

2ème Thèse

LES CIBLES POLARISEES
ET LEUR EMPLOI
EN PHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES

C. GHESQUIERE

Juin 1963

2ème Thèse

LES CIBLES POLARISEES
ET LEUR EMPLOI
EN PHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES

C. GHESQUIERE

Juin 1963

LES CIBLES POLARISEES ET LEUR EMPLOI
EN PHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES

Les phénomènes de polarisation électronique et atomique liés à l'état solide, qui ont amené la fabrication de cibles polarisées, sont connus et étudiés depuis un certain temps et nous donnons en bibliographie un certain nombre de livres et d'articles de revue étudiant ces problèmes.

Toutefois ce n'est qu'assez récemment que se sont développées des techniques visant à obtenir des polarisations notables pour des protons, ce qui présente pour la physique de hautes énergies un grand intérêt dans l'étude des réactions particules-nucléons.

Quand nous parlerons de protons polarisés il s'agit toujours de protons libres à l'intérieur d'une substance ; celle-ci pouvant être une substance organique où les atomes d'hydrogène sont nombreux, ou une substance minérale, par exemple un cristal où les protons sont ceux de l'hydrogène de l'eau de cristallisation.

Successivement nous montrerons quels processus physiques amènent l'obtention de polarisations notables, nous donnerons quelques exemples de réalisations, puis nous donnerons un aperçu de l'intérêt des cibles en physique des hautes Energies et des difficultés d'utilisation avec les techniques classiques de détection des particules.

I - POLARISATION DYNAMIQUE DES NUCLEONS. Réf.(1), (2), (3), (4), (5), (6).

Rappel du processus de polarisation naturelle.

Considérons une ensemblée de spins nucléaires n_0 sur un niveau d'énergie quelconque, par application d'un champ magnétique constant H l'effet zeeman scinde le niveau E_0 en E^+ et E^- , séparés par une énergie

$$\Delta E = \gamma_n \hbar H \quad (\gamma_n = \frac{e}{2M} \text{ facteur gyromagnétique du proton})$$

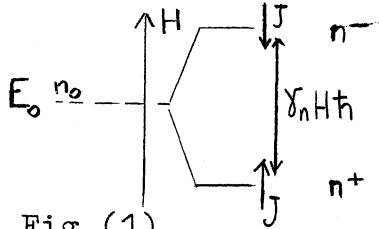


Fig.(1)

On convient d'appeler E^+ le niveau où le spin \vec{J} est aligné sur \vec{H} et E^- le niveau où \vec{J} est antiparallèle à \vec{H} . Fig.(1)

La population n_0 de E_0 est alors scindée en n^+ et n^- tels que les populations n^+ et n^- soient en équilibre de Boltzmann,

$$\frac{n^+}{n^-} = e^{+\frac{\Delta E}{kT}} = e^{+\frac{\gamma_n \hbar H}{kT}}$$

et la polarisation moyenne du système que l'on définit par :

$$\vec{P} = \frac{n^+ \vec{J} - n^- \vec{J}}{n^+ + n^-}$$

$$\vec{P} = \vec{J} \operatorname{th} \frac{\gamma_n \hbar H}{2kT}$$

(En fait c'est l'induction \vec{B} qui intervient partout au lieu de H , mais avec les unités convenables $\vec{B} = \vec{H}$)

Pour avoir une idée des ordres de grandeur

$$T = 1^\circ \text{ K}$$

$$H = 10 \text{ k Gauss.}$$

$$P_p = 0,15 \%$$

Il faut donc monter à des champs de l'ordre de 10^5 gauss et descendre à $0,1 - 0,2$ k, ce qui est techniquement difficile, pour atteindre des polarisations utilisables. Si l'on prend au lieu d'une assemblée de spins nucléaires une assemblée de spins électroniques, le même raisonnement est valable mais cette fois le facteur gyromagnétique est 650 fois plus fort que celui du proton d'où l'obtention d'une polarisation électronique beaucoup plus forte.

Dans les mêmes conditions que précédemment

$$P_e \simeq 90 \%$$

- Temps de relaxation :

Au repos, avant l'application du champ les populations sont égales $n^+ = n^-$, dès l'application du champ cette égalité

est maintenue, l'équilibre de Boltzmann ne s'établit que lentement à la suite d'un certain nombre de renversement de spins. Cette transition ne peut-être que magnétique.

Or les seuls champs variables capables d'induire ces transitions sont les champs des noyaux et sont créés par les déformations et vibrations du réseau cristallin. Aux basses températures ces mouvements sont très faibles, c'est pourquoi les transitions sont très lentes et la polarisation d'équilibre n'est atteinte qu'au bout d'un temps T_0 , défini par l'équation :

$$\frac{dP}{dt} = - \frac{1}{T_0} (P_0 - P) \quad (1)$$

Pour les électrons ce temps est de l'ordre de 10^{-1} à 1, sec pour les noyaux il atteint des heures, voire des jours.

Inversement quand cesse l'application du champ polarisant H, la polarisation n'est pas détruite et décroît exponentiellement suivant la même constante du temps T_0 .

On peut tourner la difficulté en induisant un champ de radiofréquence en irradiation résonnante tel que,

$$\nu_e = \frac{\Delta E_e}{2\pi\hbar} = \frac{\gamma_e H}{2\pi}$$

et perpendiculaire à H, donc capable d'induire rapidement des transitions d'inversion de spin. De cette façon l'équilibre est beaucoup plus rapidement atteint.

Principe de la polarisation dynamique.

