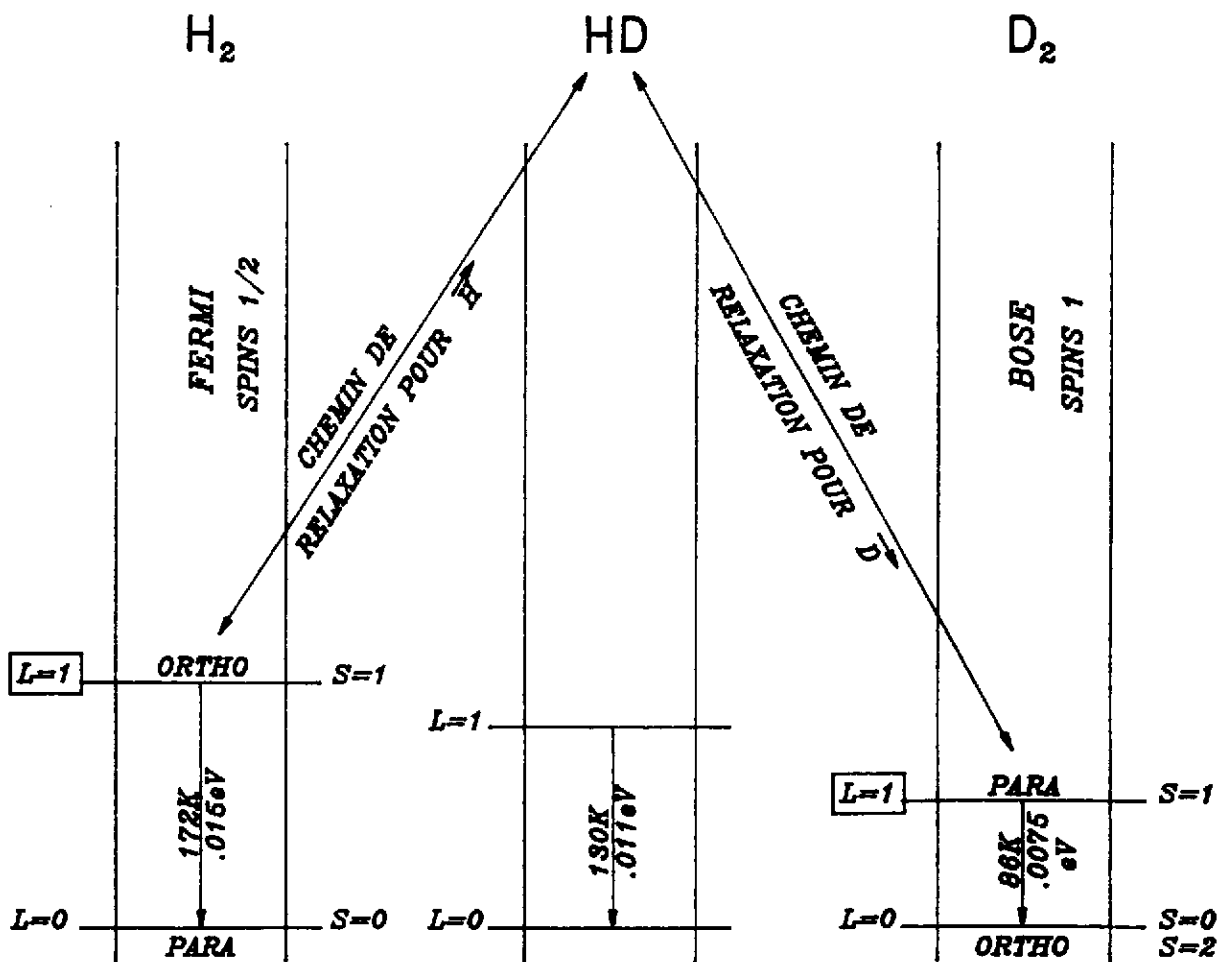


Figure 12 : Etats rotationnels moléculaires des molécules d'Hydrogène.

A très basse température, o-H₂ et p-D₂ décroissent vers p-H₂ et o-D₂ suivant e^{-t/T_0}

$T_0 = 6,25$ jours pour o-H₂

$T_0 = 18,25$ jours pour p-D₂

2.2.2 - Polarisation de H

L'adjonction d'une faible concentration de o-H₂ et de p-D₂ est importante, parce que leur moment angulaire orbital, L=1 se couple simultanément aux spins nucléaires et au réseau solide. Par conséquent, les noyaux H et D de ces molécules de L=1 se polarisent facilement (rapidement). Comme il existe une interaction spin-spin entre ces noyaux et leurs homologues de la molécule HD, il y a échange de polarisation par interaction spin-spin adiabatique et l'on peut ainsi polariser assez rapidement la molécule HD par ailleurs isolée du réseau.

Comme indiqué au paragraphe précédent, les états o-H₂ et p-D₂ de L=1 doivent décroître vers leurs états fondamentaux L=0. Pour les raisons de symétrie évoquées plus haut, cette décroissance implique un changement simultané du moment angulaire orbital et du spin total. Les états de L=1 sont donc métastables et la décroissance est relativement lente. Dans le HD, les transitions o-H₂ → p-H₂ et p-D₂ → o-D₂ ont des constantes de temps de 6,25 et 18,25 jours respectivement. Ces constantes de temps ne dépendent ni de la température, ni du champ magnétique, aux très basses températures considérées ici.

Pour retrouver des temps de relaxations longs, il "suffit", après avoir polarisé la cible $\vec{H} \vec{D}$, d'attendre suffisamment longtemps pour que les impuretés o-H₂ et p-D₂ aient déchu vers leurs états fondamentaux magnétiquement inertes. Les spins nucléaires sont alors complètement isolés du réseau et la cible $\vec{H} \vec{D}$ peut rester polarisée plusieurs jours, même à "haute" température et faible champ. En pratique, les temps de relaxation dépendent de la concentration en o-H₂ et p-D₂, de la température et du champ magnétique. Ils sont d'autant plus longs que les concentrations sont faibles, que la température est basse et que le champ magnétique est important. Nous verrons que pour des concentrations de l'ordre de 10⁻⁷, une température de 4°K et un champ de 8 Tesla, une cible $\vec{H} \vec{D}$ ne perd que 50% de sa polarisation initiale après plus d'une année.

Alors que dans une cible classique, les spins nucléaires sont "gelés" parce qu'elle est maintenue à basse température (50mK) pendant l'expérience, pour la cible $\vec{H} \vec{D}$, les spins nucléaires sont gelés, parce que les cheminements de relaxation ont été coupés : toutes les molécules dans un état L = 0. On peut dès lors travailler sous faisceau à 1,5°K et obtenir des temps de relaxation de plusieurs jours, voire plusieurs semaines à 0,4 Tesla.

On peut dès lors décrire le cycle de polarisation comme suit. Un échantillon de HD convenablement dopé, est maintenu d'abord à très basse température dans un champ magnétique élevé. Les spins des protons et deutons se relaxent, s'alignant sur le champ magnétique et transfèrent l'énergie de transition correspondante au réseau. Comme décrit au § 1.1.1., on peut utiliser les relations (7) à (11) pour calculer les polarisations d'équilibre qui ne dépendent que du champ magnétique, de la température et du moment magnétique de l'espèce nucléaire considérée. On sait déjà, que pour obtenir des polarisation d'équilibre élevées pour les protons, il faudrait des températures très basses dans un champ magnétique aussi élevé que possible. Grâce à la technologie moderne des réfrigérateurs à dilution ³He/⁴He, on peut espérer descendre à 10mK, d'autre part, un solénoïde supra-conducteur produisant un champ de 15 Tesla reste d'un prix abordable. La relation (10) permet de calculer la polarisation des protons qui sera de 91%, par contre, la polarisation vectorielle des deutons, donnée par la relation (11), ne sera dans ces

conditions que de 27%. De plus, alors que le temps de décroissance des impuretés $o\text{-H}_2$ magnétiquement actives est de 6,25 jours, ce qui nous oblige à laisser vieillir la cible pendant quelques semaines pour assurer un temps de relaxation suffisamment long aux protons ; la constante de temps correspondant au $p\text{-D}_2$ est de 18,25 jours, ce qui correspond à plusieurs mois de vieillissement à 10 mK et 15 Tesla dans le cas du deuton. Pour ces deux raisons : faible polarisation et temps de vieillissement trop long, il est préférable de polariser le deuton en utilisant une méthode dynamique semblable à celle décrite dans le chapitre consacré aux cibles classiques. Mais au lieu de transférer la polarisation des électrons aux protons, nous allons, dans le cas du HD transférer la polarisation des protons aux deutons.

2.2.3 - Polarisation de D (passage adiabatique rapide)

Dans le cycle standard qui sera utilisé pour la préparation des cibles $\vec{H}\vec{D}$, on n'utilisera que le $o\text{-H}_2$ pour doper la cible et polariser les protons à champ élevé et très basse température, sans introduire de $p\text{-D}_2$. Les deutons seront polarisés en transférant par étapes répétées, la polarisation des protons aux deutons en utilisant une méthode dérivée de la polarisation dynamique et appelée : "Passage adiabatic rapide"¹¹⁾. Cette technique exploite le couplage dipolaire entre les noyaux de H et D appartenant à différentes molécules de HD. Le schéma de niveau généré par le couplage décrit ci-dessus, correspondant à un seul H et un seul D de deux molécules HD voisines est représenté à la Figure 13.

Bien que les états a-f, puissent être approximativement caractérisés par les nombres quantiques m_H et m_D , le couplage dipolaire génère un mélange des états. Dès lors, une petite composante d'états ($m_H, m_D \pm 1$) s'ajoute aux états (m_H, m_D). En excitant ces transitions "interdites", la polarisation des protons peut être transférée aux deutons. A une valeur donnée du champ magnétique B_0 , les transitions $b \leftrightarrow d$ et $c \leftrightarrow e$ sont excitées à une fréquence plus basse que les transitions $a \leftrightarrow e$ et $b \leftrightarrow f$. En ajustant convenablement le champ RF, on peut choisir le sens des transitions. La terminologie : PAR "Passage Adiabatique Rapide" veut dire que l'on varie, continument la fréquence en passant par la fréquence de résonance, et l'on peut montrer que cette technique aboutit à l'interversion des populations des sous-états magnétiques "b" et "d" par exemple.