L'idée fondamentale du processus de polarisation dynamique est simple, on veut en utilisant le couplage électrons-protons, faire passer les polarisations électroniques qui sont élevées, aux noyaux, de façon à obtenir une polarisation notable de ces derniers.

Par ce procédé on a pu obtenir des polarisations de noyaux dans les métaux : effet Overhauser, les semi-conducteurs et les diélectriques où sont incluses des impuretés paramagnétiques.

En fait seul ce dernier cas nous intéressera, car il permet de polariser des protons libres dans une substance, alors qu'il

est de moindre intérêt pour la physique des Hautes Energies d'obtenir des noyaux polarisés.

Polarisation dynamique dans le cas d'impuretés paramagnétiques.

En général ces impuretés sont constituées par des éléments du groupe des terres rares, dont certaines couches électroniques internes ne sont pas saturées. Mais elles peuvent l'être aussi par des radicaux libres qui présentent parfois du paramagnétisme électronique, ainsi certains solides irradiés par des γ , ou des neutrons peuvent présenter des lacunes atomiques où des électrons sont éjectés hors de leur position d'équilibre : c'est ce moyen qui permet de polariser des plastiques ou des substances organiques.

- Spins électroniques :

Si l'on considère seulement le cas d'ions paramagnétiques, on peut montrer que l'on peut, à basse température, traiter leur paramagnétisme comme celui d'un spin fictif 1/2 mais dont le moment magnétique est différent de celui de l'électron libre, et anisotrope. On peut l'exprimer à l'aide d'un tenseur (5).

$$\vec{\mu} = \frac{g}{2} \gamma_e \vec{I}$$

Pour l'électron libre g est scalaire et égal à 2, c'est le facteur de Landé; en général pour un cristal il existe une valeur principale du tenseur voisine de 2 également. Mais ceci montre que l'orientation cristalline par rapport au champ joue un rôle primordial dans l'obtention de la polarisation.

Si l'on regarde alors l'équilibre de ces spins d'électrons paramagnétiques dans un champ magnétique constant \vec{H} , l'équilibre qui s'établit entre les deux niveaux + et - est toujours l'équilibre de Boltzmann.

$$\frac{n^+}{n^-} = e^{+\frac{g \gamma_e \hbar H}{2 kT}}$$

Ce qui revient à les traiter comme un ensemble d'électrons libres, à g près.

Si donc on applique un champ de ultra haute fréquence (U.H.F.) perpendiculaire à \vec{H} , avec la fréquence de résonance

$$\nu_e = \frac{2\gamma_e H}{4\pi}$$

et une intensité suffisante, on sera capable d'égaliser les populations des deux niveaux et de contrebalancer l'influence du réseau qui tend vers l'équilibre de Boltzmann.

- Spins nucléaires :

Dans le cristal les forces nucléaires sont prépondérantes par rapport aux interactions appliquées et le facteur gyromagnétique du proton reste inchangé γ_n , et la polarisation reste faible

$$\frac{n^+}{n^-} = e^{-\frac{\gamma_n \hbar H}{KT}}$$

Deux spins voisins \vec{I}_1 et \vec{I}_2 distants de \vec{r} sont en interaction dipôle - dipôle, et donc soumis aux variations de \vec{r} (vibrations du réseau) c'est ce mécanisme qui permet la relaxation des spins nucléaires et l'établissement de l'équilibre de Boltzmann ci-dessus.

Mais cette interaction permet également le renversement simultané de deux spins voisins antiparallèles, celui-ci se fait sans changer l'énergie du réseau, elle se fait donc finalement sans échange d'énergie avec le réseau, elle est donc très rapide. Ce mécanisme permet la diffusion de proche en proche d'une perturbation des spins nucléaires qui a fait changer l'orientation de l'un d'eux, il est ainsi appelé "Diffusion des spins".

- Hamiltonien d'interaction.

L'Hamiltonien général d'un ensemble de spins nucléaires \vec{I}_n et de spin électronique \vec{I}_e dans un champ magnétique uniforme \vec{H} , peut s'écrire

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_z + \mathcal{H}_{e-n} + \mathcal{H}_{n-n} + \mathcal{H}_c$$

\mathcal{H}_z = Hamiltonien Zeeman

$$\mathcal{H}_z = -\gamma_n \hbar \vec{H} \vec{I}_n + \frac{2}{2} \gamma_e \hbar \vec{H} \vec{I}_e$$

\mathcal{H}_{e-n} = Hamiltonien correspondant au couplage dipôle-dipôle entre spin électronique et spin nucléaire

$$\mathcal{H}_{e-n} = - \frac{\gamma_e \gamma_n \hbar^2}{R^3} \times \frac{(\vec{I}_e \vec{R})(\vec{I}_n \vec{R})}{R^2}$$

R distance entre deux spins.

\mathcal{H}_{n-n} = Hamiltonien correspondant au couplage dipôle-dipôle entre spins nucléaires voisins

$$\mathcal{H}_{n-n} = - \frac{\gamma_n^2 \hbar^2}{r^3} \times \frac{(\vec{I}_n \vec{r})(\vec{I}_n \vec{r})}{r^2}$$

Ceci est responsable de la diffusion des spins

\mathcal{H}_c = Hamiltonien venant de l'interaction de contact entre deux spins nucléaires et électroniques voisins, il a la forme

$$\mathcal{H}_c = A_0 \vec{I}_e \vec{I}_n$$

A_0 est la constante de structure hyperfine $= |\psi(I_n)|^2$
 $\psi(I_n)$ étant la valeur moyenne de la fonction d'onde électronique à l'endroit où se trouve I_n .