Partant d'une polarisation des protons égale à +1 et d'une polarisation vectorielle des deutons égale à ϕ (états "d", "e" et "f" uniformément peuplés et les états "a", "b" et "c" vides) après un PAR, on retrouve une polarisation des protons égale à -2/3 et une polarisation vectorielle des deutons égale à +2/3. On voit que ce PAR a transféré 66% de la polarisation des protons aux deutons. En pratique, il est difficile de dépasser un rendement de 50%. Le PAR doit se faire à champ faible (0,03 Tesla) afin de déplacer la fréquence de RMN vers des fréquences assez basses et limiter la puissance dissipée. Après cette opération, les protons peuvent être repolarisés en accroissant le champ magnétique jusqu'à 15-17 Tesla. Comme le temps nécessaire à la polarisation des protons est assez court (24 heures) par rapport à la constante de temps de décroissance du $o\text{-H}_2$ (6,25 jours), on peut répéter l'opération décrite ci-dessus, afin d'accroître encore la polarisation des deutons.

Cette phase de polarisation terminée, la cible $\vec{H}\vec{D}$ doit être maintenue à basse température et champ élevé, pendant un temps suffisamment long pour que les impuretés

de $o\text{-H}_2$ aient décreu, accroissant le temps de relaxation. La figure 14 montre le déroulement temporel de tout le cycle de polarisation. On voit que la concentration de $o\text{-H}_2$: " C_1^H ", décroît exponentiellement de $5 \cdot 10^{-4}$ à $2 \cdot 10^{-7}$ pendant les 45 jours que dure le cycle. Les PAR ont lieu après 2,5 jours et 6 jours respectivement, à faible champ ; et ne durent que quelques minutes. Enfin, les polarisations des protons " H " et des deutons " D " évoluent au cours du temps comme indiqué au bas de la figure. Cette procédure permet de produire une cible HD polarisée, à spin gelé avec des taux de polarisation d'au moins 80% pour les protons et d'au moins 50% pour les deutons. Le taux de polarisation tensorielle des deutons est d'au moins 20%. On remarquera que la température n'atteint 10mK qu'après une dizaine de jours ; en effet, la décroissance $o\text{-H}_2 \rightarrow p\text{-H}_2$ est exothermique et la relativement grande concentration de $o\text{-H}_2$ au début du cycle contrarie la descente en température, car la puissance des réfrigérateurs à dilution $^3\text{He}/^4\text{He}$ diminue très rapidement lorsque la température baisse (typiquement quelques μWatt à 10 mK).

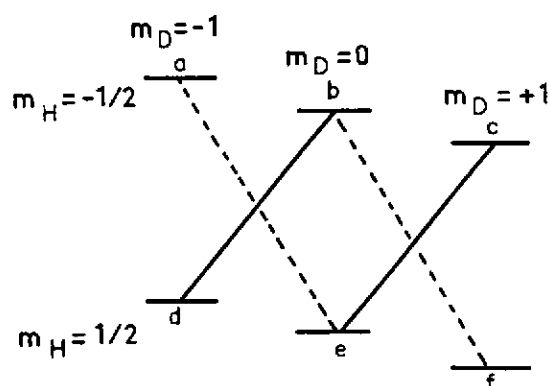


Figure 13 : Schéma des sous-états magnétiques de noyaux H et D appartenant à deux molécules HD voisines, interagissant par couplage dipolaire. Les transitions "interdites" sont connectées par des traits.

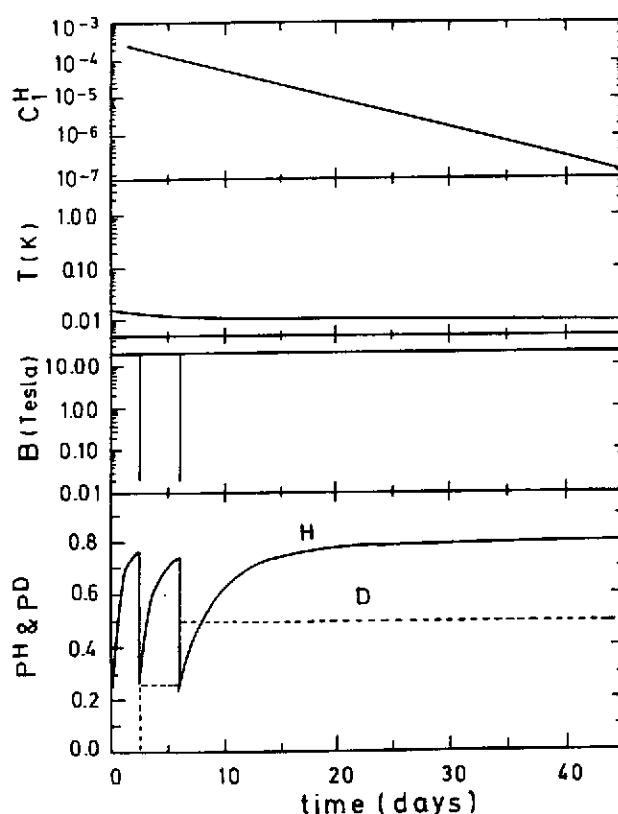


Figure 14 : Déroulement temporel de la polarisation d'une cible HD. C_1^H est la concentration de ortho- H_2 . Après 2,5 et 6 jours, respectivement, on transfère la polarisation de $H \rightarrow D$ par transitions "interdites". La polarisation de H et D sont décrites par les traits solide et interrompu.

2.2.4 - Temps de relaxation

De petits échantillons de HD polarisés ($\cong 1\text{cm}^3$) sont couramment fabriqués par le Professeur A. Honig et son groupe à l'Université de Syracuse (N.Y., USA) pour les études de fusion par confinement inertiel par bombardement laser à Rochester. Une étude de faisabilité, récemment menée à bien, a clairement établi la méthode de production d'échantillons plus volumineux (2,3cm de diamètre x 7,0cm de longueur), donc d'épaisseur suffisante pour les faisceaux de faible intensité ($10^6 - 10^7 \gamma/\text{s}$) obtenus par rétrodiffusion de lumière laser, comme à GRAAL.

Il a été démontré que les temps de relaxation d'une cible ayant accompli tout le cycle de polarisation de 45 jours, à des températures de 15-20mK dans un champ magnétique de 17 Tesla, après transfert du réfrigérateur à dilution à un cryostat à He liquide pompé à 1,5°K, étaient de 1 jour pour H et 10 jours pour D, à un champ magnétique de 0,3 Tesla. A 0,5°K, dans les mêmes conditions de champ magnétique, le temps de relaxation de H, passe à une semaine, ce qui suffit pour les expériences de physique nucléaire à venir. Pour descendre à 0,5°K, il suffit de pomper sur du ^3He liquide, plutôt que du ^4He , en utilisant sensiblement le même cryostat faisceau. Pour des champs plus élevés, les temps de relaxation de H et D augmentent très rapidement, atteignant 200 jours à 8 Tesla et 1,5°K. On pourra donc préparer des cibles $\vec{\text{H}} \vec{\text{D}}$ très longtemps à l'avance, les stocker dans un cryostat sous champ magnétique (bobine supra en mode persistant) et les transporter du site de production au lieu de l'expérience qui peuvent de ce fait, être très distants l'un de l'autre.

2.2.5 - Technologie

a) Cryostats de transfert et de faisceau

Un maillon crucial permettant d'utiliser les cibles $\vec{\text{H}} \vec{\text{D}}$ pour la physique nucléaire est le cryostat de transfert. Il s'agit d'un cryostat télescopique à Azote liquide et Hélium liquide (LN_2/LHe), qui peut pénétrer dans le réfrigérateur, à dilution, agripper la cible polarisée, et la transporter sous vide et sous champ magnétique de maintien dans un environnement comparativement chaud (1,5°K) et sous champ faible (0,3Tesla), soit pour stockage soit pour procéder à une expérience. On voit que contrairement aux cibles classiques, la production est découplée de l'utilisation, ce qui permet de n'avoir sur faisceau qu'un cryostat standard LN_2/LHe et un champ magnétique faible de maintien. La figure 15 montre un exemple de cryostat de faisceau LN_2/LHe prévu pour GRAAL (ESRF-Grenoble). La cible $\vec{\text{H}} \vec{\text{D}}$, sous forme de glace est vissée au cryostat d'hélium liquide, qui est creux, afin de laisser le passage du faisceau de γ de haute énergie. Le champ de maintien est fourni par une bobine supra-conductrice de très faible épaisseur, enroulée sur un cylindre support en cuivre. L'épaisseur totale de la bobine n'est que de 0,5mm pour un champ de 0,4 Tesla¹²). La cible $\vec{\text{H}} \vec{\text{D}}$ fait 3cm de diamètre pour une épaisseur de 3cm ; il n'y a pas de fenêtre d'entrée et le bloc peut être contenu dans une enveloppe de mylar très mince.

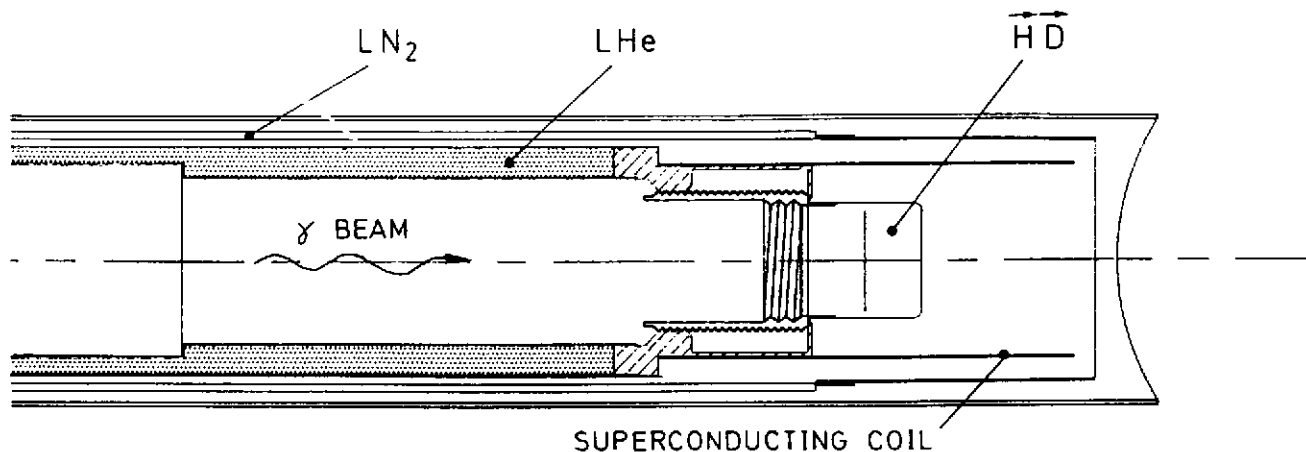


Figure 15 : cryostat de faisceau conçu à Orsay, montrant la cible $\vec{H} \vec{D}$ sous forme de glace connectée au cryostat interne d'He liquide. Le champ de maintien est de 0,4 Tesla et est assuré par une bobine supraconductrice d'épaisseur totale inférieure à 0,5mm (8).

b) Conductivité thermique

Une complication des cibles $\vec{H} \vec{D}$ provient de la faible conductivité thermique du matériau lui-même. Comme signalé plus haut, la décroissance du o-H₂ vers le p-H₂ magnétiquement inerte est exothermique. Afin de maintenir dans la cible une température homogène au cours du cycle de polarisation, on est amené à introduire des fils d'Aluminium dans tout le volume de la cible. L'Aluminium en question représente 15% du poids de HD et génère un fond à soustraire des mesures expérimentales, cependant en nombre de nucléons non polarisable, il représente encore une contamination cinq fois moindre que celle due à l'Azote dans les cibles NH₃ classiques. (cf § 1.3.1).

2.2.6 - Exemples

a) Projet de cible $\vec{H} \vec{D}$ pour GRAAL

Le facteur de qualité expérimental pour une cible polarisée est proportionnel à $(fP_T)^2$, où f est la fraction de "noyaux" polarisables à un taux de polarisation P_T . La moitié des protons de la cible sont utilement polarisés, donnant à la cible $\vec{H} \vec{D}$ un facteur de qualité trois fois supérieur à celui du NH₃. Comme cible de neutron polarisé, le gain est encore plus important, car tous les neutrons de la cible $\vec{H} \vec{D}$ sont utilement polarisés, lui donnant un facteur de qualité supérieur de plus d'un ordre de grandeur à celui du ND₃. Bien que les cibles de ³He polarisé présentent certains avantages, comme nous le verrons au chapitre suivant, n'ayant qu'un seul neutron qui est polarisé, leur faible épaisseur ne les rend plus compétitives pour des faisceaux peu intenses.

Pour des expériences de double polarisation, faisceau-cible, il faut inclure dans le calcul du facteur de qualité la polarisation du faisceau qui approche 100% à l'énergie maximum à GRAAL¹³). Ceci place cette installation en position de suprématie pour les mesures de double polarisation sur le neutron polarisé face aux faisceaux de Bremsstrahlung équipés de cible conventionnelles.

b) Mesure de la règle de somme DHG correspondant à la différence Proton-Neutron.

La règle de somme de Drell, Hearn¹⁴⁾ et Gerasimov¹⁵⁾ est une relation importante dépendant du spin du nucléon.

$$\text{DHG} = \int_{E_\gamma}^{\infty} \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{E_\gamma} dE_\gamma = - \frac{2\pi^2 \alpha^2}{m^2} \kappa_N \quad (16)$$

Elle relie le moment magnétique du nucléon κ_N à la différence des sections efficaces totales mesurées avec le spin du nucléon parallèle et antiparallèle au spin du photon incident intégrée du seuil de production de π : E_γ à l'infini. Cette règle de somme est fondamentale, mais n'a jamais été vérifiée expérimentalement.

En considérant la diffusion à petits angles de photons virtuels, d'autres règles de somme concernant les fonctions de structure de spin des nucléons peuvent être dérivées¹⁶⁾, à $Q^2 > 0$. Pour le proton, on a :

$$\Gamma_1^P(Q^2) = \int_0^1 g_1^P(x, Q^2) dx \quad (17)$$

où la variable de Björken $x = Q^2/2ME_\gamma$ est ici la variable d'intégration et Q^2 dépend de la différence entre l'impulsion et l'énergie transférées, comme toujours dans le cas de photons virtuels. Pour faire la liaison avec la règle de somme DHG, on considère la fonction suivante¹⁷⁾.

$$I_1^P(Q^2) = 2 \frac{m_p^2}{Q^2} \Gamma_1^P(Q^2) \quad (18)$$

L'intérêt de cette fonction est que son extrapolation à $Q^2 = 0$ (photons réels) fait intervenir une intégrale semblable à celle de la règle de somme DHG et qu'on doit avoir :

$$I_1^P(Q^2 = 0) = - \frac{1}{4} \kappa_p^2 \quad (19)$$

L'extrapolation des résultats de la collaboration EMC¹⁸⁾ obtenus à $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$ est incompatible avec les prédictions de la relation (19) si on ne considère pas une dépendance très brutale de I_1^P à petits Q^2 avec changement de signe, qui pourrait être causée par d'importantes corrections non perturbatives ("Higher Twist"), très difficiles à calculer.

Une règle de somme correspondant à la différence des fonctions de structure g_1 , pour le proton et le neutron a été dérivée par Björken¹⁹).

$$\Gamma_1^{p-n}(Q^2) = \int_0^1 [g_1^p(x, Q^2) - g_1^n(x, Q^2)] dx \quad (20)$$

Et comme précédemment, on peut définir $I_1^{p-n}(Q^2)$ et le relier à la différence des règles de somme DHG pour le proton et le neutron :

$$I_1^{p-n}(Q^2 = 0) = 1/4 (\kappa_n^2 - \kappa_p^2) \quad (21)$$

L'intérêt de considérer la différence proton-neutron, est qu'il devrait y avoir une compensation partielle des effets non-perturbatifs à petits Q^2 , rendant l'extrapolation à $Q^2 = 0$ moins "modèle-dépendante". Deux telles extrapolations sont illustrées à la Figure 16. Ellis et Karliner considèrent une dépendance en $1/Q^2$ avec corrections de "Higher Twist", jusqu'à l'ordre 4 ; Burkert essaie de tenir compte de la contribution des résonances du nucléon (cf réf. 16 pour plus de détails). Il est clair que la différence DHG (p-n) ne peut être extraite des données existantes.

D'autre part, on peut montrer, à partir d'une estimation directe de la règle DHG(p-n), basée sur les amplitudes multipolaires extraites des données de photoproduction, décomposée suivant l'isospin, que c'est effectivement pour la composante :

$$DHG_{VS} = 1/2 (DHG_p - DHG_n) \quad (22)$$

correspondant à la différence p-n que les estimations s'écartent le plus des prédictions de la règle de somme DHG. D'où l'importance de mesurer directement cette différence ce qui est possible avec la cible $\vec{H} \vec{D}$, possédant un proton et un neutron polarisés dans les mêmes conditions. On remarquera que pour disposer de toutes les énergies photons, du seuil de production de π jusqu'à 2 GeV, il faut coupler deux sites expérimentaux LEGS (BNL-USA) $E_\gamma < 500$ MeV et GRAAL (ESRF-Grenoble) $E_\gamma < 2$ GeV, parfaitement complémentaires et où l'on dispose de photons circulairement polarisés à un taux atteignant 100%²⁰).

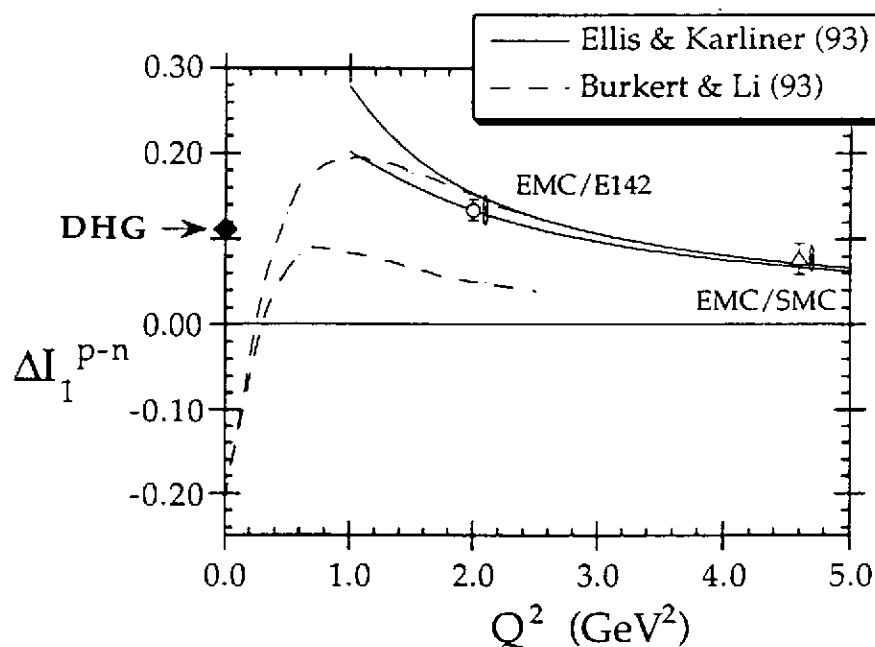


Figure 16 : $I_1^{p-n}(Q^2)$ en fonction de Q^2 . Les résultats combinés EMC/E142 (cercles) et EMC/SMC (triangles), sont montrés avec leurs erreurs statistiques, les barres verticales de droite indiquent les erreurs systématiques. Les deux traits pleins délimitent la bande d'erreur d'un calcul d'extrapolation incluant les corrections "higher twist" jusqu'à l'ordre 4. Les deux traits tiretés résultent d'une paramétrisation de la production d'un seul méson par les résonances N^* jusqu'à 2 GeV. La zone d'erreur provient des incertitudes dues au peu de données sur le neutron.