Ce dernier effet n'a pas d'action directe dans le processus de polarisation, son effet est de donner une structure hyperfine à la raie de résonance électronique, décomposée en $(2 I_n + 1)$ raies

Dans le cas des polarisations de cibles, la grandeur de \vec{H} est telle que l'Hamiltonien Zeeman \mathcal{H}_Z est prépondérant et les effets des interactions dipôle-dipôle peuvent être traitées comme des perturbations, c'est-à-dire développées en états propres de l'Hamiltonien Zeeman, qui sont les états I_{eZ} et I_{nZ} . Il y a quatre états propres pour cet Hamiltonien que l'on peut exprimer par les kets $| I_{e3} I_{n3} \rangle$

soient :

$$\begin{array}{ll} | +1/2 + 1/2 \rangle & \text{ou plus simplement } | + + \rangle \\ | +1/2 - 1/2 \rangle & | + - \rangle \\ | -1/2 + 1/2 \rangle & | - + \rangle \\ | -1/2 - 1/2 \rangle & | - - \rangle \end{array}$$

- "Effet solide"

Si maintenant nous considérons l'ensemble spins électroniques, spins nucléaires dans le cristal, le couplage spin électronique - spin nucléaire crée des couples de spin avec les quatre dispositions suivantes par rapport au sens du champ appliqué.

	Spin électronique	Spin proton	Désignation
\uparrow H	\uparrow	\uparrow	$ + + \rangle$
	\uparrow	\downarrow	$ + - \rangle$
	\downarrow	\uparrow	$ - + \rangle$
	\downarrow	\downarrow	$ - - \rangle$

La répartition des différents états à l'équilibre de Boltzmann est indiqué en Fig. (2) avec

$$\frac{N_e^+}{N_e^-} = \Omega \quad \frac{n_n^+}{n_n^-} = \omega \neq 1$$

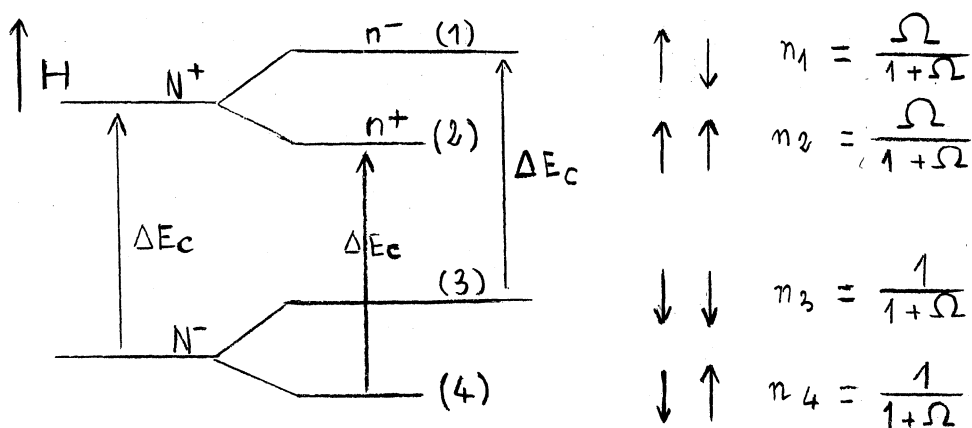


Fig. (2)

La polarisation des électrons est alors

$$P_e^0 = \frac{n_1 + n_2 - n_3 - n_4}{n_1 + n_2 + n_3 + n_4} = \frac{1 - \Omega}{1 + \Omega} = \text{th} \frac{g \gamma_e \hbar H}{4KT} = \text{polarisation naturelle}$$

La polarisation des protons reste également la polarisation naturelle très faible.

Si on applique alors un champ U.H.F. capable de provoquer des transitions électroniques, avec une fréquence

$$\nu_e - \nu_n = \frac{g \gamma_e H}{4 \pi} - \frac{\gamma_n H}{2 \pi} \quad \text{par exemple.}$$

Si ce champ a une intensité suffisante il est capable de réaliser l'égalité de peuplement électronique des niveaux 2 et 3, (saturation des niveaux), par suite du couplage dipolaire spin électronique - spin nucléaire, il induira également l'égalité de peuplement des spins nucléaires couplés, ceux-ci ayant subi un retournement par suite du mécanisme de diffusion de spin la perturbation de renversement de spin va se répandre dans tout le cristal et un faible pourcentage de spins électroniques va donc provoquer un retournement d'un grand nombre de spins nucléaires.

Mais le couplage spin électronique-réseau continue à se faire sentir et l'équilibre de Boltzmann se rétablit alors mais entre les niveaux 1-3 et 2-4, si bien que l'on aboutit au schéma Fig.(3)