2.3 - Compression d' ^3He polarisé

2.3.1 - Introduction

Ce qui différencie fondamentalement les cibles obtenues par compression d' ^3He polarisé des autres types de cibles décrites précédemment, c'est qu'elles peuvent être produites à champ faible (10 Gauss) et température ambiante, alors que nous venons de voir que les règles d'or d'une bonne cible polarisée, sous forme solide sont : i) champ magnétique aussi élevé que possible, ii) température aussi basse que possible. Les raisons sont que l' ^3He est sous forme gazeuse, donc très bien isolé du monde extérieur, et que la polarisation est obtenue par pompage optique, à partir de lumière laser polarisée, plutôt que par polarisation d'équilibre, suivie sous une forme ou sous une autre, d'un processus de polarisation dynamique nucléaire par RF.

Une conséquence immédiate de ces particularités est que l' ^3He polarisé peut supporter des faisceaux intenses, tels que les faisceaux d'électrons, sans perte appréciable de polarisation, étant insensible à l'échauffement résultant des pertes d'énergie du faisceau dans la cible et aux dommages par rayonnement qui en résultent. L'inconvénient vient d'une densité nettement plus faible, malgré les techniques de compression utilisées, et des fenêtres d'entrée et sortie du faisceau, d'autant plus épaisses que la pression dans l'appendice contenant la cible gazeuse, est élevée.

2.3.2 - Pompage optique

Le pompage optique consiste à utiliser la lumière polarisée d'un laser de longueur d'onde appropriée, existant de façon sélective les transitions $\Delta m = \pm 1$ pour la lumière circulairement polarisées " σ^\pm " et la transition $\Delta m = 0$ pour la lumière linéairement polarisée " π ". La figure 17 schématise le pompage optique de l'état métastable 2^3S_1 de l'atome d'Hélium, à la fois dans le cas de la source d'électrons polarisés d'Orsay (SELPO)²¹⁾ et de la cible polarisée d' ^3He de Mayence²²⁾ Nous ne parlerons pas du pompage optique de vapeurs de Rb, dont on trouvera le principe dans la Référence 23.

Un flot gazeux de He^* métastable 2^3S_1 est créé à partir de gaz ^4He ou ^3He par décharge micro-onde. Le champ magnétique de quelques dizaines de Gauss orienté suivant l'axe de quantification lève l'ambiguïté des sous-états magnétiques de ^4He ($m = \pm 1, m = 0$) qui dans le cas de $^3\text{He}^*$ donnent lieu à 6 états, par couplage hyperfin avec le spin nucléaire $1/2$ du noyau d' ^3He . Le pompage optique consiste à exciter la transition vers l'état 2^3P_0 et à vider les sous-états magnétiques ayant, par projection sur l'axe de quantification, une composante nulle ou négative. Le cas simple correspondant à SELPO, s'extrapole très facilement au cas plus compliqué de la cible ^3He .

Dans le cas de SELPO, les électrons polarisés sont libérés par chimi-ionisation de gaz CO_2 ; par contre, dans le cas de la cible ^3He , il y a échange de métastabilité par diffusion entre un $^3\text{He}^*$ polarisé ($m'_F > 0$) et un $^3\text{He}(m_F = -1/2)$ pour donner un $^3\text{He}^*(m'_F - 1)$, qui peut être repompé, et un $^3\text{He}(m_F = +1/2)$. L'échange peut se faire dans les deux sens et conserve le moment angulaire. Grâce au pompage continu, il y a création continue d' $^3\text{He}(m_F = +1/2)$ pour lesquels le noyau ^3He est polarisé. Une description plus détaillée et plus quantitative peut être trouvée dans la référence 22. Cette méthode permet d'atteindre des taux de polarisation de ^3He approchant 80% dans le volume de pompage optique. Cependant, cette opération se fait à faible pression (1-2 Torr) ; pour atteindre des épaisseurs de cible souhaitables, il faut comprimer l' ^3He .

POMPAGE OPTIQUE DE He

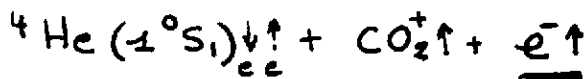
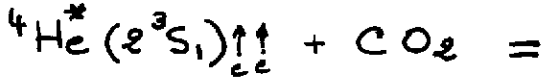
SELPO

SOURCE D'ÉLECTRONS

POLARISES 100 μA, P ≈ 80%

(IPN - ORSAY)

"PENNING-CHEMI-IONIZATION"



CIBLE ${}^3\text{He}$ $\vec{P} \approx 50\%$
(IKP - MAYENCE)

"METASTABILITY EXCHANGE SCATTERING"

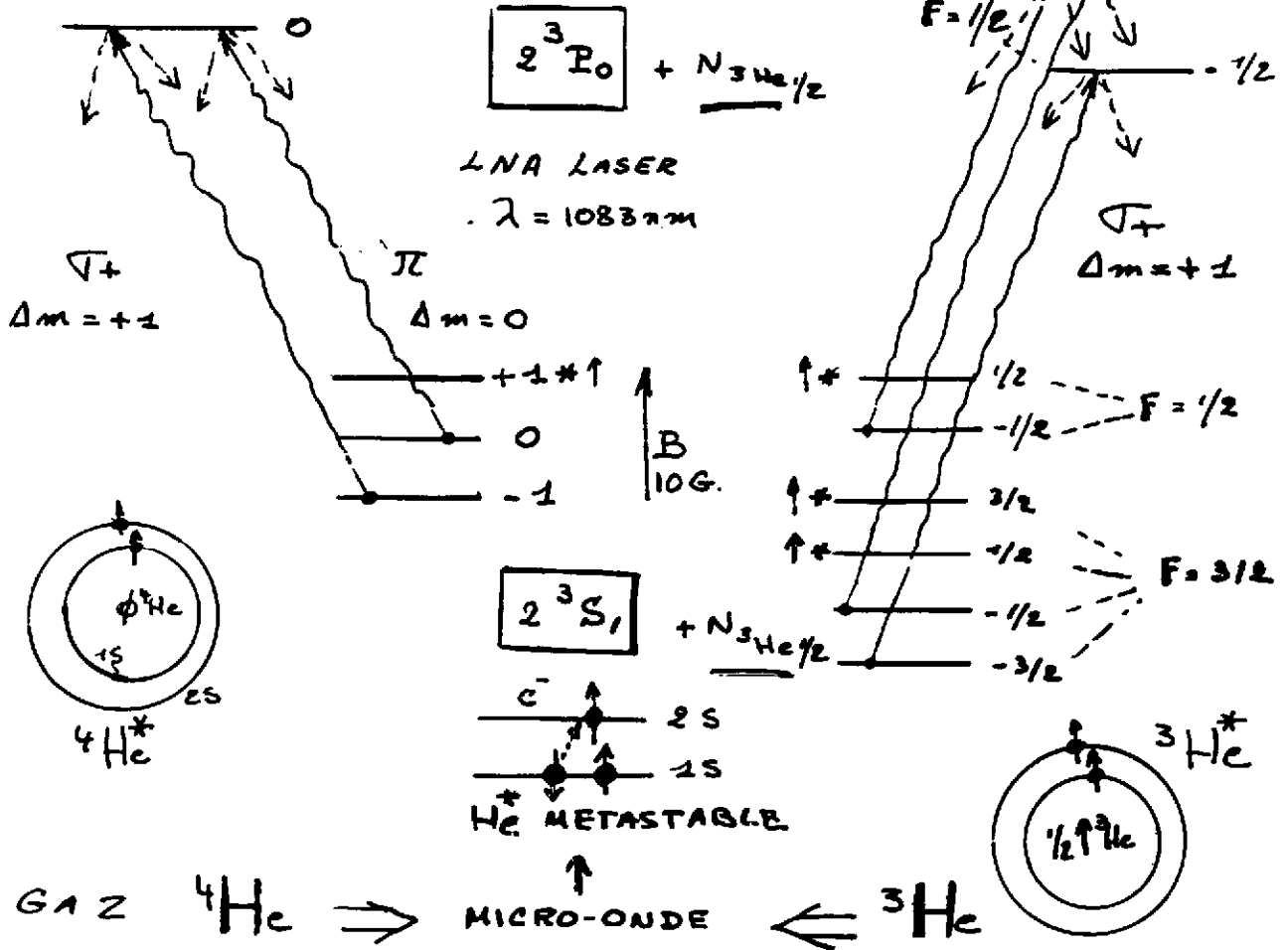
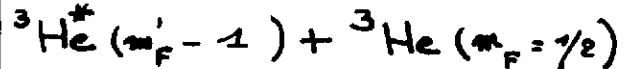
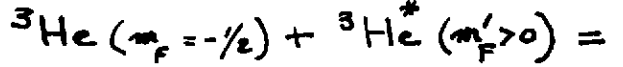


Figure 17 : Pompage optique de He et processus de polarisation des électrons et des ${}^3\text{He}$.

2.3.4 - Mesure du facteur de forme électrique du neutron : G_E^n

La cible ${}^3\vec{\text{He}}$ constitue une excellente cible de neutrons polarisés, puisque les deux protons se couplent à $S_p=0$ et tout le spin de ${}^3\vec{\text{He}}$ est porté par le neutron. Grâce à la cible de ${}^3\vec{\text{He}}$ de Mayence, une première mesure d'asymétrie dans la diffusion quasi-élastique d'électrons polarisés longitudinalement par ${}^3\text{He}$ polarisé, soit longitudinalement dans la direction du neutron éjecté $A_{//}$, soit perpendiculairement au plan de diffusion du neutron A_{\perp} , a pu être menée à bien récemment : ${}^3\vec{\text{He}}(e, e'n)^{24}$. L'électron diffusé et le neutron de recul étaient détectés en coïncidence. Cette mesure a tiré parti des excellentes qualités du faisceau continu d'électrons de 855 MeV du Microtron MAMI. Elle a permis la détermination du facteur de forme électrique G_E^n indépendamment, au premier ordre, des effets dus à la liaison du neutron dans le noyau de ${}^3\text{He}$.

A $Q^2 = 0,31 \text{ (GeV/c)}^2$, deux asymétries $A_{//}$ et A_{\perp} ont été mesurées, fournissant $A_{//} = (-7,4 \pm 0,73)\%$ et $A_{\perp} = (0,89 \pm 0,3)\%$. Le rapport $A_{\perp} / A_{//}$ est indépendant des taux de polarisation absolus des électrons incidents et de la cible. Il fournit directement la valeur de $G_E^n = 0,035 \pm 0,012 \pm 0,005$.

Les Figures 19 et 20, extraites de la Référence 24, montrent respectivement le dispositif expérimental et la nouvelle mesure comparée aux plus anciennes.

2.4 - Bilan comparatif

2.4.1 - Facteur de mérite

On définit habituellement le facteur de mérite d'une cible polarisée par :

$$F_M = (f \times P_C)^2 \quad (23)$$

où f est le facteur de dilution et correspond au rapport du nombre de protons (neutrons) polarisables par rapport au nombre total de protons (neutrons) contenus dans le matériau formant la cible. Par exemple, pour la cible $\vec{\text{H}}\vec{\text{D}}$, le facteur de dilution des neutrons est égal à 1, car il n'y a qu'un seul neutron dans la cible et il est polarisable ; pour une cible de ND_3 , ce même facteur de dilution est égal à 0,3, car il y a 3 neutrons polarisables dans la molécule de ND_3 pour un nombre total de 10 neutrons. P_C est le taux de polarisation de l'espèce nucléaire considérée.

Le Facteur de Mérite a une interprétation pratique très simple : il est inversement proportionnel au temps nécessaire pour effectuer une mesure d'asymétrie avec une précision statistique donnée, à partir d'une cible de f et P_C donnés. Pour des mesures de doubles polarisation, comme celle de G_E^n décrite au chapitre 3, il faut aussi tenir compte de la polarisation du faisceau P_F . On a alors :

$$F_M = (P_F \times f \times P_C)^2 \quad (24)$$

C'est l'effet combiné de ces trois facteurs qui donne à la cible $\vec{\text{H}}\vec{\text{D}}$ une telle suprématie par rapport aux cibles conventionnelles, en particulier dans le cas de son utilisation avec les faisceaux de photons polarisés à plus de 80% obtenus à GRAAL. C'est ainsi que la comparaison des facteurs de mérite correspondant, d'une part, à un faisceau de

DETECTOR SET - UP

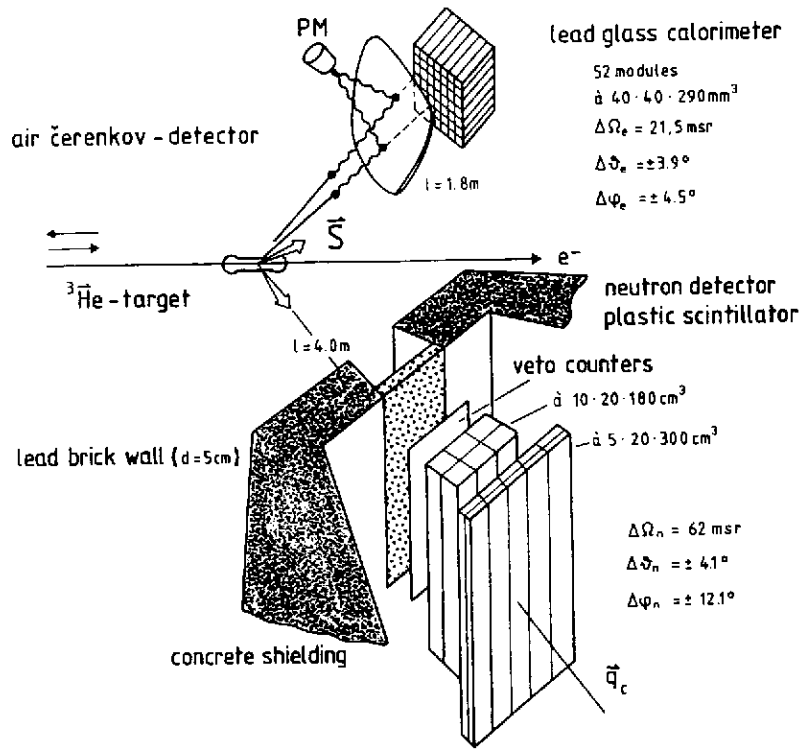
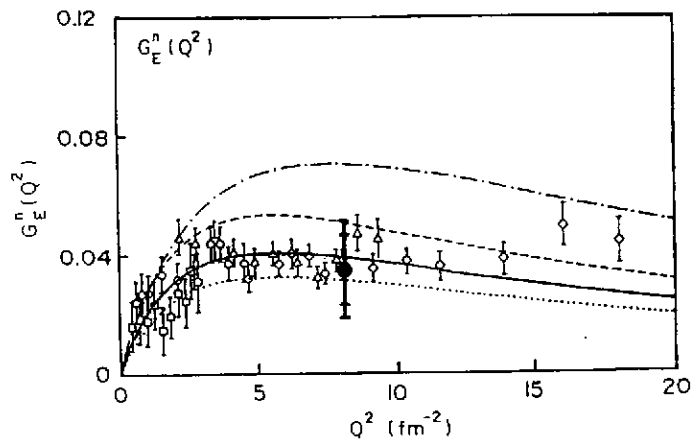


Figure 19 : Illustration du dispositif expérimental de l'expérience ${}^3\text{He}(e, e'n)$.



Comparison of the result (full circle) of this paper with existing data on G_E^n from Ref. [4]. The solid curve gives the two parameter best fit (Eq. (5)) to the plotted data points for G_E^n as deduced using the Paris potential. In addition the corresponding two parameter fits using the RSC (dotted), Argonne V14 (dashed) or Nijmegen (dash-dotted) potentials are depicted.

Figure 20 : Mesure de G_E^n , à $Q^2 = 0,31 \text{ (GeV/c)}^2$, d'après la Référence 24.

Bremsstrahlung ($P_F < 0,5$), sur une cible de neutrons polarisés de type ND_3 ($f = 0,3$ et $P_C \cong 0,4$) et d'autre part, un faisceau laser rétrodiffusé ($P_F > 0,8$) sur une cible $H D$ ($f=1$, $P_C \approx 0,6$), tourne en faveur de la deuxième combinaison, avec un gain de près de deux ordre de grandeur en ce qui concerne le temps nécessaire à la mesure d'une observable de double polarisation avec une précision statistique donnée.

2.4.2 - Comparaison de différents types de cibles polarisées.

Le tableau 3 ci-après, résume les caractéristiques des cibles décrites dans ce cours et les compare à la cible $H D$.

III - MESURES DE POLARISATION

3.1 - Polarisation de la cible

3.1.1 - Méthode de "Résonance Magnétique Nucléaire"

Comme nous l'avons vu aux chapitres précédents, quand un noyau de moment magnétique μ_N est placé dans un champ magnétique externe B , le moment magnétique est animé d'un mouvement de précession autour de la direction du champ, avec une fréquence qui est proportionnelle au champ. Pour un proton, il y a deux états d'énergie (cf. Figure 1), correspondant aux deux états quantiques : "spin parallèle" et "spin antiparallèle" à la direction de B . Il est possible d'observer les transitions entre ces deux états de spin, par une technique connue sous le nom de Résonance Magnétique Nucléaire (RMN) et dont nous avons d'ailleurs déjà fait usage pour tous les processus de polarisation dynamique. La Figure 21 illustre, de façon imagée, le dispositif expérimental utilisé dans la mesure de polarisation par RMN.

Un champ magnétique constant et important est créé par l'électro-aimant. Il symbolise le champ de polarisation ou le champ de maintien d'une cible polarisée et fixe l'axe de quantification. Un autre champ RF, beaucoup plus faible, perpendiculaire au premier est créé autour de la cible par une bobine reliée à un oscillateur. Quand la fréquence du champ RF est ajustée à la valeur de la fréquence de précession de Larmor, un couple agit sur les moments magnétiques, induisant une transition entre les deux états de spin : ces transitions absorbent de l'énergie, ce qui se traduit par un signal électronique correspondant à la puissance fournie par le générateur RF. En fait, la bobine entourant la cible forme avec un condensateur en série, un circuit LC accordé. La polarisation est détectée par un changement (induit par un basculement contrôlé de spins nucléaires par le champ RF) de ce circuit accordé, comme signal d'absorption. La Figure 22 montre de tels signaux et on peut montrer que la surface du pic d'absorption (polarisation) est proportionnelle au taux de polarisation. Il suffit, dès lors, d'un signal de référence correspondant à une polarisation connue pour étalonner la mesure. La polarisation d'équilibre, qui ne dépend que du champ magnétique et de la température fournit cette référence précise (cf. § 1.1.1.).

Tableau III : Bilan comparatif des cibles décrites dans le cours.