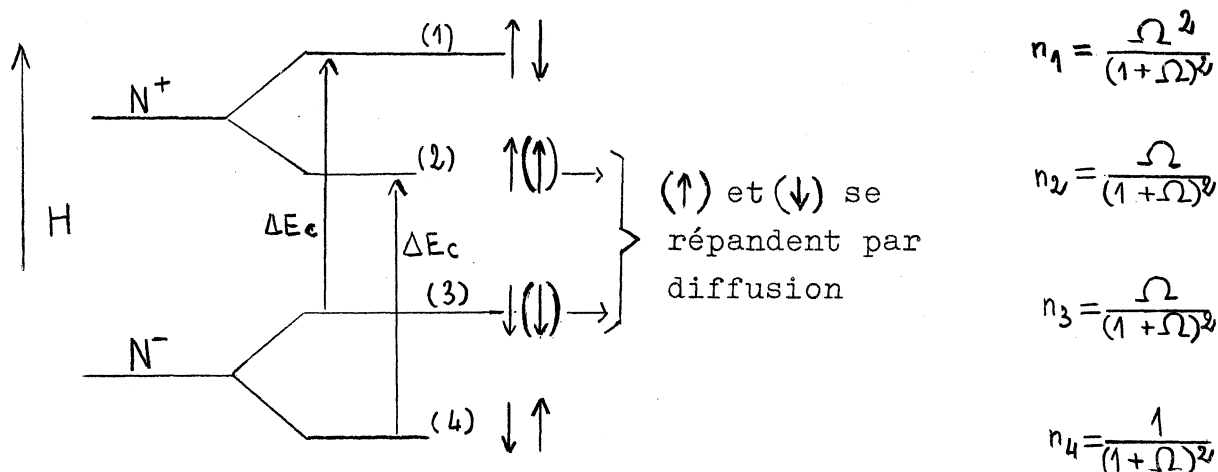


Fig.(3)

La polarisation électronique est alors

$$P_e = \frac{n_1 + n_2 - n_3 - n_4}{n_1 + n_2 + n_3 + n_4} = \frac{1 - \Omega}{1 + \Omega} = P_e^\circ \text{ inchangée}$$

La polarisation des protons devient

$$P_n = \frac{n_1 + n_2 - n_3 - n_4}{n_1 + n_2 + n_3 + n_4} = -\frac{1 - \Omega}{1 + \Omega} = -P_e^\circ$$

elle devient donc égale à la polarisation des électrons qui est très forte et a le sens du champ appliqué. On a donc fait passer artificiellement la polarisation électronique aux nucléons.

Remarque :

Si l'on saturait une résonance avec une fréquence $\nu_e + \nu_n$ on verrait que l'on obtiendrait $P_n = + P_e^0$, c'est-à-dire polarisation égale mais de sens contraire au champ appliqué.

- Limitations à la polarisation :

En fait on ne réussit pas à obtenir des polarisations aussi élevées que prévues, plusieurs phénomènes en sont causes.

- 1) La diffusion des spins n'est pas illimitée, à une certaine distance du centre diffuseur la relaxation spin-réseau joue et tend à rétablir l'équilibre de polarisation naturelle.
- 2) Les raies de résonances électroniques ont une certaine largeur, due aux inégalités de champ interne du cristal créées par la proximité des nucléons. Si cette largeur $\Delta\nu_e$ est supérieure à la distance des niveaux des nucléons ΔE_n , on n'induit plus seulement des transitions $n_2 - n_3$ mais en même temps $n_1 - n_4$, d'autant plus que les raies des nucléons ont elles-mêmes une certaine largeur. On détruit donc toute polarisation.

En fait les deux effets ne se compensent pas exactement et l'on réussit à atteindre des polarisations notables, toutefois les maxima de celles-ci sont en général atteintes pour $\nu_e \pm \frac{1}{2} \Delta\nu_e$ plutôt que pour les valeurs $\nu_e \pm \nu_n$.

De plus la largeur de résonance électronique est assez indépendante de H et par conséquent en augmentant celui-ci - et ν_n qui croît linéairement avec H - on obtient une plus grande séparation des raies et un rendement meilleur. C'est une des raisons pour lesquelles on a intérêt à travailler avec des champs les plus élevés possibles.

Mesure de la polarisation.

- - - - -

Deux procédés sont employés couramment :

- 1) Le premier est la méthode de double irradiation. Le champ d'ultra haute fréquence (U.H.F.) $\nu_e \pm \nu_n$ est appliqué pour

saturer la transition avec une puissance forte. Un champ de radiofréquence (R.F.) ν_n est appliqué perpendiculairement avec une puissance faible pour ne pas provoquer de saturation de niveaux. L'amplitude du signal de résonance pour cette dernière fréquence est proportionnel à la différence des populations n^+ et n^- donc à la polarisation.

L'étalonnage du signal est effectué en l'absence du champ U.H.F. de saturation, avec pour valeur la polarisation théorique calculée.

- 2) Le second procédé utilise le fait que les nucléons créent une fluctuation locale du champ à l'intérieur du solide. En l'absence de polarisation la moyenne de ce champ ΔH est nulle et son seul effet est un élargissement de la raie de résonance électronique. Dans le cas d'une certaine polarisation P, ΔH n'est plus nul et est proportionnel à la différence des populations $n^+ - n^-$, donc à P. Ce qui provoque un déplacement $\Delta \nu_e$ de la raie de résonance électronique. La mesure de ce déplacement par rapport à $(\nu_e)_{P=0}$ donne une mesure directe du taux de polarisation.

Avant de passer aux constructions de cibles et leurs techniques il convient de noter que l'on exprime souvent les raies et largeurs de raies en gauss en appliquant les égalités

$$\nu_e = \frac{g \gamma_n H}{4 \pi} \quad \Delta \nu_e = \frac{\gamma_n \Delta H}{2 \pi}$$

car les techniques utilisées emploient des fréquences fixes et des champs magnétiques variables et l'on exprime tout en gauss.

II - REALISATION DES CIBLES POLARISEES.

Rappelons d'abord quelques ordres de grandeur des variables utilisés pour obtenir des polarisations importantes avec des exigences techniques relativement faciles à satisfaire.

H : Quelques milliers de oersted. Actuellement de 10.000 à 20.000

ν_e : Quelques dizaines de kHz. Longueurs d'ondes 4,8 et 16mm

ν_n : Quelques dizaines de MHz

$\Delta\nu_e$: Largeur de résonance électronique : quelques gauss

$\Delta\nu_n$: Largeur de résonance protonique : de l'ordre de 1/10 gauss.

Des deux dernières lignes nous déduisons immédiatement un ordre d'idée des conditions à réaliser

1) Homogénéité du champ sur l'étendue de l'échantillon :

Meilleure que 1 oersted, soit meilleure que 10^{-4}

2) Stabilité du champ :

Environ 1 oersted, soit 10^{-4} également.

3) Amplitude du champ variable qui explore la résonance protonique afin de permettre la mesure de celle-ci : de l'ordre de 1 oersted ou inférieure.

Eléments constitutifs.

Quel que soit l'emploi auquel est destiné la cible quatre éléments constitutifs sont nécessaires.

- 1) Un cristal de la substance à polariser, qui contient à la fois les ions hydrogène libres et les impuretés paramagnétiques fournissant les électrons non appariés, ces dernières à des doses de quelques $\%_{00}$. Ces impuretés paramagnétiques peuvent être soit des inclusions de noyaux étrangers dans le réseau, soit des lacunes du réseau artificiellement créées, par exemple par irradiation de rayons γ , libérant des électrons de valence.
- 2) Un cryostat capable de maintenir le cristal à une température voisine de $1^{\circ}5$ à 2° K. Ceci est obtenu en immergeant le cristal, ou son enveloppe dans de l'hélium liquide. Normalement à 4° K.

Si on le pompe légèrement on maintient assez facilement 1°5 à 2° K.

Bien entendu on protège le réservoir d'hélium par plusieurs enceintes sous vide et un écran à température de l'azote liquide par exemple. Ces enceintes peuvent n'avoir qu'une épaisseur très faible : quelques millimètres, et des parois très minces

- 3) Un champ magnétique homogène à environ 10^{-4} d'intensité 10.000 à 20.000 oersted, stabilisé.

Ceci est obtenu assez facilement par les électro-aimants classiques, d'autant plus que les échantillons polarisés sont de petite taille : quelques cm³. Mais on peut espérer monter à des champs plus élevés avec des bobines supra-conductrices.

La stabilisation peut être obtenue à l'aide d'une petite bobine auxiliaire compensatrice.

- 4) Un champ d'ultra haute fréquence avec une puissance suffisante.

Les longueurs d'onde employées sont celles correspondantes aux appareillages standard du commerce : 4 mm, 8 mm, 16 mm, fournies par des klystrons. Les puissances à atteindre pour la saturation sont de l'ordre du watt.

Pour atteindre le meilleur rendement on place le cristal à polariser dans une cavité résonnante pour la fréquence utilisée, avec une bonne valeur du coefficient de qualité.

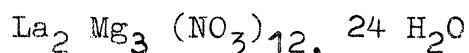
Types de cibles réalisées.

Nous exposerons brièvement comment ont été construites et quelles sont les performances de deux cibles réalisées, l'une à Saclay dans le service de Mr. ABRAGAM, l'autre à Berkeley dans le groupe du Pr. CHAMBERLAIN, car elles sont prévues pour des utilisations dans des bandes d'énergies très différentes.

- 1) Cible de Saclay (6)

C'est une petite cible destinée à être employée sur le cyclotron.

La cible est un mono cristal de nitrate double de lantane et de magnésium.



avec 0,3 % d'inclusion d'impuretés paramagnétiques sous forme de Ce^{3+} .

Le cristal de dimensions 3 mm x 3 mm x 0,12 mm pèse environ 2 mg. il est placé contre la paroi d'une cavité accordée en mode fondamental sur une longueur d'onde de 8 mm.

$$(\nu)_e = 34 \text{ kHz}$$

Les parois de la cavité sont épaisses sur les côtés où le cristal ne travaille pas, ils contiennent le circuit de refroidissement parcouru par He liquide. Du côté du faisceau la paroi de cuivre est amincie à 4 mg/cm² soit = 50 μ .

Les fenêtres du cryostat sont en aluminium et sont équivalentes à 0,5 mg/cm² soit = 20 μ .

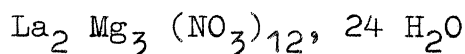
Le champ à la résonance est alors 13,6 k gauss.

Le signal de résonance magnétique du proton est trop faible pour être mesuré à la polarisation d'équilibre thermique et ne permet donc pas l'étalonnage. La mesure de polarisation est effectuée à l'aide de l'observation du déplacement de la fréquence de résonance électronique, procédé décrit plus haut.

En laboratoire des polarisations de 50 % ont pu être atteintes. En cours d'expérience la valeur moyenne obtenue était voisine de 20 %.

2) Cible de Berkeley (7).

La cible est constituée de 4 mono-cristaux accolés de nitrate double de lantane et de magnésium.



où le lantane est remplacé dans 1 % des cas par du Nd^{142} , atome paramagnétique.

Le poids total est de 26 g. les dimensions $\cong 1'' \times 1'' \times 1''$

Le cristal est placé dans une cavité de 100 cm³ de parois de 25 μ d'épaisseur, cavité remplie d'hélium liquide à 1°5 K. La cavité étant excitée à une fréquence de 34,3 kHz ($\lambda = 8$ mm.) elle résonne dans un mode très élevé, et pratiquement dans une large bande de fréquence elle n'apas à être accordée.

De cette façon l'irradiation du cristal est presque uniforme

il n'y a pas d'ondes stationnaires créées et on évite ainsi noeuds et ventres qui provoqueraient une polarisation non uniforme à l'intérieur du cristal. A la saturation de la résonance la puissance dissipée dans la cavité est de 1 watt.

La résonance est atteinte pour un champ de 9160 gauss.