Item	HD	NH ₃	ND ₃	Butanol	D-butanol	³ He
Chemical Composition	HD	NH ₃	ND ₃	C ₄ H ₁₀ O	C ₄ D ₁₀ O	³ He
Polarizable Species ()=quasi-free	p, d, (n), (p)	p, ¹⁴ N	d, (n), (p), ¹⁴ N	p	d, (n), (p)	³ He, (n)
Operating Temperature (°K)	1.5	0.2		0.2		16.5
Holding Field (T)	≤ 0.2	2.5		2.5		1.8x10 ⁻⁴
N _T =Number of H, D or ³ He nuclei (cm ⁻³)	2.9x10 ²²	8.2x10 ²²		6.6x10 ²²		1.2x10 ¹⁸
→ relative to HD	1	2.8		2.3		1/24,167
Typical target length (cm)	7.5	2.5		2.5		10
Typical target thickness (cm ⁻²)	2.2x10 ²²	2.1x10 ²²		1.7x10 ²²		1.2x10 ¹⁹
→ relative to HD	1	1		1/1.3		1/1833
Typical target diameter (cm)	2.2	1.6		1.6		2.54
f _p =Fraction of protons in target usefully polarized	1/2	3/10		10/42		na
f _n =Fraction of neutrons in target usefully polarized	1/1	3/10		10/42		1/1
P _p =Proton polarization (%)	90	90	82	80	73	na
P _d =Deuteron vector polarization (%)	60	na	44	na	31	na
A _d =Deuteron tensor polarization (%)	30	na	15	na	7	na
P _{He} = ³ He polarization (%)	na	na	na	na	na	50
ratio of neutron polarization to deuteron or helium polarization	0.91	na	0.91	na	0.91	0.86
Quality factor for proton asymmetry experiment* (f _p P _p) ²	0.20	0.073	0.061	0.036	0.030	na
→ relative to HD	1	1/2.74	1/3.28	1/5.56	1/6.7	
Quality factor for neutron asymmetry experiment* (f _n P _n) ²	0.41	na	0.014	na	0.0045	0.25
→ relative to HD	1		1/29		1/91	1/1.6
Quality factor for deuteron vector asymmetry experiment* (P _d) ²	0.36	na	0.017	na	0.0054	na
→ relative to HD	1		1/21		1/67	
Quality factor for deuteron tensor asymmetry experiment* (A _d) ²	0.09	na	0.023	na	0.0049	na
→ relative to HD	1		1/4		1/18	
Empty target measurements required	empty cell	empty cell and polarized ¹⁴ N		empty cell and unpolarized butanol and CH ₂ (CD ₂) and C		empty cell
Estimated ratio of background to total signal (%)	<10 [†]	20-50		20-50		≈10
references		4, 5, 6, 7		4, 7, 8		9

*The HD target is intended for use at LEGS and GRAAL. These quality factors do not take into account the superb quality of these laser backscattered beams. The typical circular polarization at bremsstrahlung facilities is 50% while at laser backscattered facilities it is 100% at the Compton edge.

†The background for the HD target will depend on the results of the feasibility study. This is expected to represent an upper limit.

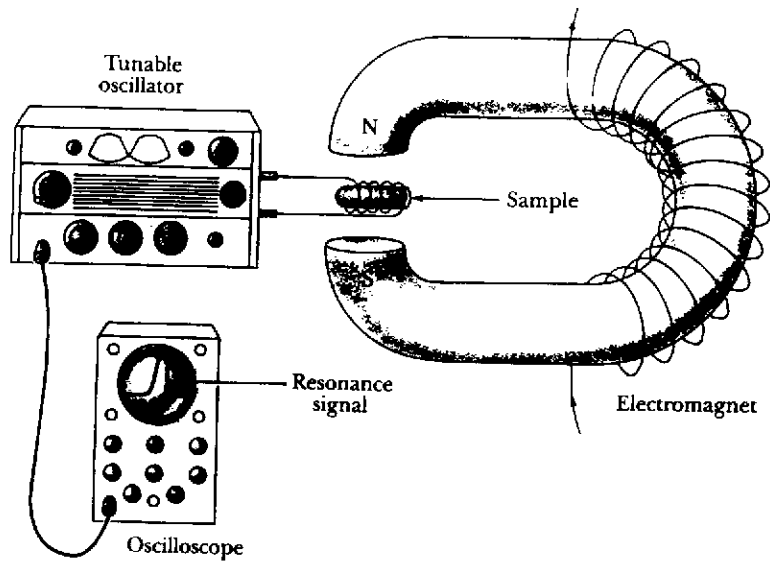


Figure 21 : Représentation imagée du dispositif expérimental utilisé pour la mesure de RMN.

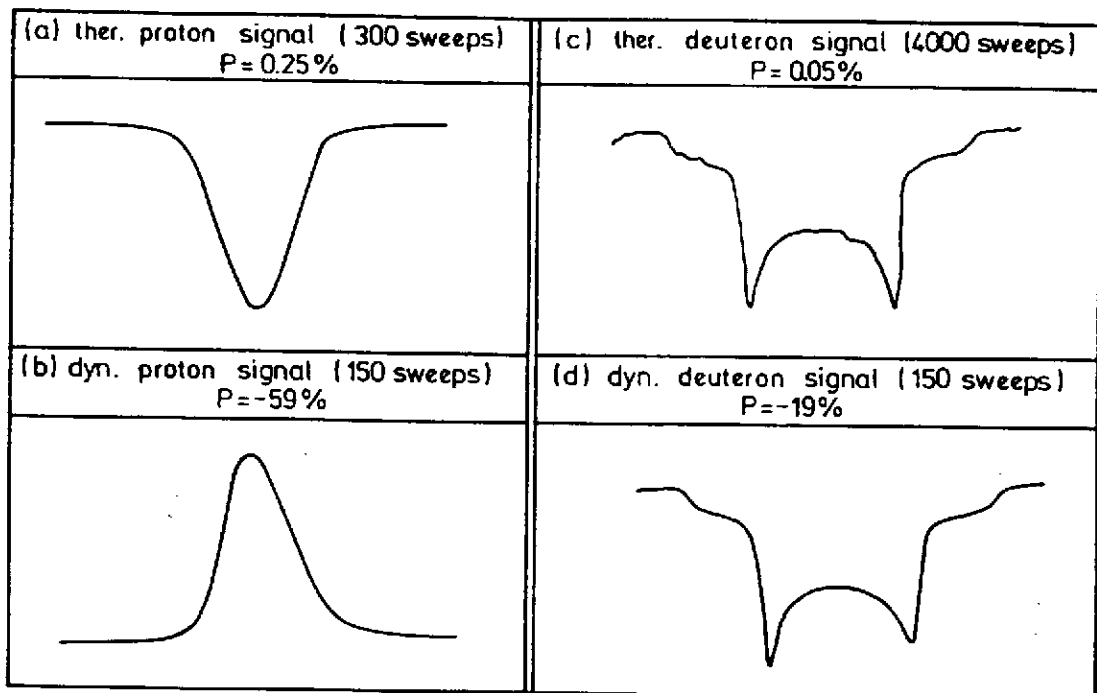


Figure 22 : Signaux de RMN correspondant à la mesure de polarisation des protons (a) et (b) et des deutons (c) et (d).

La polarisation relative peut être déterminée avec une précision de $\pm 4\%$ pour les protons et de $\pm 8\%$ pour les deutons. On obtient les signaux de la Figure 22 par balayages successifs en fréquence afin de s'affanchir du rapport signal sur bruit : le bruit aléatoire finit par se moyennner, tandis que le faible signal contribue toujours dans le même sens. Une description détaillée des techniques de mesure de polarisation dépasse le cadre de ce cours, en particulier pour les deutons. On trouvera dans la référence 25 et les références y incluses, un exposé très bien documenté.

3.2. Polarisation du projectile ou du recul

3.2.1 - Spin 1/2

a) Asymétrie de diffusion

Pour décrire l'asymétrie d'une diffusion élastique, on utilise habituellement la "convention de Madison". La figure 23 résume les conventions utilisées dans le formalisme qui suit.

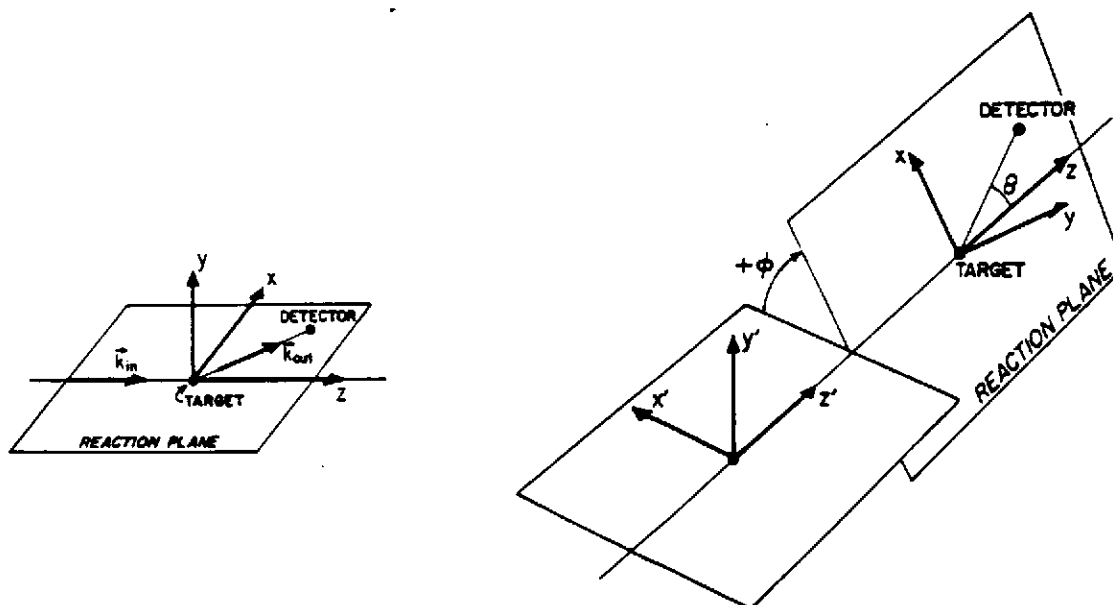


Figure 23 : Convention de Madison et rotation du repère²⁶⁾. L'axe du faisceau correspond à la direction $z(=z')$ et l'axe de polarisation à y' .

La section efficace $\sigma(\theta)$ d'une réaction induite par des particules polarisées $A(\vec{a},b)B$ est différente de celle produite par des particules non polarisées $\sigma_0(\theta)$. Le pouvoir d'analyse est défini par le rapport des deux sections efficaces. Pour des particules de spin $I = 1/2$, on a :

$$\sigma(\theta) = \sigma_0(\theta)[1 + p_y A_y(\theta)] \quad (25)$$

Ce résultat est valable dans le plan horizontal. Selon la convention de Madison²⁷, \vec{z} correspond à l'axe du faisceau et \vec{y} à la direction positive du produit vectoriel $\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}$ (fig. 23). Une rotation autour de l'axe \vec{z} de l'angle ϕ introduit le terme $\cos(\phi)$ dans l'équation (25), soit :

$$\sigma(\theta, \phi) = \sigma_0(\theta, \phi)[1 + p_y A_y(\theta) \cos(\phi)] \quad (26)$$

Dans le plan horizontal, le facteur $\cos(\phi)$ se réduit à +1 ou -1, pour les côtés gauche ou droit respectivement. Pour exprimer l'équation (25) en termes de taux de comptage du polarimètre, on remplace $\sigma(\theta)$ par :

$$\sigma = \frac{N_{\text{polarimètre}}}{N_{\text{faisceau}} \cdot E_{\text{cible}} \cdot \epsilon_{\text{polarimètre}}} \quad (27)$$

Nous désignons les caractéristiques du faisceau (nombre de protons, structure en temps et position du faisceau) par $\kappa_{u,d,o}$ pour les orientations "up", "down" et "nulle" respectivement, et celles des détecteurs du polarimètre (efficacité, angle solide, etc...) par $\epsilon_{l,r}$ pour les côtés "left" et "right".

Si on considère un polarimètre équipé de compteurs à gauche et à droite et un faisceau doté d'une séquence périodique de polarisation "up", "down" et "nulle", on peut écrire six équations pour exprimer les taux de comptages (G_i et D_i) dans le polarimètre à gauche et à droite respectivement.

$$\begin{aligned} G_u &= \kappa_u \epsilon_l (1 + p_u A) & D_u &= \kappa_u \epsilon_r (1 - p_u A) \\ G_o &= \kappa_o \epsilon_l & D_o &= \kappa_o \epsilon_r \\ G_d &= \kappa_d \epsilon_l (1 - p_d A) & D_d &= \kappa_d \epsilon_r (1 + p_d A) \end{aligned} \quad (28)$$

La mesure avec un faisceau non-polarisé permet d'éliminer l'influence du faisceau et des détecteurs sur les résultats et de calculer la polarisation des particules incidentes. Avec la mise en équation des paquets "up" ("down") et "nulle" respectivement :

$$\frac{G_u}{G_o} = \frac{1 + p_u A}{1 - p_u A}$$

E [MeV]	θ_{cms}	A_y
400	40,31	0,461
460	40,79	0,484
480	40,95	0,493
500	41,11	0,505
520	41,27	0,516
540	41,43	0,527
560	41,59	0,537
580	41,74	0,541
660	42,36	0,549
780	43,26	0,508
900	44,13	0,468
1000	44,84	0,437

Tableau IV : Pouvoir d'analyse de la diffusion élastique p-p en fonction de l'énergie à $\theta_{lab} = 18,43^\circ$

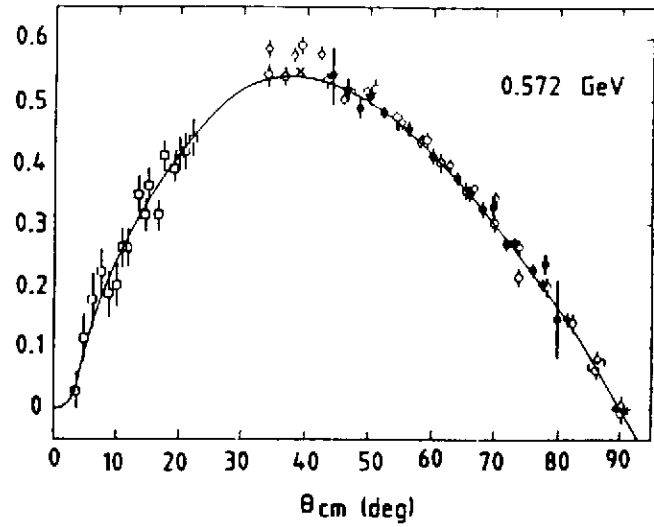


Figure 24 : Pouvoir d'analyse de la diffusion élastique p-p en fonction de θ_{cms} à $E=572\text{MeV}^{29}$.

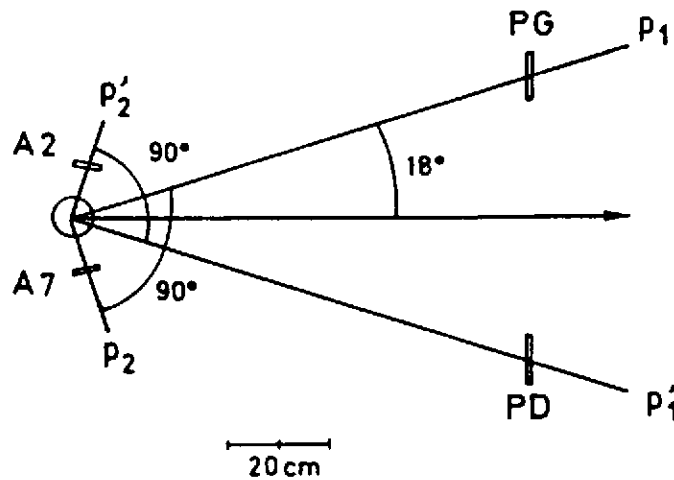


Figure 25 : Arrangement des scintillateurs du polarimètre du SPES0-2 π pour la détection des deux protons sortants d'une diffusion élastique p-p par une coïncidence A2.PD ou A7.PG

on obtient :

$$p_u = \frac{1}{A} \cdot \frac{G_u - \frac{G_o}{D_o} D_u}{G_u + \frac{G_o}{D_o} D_u} \quad \text{et} \quad p_d = -\frac{1}{A} \cdot \frac{G_d - \frac{G_o}{D_o} D_d}{G_d + \frac{G_o}{D_o} D_d}$$

ce qu'on peut aussi exprimer avec un facteur de correction q des inégalités des côtés gauche et droit :

$$p_{u,d} = \pm \frac{1}{A} \cdot \frac{G_{u,d} - q \cdot D_{u,d}}{G_{u,d} + q \cdot D_{u,d}} \quad q = \frac{G_o}{D_o} \quad (29)$$

"A" est le pouvoir d'analyse, qui caractérise la sensibilité d'une réaction particulière à la polarisation du faisceau (ou de la cible). Le Tableau 4 et la Figure 24 montrent que "A" est grand dans le cas de la diffusion p-p aux angles avant.

La Figure 25 montre l'arrangement expérimental adopté pour l'expérience $\vec{p}(p, \pi^0)p$ au LNS²⁸.

On consultera la Référence 28, pour plus de détails concernant une expérience type effectuée récemment aux énergies de Saturne.

b) Asymétrie de décroissance

Dans le cas où une des particules de Recul est polarisée, on peut toujours mesurer son taux de polarisation, par une seconde diffusion élastique, utilisant la même technique que celle exposée au § 2.1.1 pour les particules incidentes de spin 1/2. Il en résulte évidemment une précision statistique généralement faible qui constitue le prix à payer pour extraire d'une expérience les observables de double polarisation des classes (FR) ou (CR).

Un cas particulier important correspond à la réaction (1) où le Λ décroît (dans 64% des cas) selon



La réaction (1) est à la base du programme expérimental de GRAAL (ESRF-Grenoble). L'asymétrie de décroissance du Λ permet de déterminer son taux de polarisation et de maîtriser ainsi, simultanément, tous les paramètres de polarisation : F(faisceau) ; C(cible) et R(recul).

La polarisation P du Λ est obtenue de la distribution de $\cos\theta^*$, où θ^* est l'angle, dans le repère attaché au Λ , entre l'impulsion du proton de décroissance et l'axe de polarisation défini par $P_{\text{faisceau}} \times P_{\Lambda}$. La distribution attendue est de la forme :

$$N(\cos\theta^*) = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} (1 + \alpha P \cos\theta^*) \eta(\cos\theta^*) \quad (31)$$

où $(d\sigma_0)/d\Omega$ est la section efficace non polarisée, α le paramètre de décroissance du Λ et $\eta(\cos\theta^*)$, l'acceptance du dispositif expérimental pour les produits de décroissance du Λ . Un dispositif à symétrie cylindrique autour de la direction du faisceau incident aura forcément $\eta(\cos\theta^*) = \eta(-\cos\theta^*)$. Dès lors, on obtient la relation :

$$\varepsilon_1(\cos\theta^*) = \frac{1}{\alpha \cos\theta^*} \frac{N(\cos\theta^*) - N(-\cos\theta^*)}{N(\cos\theta^*) + N(-\cos\theta^*)} \quad (32)$$

qui permet d'estimer le taux de polarisation du Λ .

Pour plus de détail concernant les observables de polarisation liées à la réaction (1) et la sensibilité des amplitudes de transition à chacune d'elles, on consultera utilement la référence 1, qui fait le tour de la question.

3.2.2 - Spin 1 (Polarisation tensorielle)

Le deuton étant une particule de spin 1, peut avoir, à la fois, une polarisation vectorielle et une polarisation tensorielle. Dans ce cas particulier, il n'est pas facile de construire un polarimètre utilisant une réaction nucléaire, ayant à la fois de grands pouvoirs d'analyse et des sections efficaces appréciables, permettant de produire des asymétries mesurables correspondant aux polarisations des particules incidentes. Les sections efficaces d'une telle réaction dépendent des polarisations incidentes par :

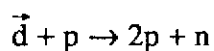
$$\sigma(\theta, \phi) = \sigma_0(\theta) \left[1 + t_{20} T_{20}(\theta) + 2 (it_{11} iT_{11}(\theta) + t_{21} T_{21}(\theta)) \cos(\phi) + 2t_{22} T_{22}(\theta) \cos(2\phi) \right] \quad (33)$$

où T_{kq} sont les pouvoirs d'analyse de la réaction et t_{kq} les coefficients de polarisation du faisceau. Le deuton étant une particule de spin-1, ses états de polarisation sont décrits par un tenseur d'ordre 2, ayant une composante vectorielle (it_{11}) et trois composantes tensorielles (t_{2j}). Ici, σ_0 est la section efficace pour un faisceau non polarisé et ϕ l'angle entre la normale au plan de réaction et l'axe de quantification des deutons incidents.