Les fenêtres de mylar du cryostat ont une épaisseur de 75 μ .

La mesure de la polarisation est effectuée par l'observation du signal de résonance du proton. A cet effet une bobine auxiliaire module le champ principal H à 400 $^{\circ}$ /sec avec une intensité de 1 gauss. La détection du signal est faite par un enroulement auxiliaire entourant le cristal, à l'intérieur même de la cavité, excité à 38.5 MHz.

Le taux de polarisation obtenu couramment est de 28 %, les protons polarisés sont ceux de l'eau de cristallisation, on connaît très peu de choses sur la polarisation des noyaux.

Les Fig.(4) et (5) donne une idée de la disposition des éléments constituant la cible et de leur encombrement.

Cette cible est uniquement destinée à des expériences de compteurs.

D'autres cibles ont été réalisées mais plutôt à titre d'essai est sans rechercher les meilleures conditions d'exploitation possibles (8).

Développement des cibles.

- - - - -

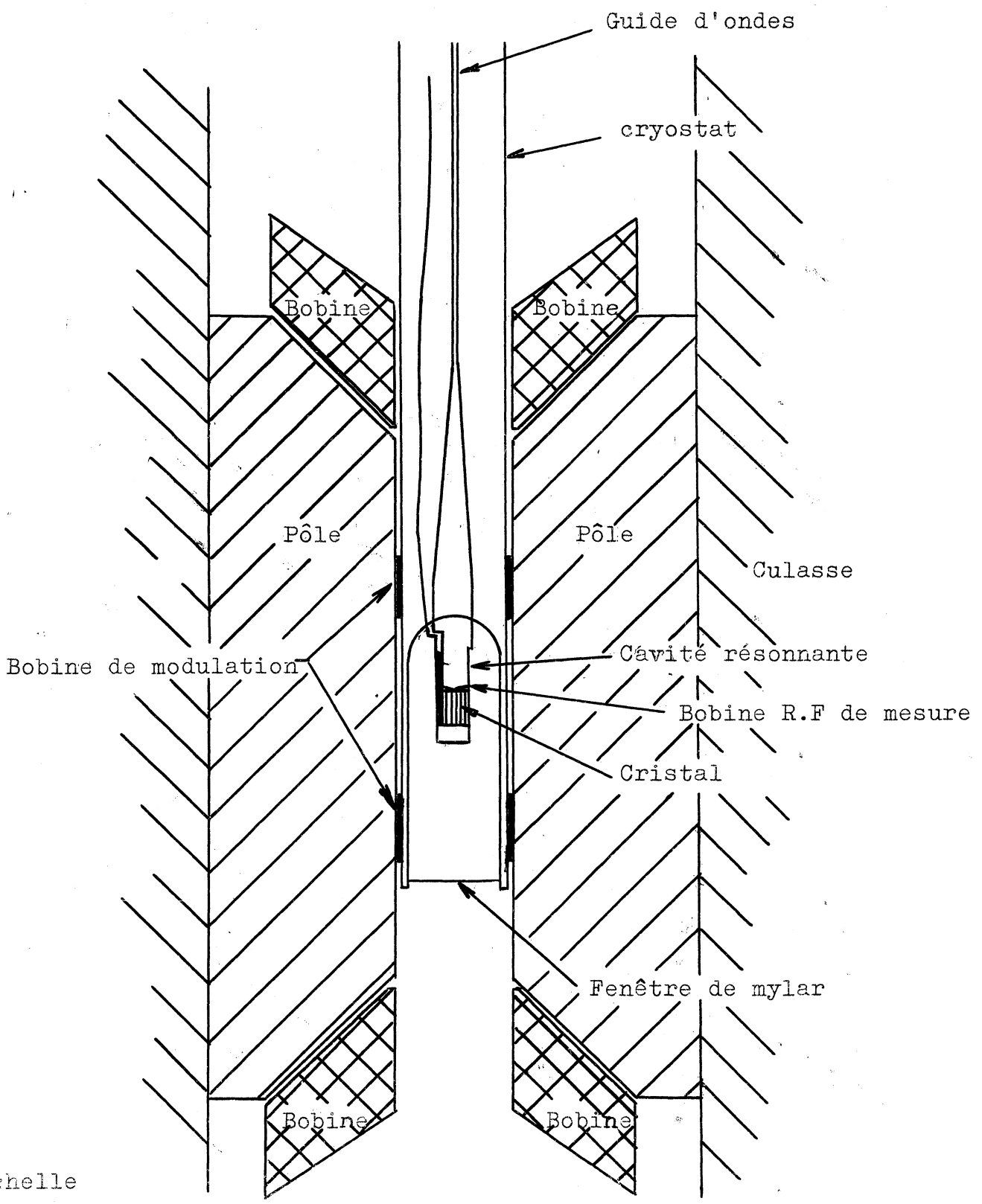
Les cibles actuellement utilisées ont donc atteint des taux de polarisation notables, mais ceci pour une faible partie des nucléons qu'elles contiennent.

Or ce sont les interactions sur nucléons libres qui nous intéressent du point de vue expérimental.