Une réaction de diffusion récemment utilisée pour mesurer la polarisation des deutons est fournie par la diffusion élastique :



Elle a servi pour le polarimètre AHEAD³⁰⁾, cependant, il s'est avéré plus intéressant, surtout au-delà de 200 MeV, d'utiliser la réaction d'échange de charge :



(35)

et de détecter en coïncidence les deux protons de l'état final. C'est la voie retenue pour le polarimètre POLDER³¹⁾ de la complexité duquel on se fera une idée, au vu de la Figure 25, qui en donne une représentation. L'originalité de POLDER, par rapport à AHEAD est de conserver des pouvoirs d'analyse tensoriels importants jusqu'à 500 MeV, tout en ayant un pouvoir d'analyse vectoriel pratiquement égal à zéro de 200 à 500 MeV, quel que soit le moment transféré au neutron.

Pour plus de détails, on consultera la Référence 31.

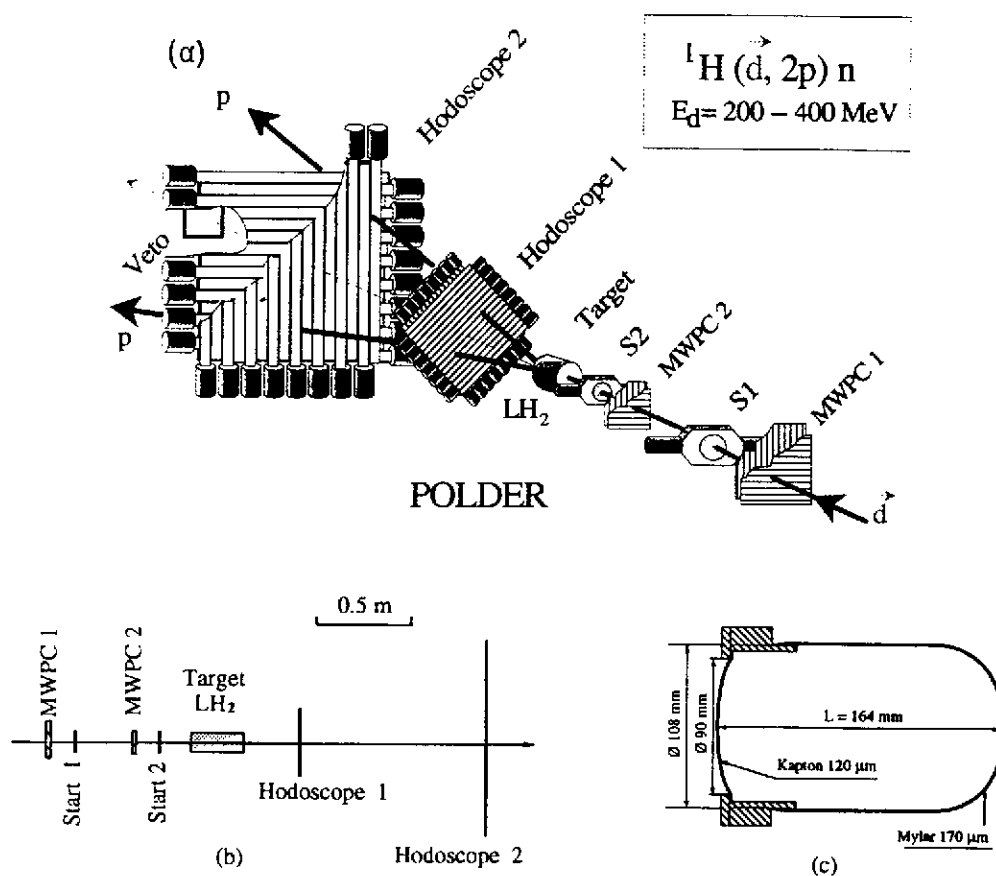


Figure 26 : Polarimètre POLDER,

(a) vue artistique,

(b) disposition des scintillateurs, chambres et hodoscopes,

(c) cible d'hydrogène liquide.

VI - CONCLUSION

De ce cours, on peut conclure que l'expérimentateur dispose désormais, pour la mesure des observables de polarisation, d'un arsenal technologique très complet ; qu'il s'agisse des faisceaux, des cibles ou des polarimètres.

Rappelons que les faisceaux de hadrons polarisés de Saturne, mettent depuis près de 10 ans, à notre disposition, des protons dont le taux de polarisation dépasse 90% et beaucoup d'autres particules, y compris des neutrons, dont les taux de polarisation sont parmi les meilleurs du monde aux intensités considérées.

Désormais également, grâce aux lasers puissants et aux faisceaux d'électrons stockés avec de grandes intensités dans les anneaux, on dispose à LEGS et à GRAAL de faisceaux de photons de 200MeV à 2GeV, polarisés à 100% que ce soit circulairement ou linéairement. Enfin, les faisceaux d'électrons eux-mêmes, produits par des sources He* ou par irradiation laser de cristaux AsGa contraints, atteignent couramment 80% de polarisation.

En ce qui concerne les cibles, toutes celles examinées dans ce cours atteignent ou dépassent le taux de polarisation de 50% pour toutes les espèces nucléaires considérées : p, n, d et atteignent les 90% dans le cas des protons.

Grâce aux très basses températures (10mK) et aux champs magnétiques élevés (20 Tesla), on peut espérer produire très bientôt une cible $\vec{H} \vec{D}$ dont tous les nucléons soient polarisés à des taux de polarisation égalant, voire dépassant ceux des cibles classiques dont la technologie est maintenant très au point. Nous n'avons pas parlé des cibles polarisées sous forme de jets gazeux, caractérisées par leur pureté et fort taux de polarisation, mais leur utilisation comme cible interne, sans fenêtre est extrêmement intéressante.

Finalement, les polarimètres bénéficient de tous les raffinements des techniques de détection modernes, avec de grands angles solides associés à des taux de comptage élevés, permettant la mesure précise des polarisations tant vectorielles que tensorielles, notamment avec POLDER dont les caractéristiques sont remarquables.

REMERCIEMENTS

Pour rédiger ce cours, j'ai puisé largement dans les oeuvres, parfois non publiées, de maîtres ès-polarisation, tels que Werner MEYER de Bonn, dont le travail d'Habilitation a fourni l'intégralité du chapitre consacré aux cibles classiques et Arnold HONIG de Syracuse, l'inventeur des cibles $\vec{H} \vec{D}$. Je les remercie, ainsi que bien d'autres, moins mis à contribution, comme Steve WHISNANT de Columbia, qui a déclenché mon intérêt pour la cible $\vec{H} \vec{D}$, lors d'un séjour en Caroline du Sud. Enfin, Madame Monique LAUNAY a tapé et mis en page ce cours avec son habituelle dextérité.

REFERENCES

- 1) R.A. Adelseck and B. Saghai, Phys. Rev. 42 (90) 108
- 2) I.S. Barker, A. Donnachie and J.K. Storrow, Nucl. Phys. B95 (75) 347
- 3) A.W. Overhauser, Phys. Rev. 94 (54) 1388
- 4) A. Abragam and W.G. Proctor, Compt. Rend. 246 (58) 2253
- 5) W. Meyer, Polarized target physics at the Bonn electron accelerators ; Rapport interne, Bonn-IR-8860
- 6) A. Abragam and M. Goldman, Rep. Progr. Phys. 41 (78) 395
- 7) R. Bernard et al., NIM 134 (86) 176
P. Chaumette et al. "Future of Nuclear Physics in Europe with polarized electrons and photons" Proceedings of the Workshop édité par J.P. Didelez et G. Tamas ; Orsay 4-6 juillet (1990), page 168
- 8) M. Rigney et al., "Photoproduction of Eta mesons from threshold to 1.2 GeV" Few body XIV Conference, Williamsburg May 1994, Book of abstracts, page 304
- 9) M. Bouché-Pillon ; "photoproduction de mésons η sur le proton", Rapport Interne DAPNIA/SPhN 9341-07/1993
- 10) A. Honig, Phys. Rev. Lett. 19 (67) 1009
- 11) A. Honig and H. Mano, Phys. Rev. B14 (76) 1858
- 12) R. Gehring, "Diplomarbeit" Bonn IR 93-35, non publié
- 13) C. Schaerf, Nucl. Phys. News, Vol. 2, n° 1 (92) 7
- 14) S.D. Drell and A.C. Hearn, Phys. Rev. Lett. 16 (66) 908
- 15) S.B. Gerasimov, Sov. J. Nucl. Phys. 2 (66) 430
- 16) LEGS-Spin Collaboration, "Measurements of the spin structure of the nucleon", proposal, BNL Internal report, L18/19
- 17) M. Anselmino, Ioffe and Leader, Sov. J. Nucl. Phys. 49 (89) 136
- 18) J. Askman et al., Phys. Lett. B206 (88) 364 et Nucl. Phys. B328 (89) 1
- 19) J.D. Björken, Phys. Rev. 148 (66) 1476 et Phys. Rev. D1 (71) 1376
- 20) J.P. Didelez, Nucl. Phys. News. Vol. 4, n° 3 (94) 10

- 21) S. Essabaa et al., Journal de Phys. IV, Colloque C7, Supplément au Journ. de Phys.III, 1(91) 455
- 22) G. Eckert et al., NIM A320 (92) 53
- 23) M.A. Bouchat, T.R. Corver and C.M. Varnum ;Phys. Rev. Lett. 5 (60) 373
- 24) M. Meyerhoff et al., Phys. Lett. B.327 (94) 201
- 25) W.F. Kielhorn ; "A technique for measurement of vector and tensor polarization in solid spin one polarized targets", Ph. D. Thesis, non publié :
Rapport interne Los Alamos LA-12116-T, Thesis UC - 413 (91)
- 26) W. Hereberli, "Nuclear spectroscopy and reactions A", édité par J. Cerny,
New-York (74) 155
- 27) 3rd Int. Symp. on polarization phenomena in nuclear reactions, Madison (70).
- 28) G. Rappenecker ; "Mesure des sections efficaces totales et différentielles et du pouvoir d'analyse pour les pions de la réaction $pp \rightarrow pp\pi^0$ ", Thèse Paris-Sud,
IPN-Orsay, non publié, Rapport Interne IPNO-T-92-05
- 29) J. Bystricky et al., Nucl. Phys. B262 (85) 715 et 727
- 30) J.M. Cameron et al., Nucl. Instr. and Methods A305 (91) 257
- 31) S. Kox et al., NIM 346 (94) 527