Supposons que l'on sache reconnaître les interactions sur protons libres et sur protons liés dans un noyau - ceci en fait est très optimiste - le chiffre intéressant expérimentalement est le produit :

$$(\text{Polarisation}) \times (\text{Nombre de protons libres/cm}^3)$$

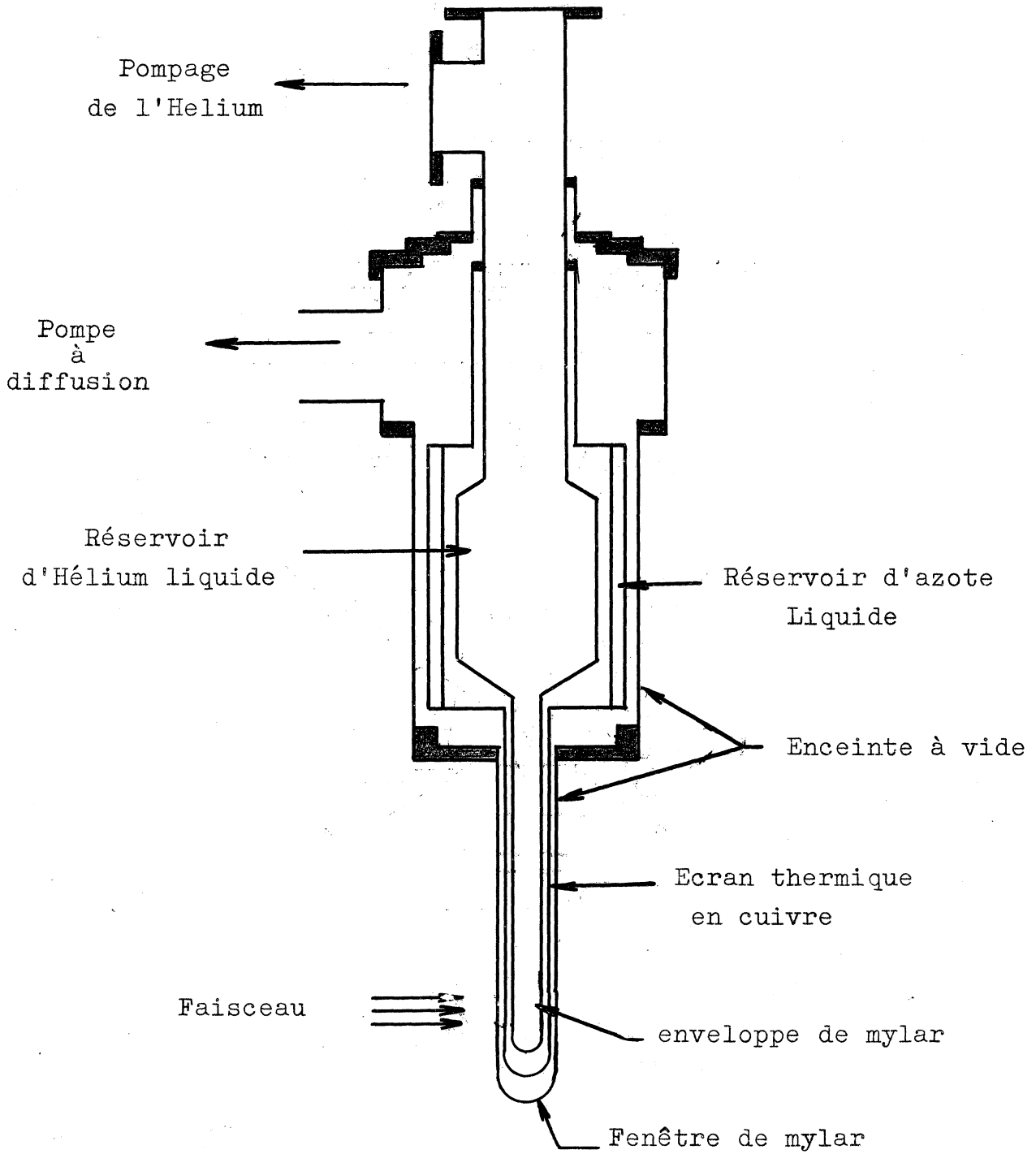
Coupe de la Cible de Berkeley



échelle
10 cm

Fig.(4)

Cryostat de la cible de Berkeley



Echelle
0 10 20 30 cm

Fig.(5)

Dans le tableau suivant nous voyons mis en relief la polarisation qu'il faudrait obtenir avec différentes substances, pour atteindre le même pouvoir d'analyse qu'avec le nitrate double utilisé jusqu'ici (10).

Echantillon	Formule	$\rho \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	$\frac{p \text{ libres}}{p \text{ liés}}$	$N \frac{\text{protons libres}}{\text{cm}^3}$	Polarisation équivalente.
double nitrate	$\text{La}_2\text{mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24\text{H}_2\text{O}$	2.0	1/14	$3,7 \cdot 10^{22}$	30 %
Glace	H_2O	1.0	1/4	$6,6 \cdot 10^{22}$	17 %
Hydruure de terbium solide	H D	0.11	1	$2,2 \cdot 10^{22}$	50 %
Polyéthylène	$(\text{CH}_2)_n$	0.96	1/3	$8,1 \cdot 10^{22}$	13,5 %
Parafine	$\text{C}_{25}\text{H}_{57}\text{OH}$	0.9	3/8	$7,7 \cdot 10^{22}$	14,5 %
	CH_4	0.4	2/3	$6 \cdot 10^{22}$	18,5 %

Il faut donc obtenir des polarisations assez fortes pour atteindre le même pouvoir que celui du nitrate double, polarisations qui n'ont pas été obtenues jusqu'ici ; ou alors construire des cibles de très grandes dimensions.

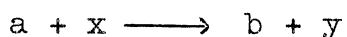
III - UTILISATION DES CIBLES POLARISEES EN PHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES.

De nombreuses études sur la diffusion et la production de particules à partir de particules polarisées ont été faites et on pourra trouver dans la littérature maints exposés : Réf.(11), (12), (13).

Nous n'établirons pas ces formules fondamentales mais nous discuterons de leur utilisation à propos de quelques expériences.

1) Diffusion de particule sans spin.

Considérons la réaction nucléaire



où a et b sont des bosons sans spin

Si l'on désigne par

$\xi_i \rightarrow$ Parité intrinsèque du système initial

$\xi_f \rightarrow$ Parité intrinsèque du système final

$\vec{P}_c \rightarrow$ polarisation de la cible = $P_c \times \vec{J}_c$

$\vec{P}_y \rightarrow$ polarisation de y dans l'état final sur une cible non polarisée.

(On peut montrer que dans ce cas, avec l'opérateur de diffusion de la forme

$$\tau = A + B \vec{\sigma} \cdot \vec{n}$$

$$\vec{n} = \frac{\vec{q}_f \wedge \vec{q}_i}{|\vec{q}_f| |\vec{q}_i|}$$

$$|\vec{n}|^2 = \sin^2 \theta \quad \text{Fig. (7)}$$

La polarisation de la particule finale y est égale à

$$\vec{P}_y = \frac{2 \operatorname{Im} A B^*}{|A|^2 + |B|^2} \vec{n}$$

L'expression de la section efficace différentielle

obtenue par la somme sur les états $n^+ \vec{\sigma}^+$ et $n^- \vec{\sigma}^-$ de spin est

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{P_c=0} (1 - \xi_i \xi_f \vec{P}_c \cdot \vec{P}_y)$$

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{P_c=0} \rightarrow$ section efficace différentielle sans polarisation de cible

On dispose donc d'une expression reliant les parités et les polarisations.

Si l'on effectue une expérience en deux temps :

- Mesure de la section efficace différentielle avec

$$\vec{P}_c = \vec{\eta}$$

- Mesure de la section efficace différentielle avec

$$\vec{P}_c = -\vec{\eta}$$

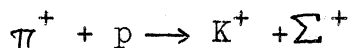
(En changeant le champ magnétique on peut inverser la polarisation).

On voit que l'on peut déterminer à la fois la polarisation et la parité relative dans une production :

$$\left| \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\vec{\eta}} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{-\vec{\eta}} \right| = 2 \vec{\eta} \cdot \vec{P}_y$$

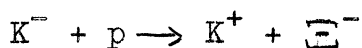
Le sens de la variation donne le signe de $\xi_i \xi_f$.

Cette méthode est susceptible d'être utilisée pour déterminer les parités relatives : Σ KN dans la réaction



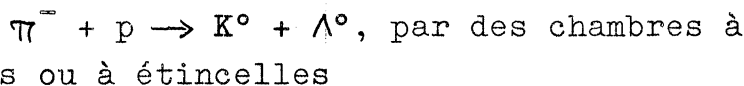
la mesure peut se faire sur le K^+ de vie moyenne longue, mais il faut une signature Σ

- $p \Xi$ dans la réaction



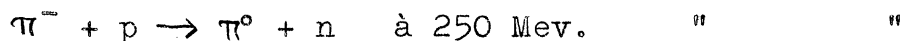
la mesure peut également se faire sur le K^+ , mais il faut la signature Ξ

- Λ KN dans la réaction

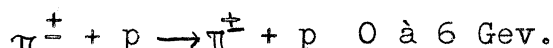


Elle est aussi applicable pour l'étude des polarisations dans les réactions de diffusion des π et des K.

Les projets de Berkeley comportent les études des diffusions:



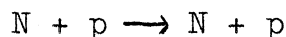
Pour l'étude du $N_{\frac{3}{2}\frac{3}{2}}^*$, et



La réalisation est encore plus aisée car les deux particules sont l'une stable, l'autre à vie moyenne très longue.

2) Diffusion d'une particule avec spin

Considérons maintenant une réaction du type



c'est-à-dire une diffusion élastique de deux nucléons, où le proton est un proton de cible, polarisé.

L'expression de la section efficace différentielle est la suivante (14)

$$\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} = \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \Big|_{p=0} \left\{ 1 + P(p \cos \varphi + p' \cos \varphi') + A_{zx} (p_0 p' \sin \varphi' + p_0' p \sin \varphi) + \left[\frac{1}{2} (A_{yy} - A_{zz}) \cos(\varphi + \varphi') + \frac{1}{2} (A_{yy} + A_{zz}) \cos(\varphi - \varphi') \right] p p' - A_{33} p_0 p_0' \right\}$$

Les coefficients A sont les coefficients de corrélation de spin, le terme A_{yy} est équivalent au coefficient C_{nn} , paramètre de diffusion, défini par Wolfenstein (15).

Les autres termes sont définis ainsi suivant fig.(8)

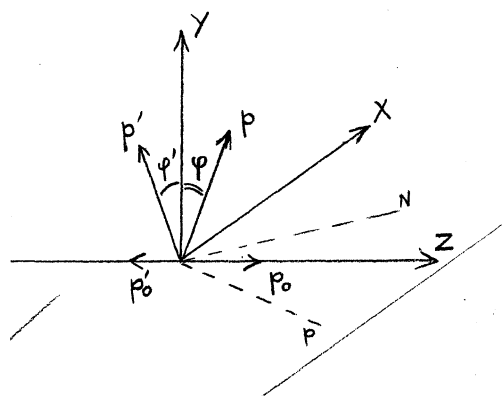


Fig.(8)

P = polarisation dans le cas d'une particule non polarisée diffusant sur cible non polarisée

p = polarisation transversale de la cible

p_0 = polarisation longitudinale de la cible

p' = polarisation transversale du faisceau

p'_0 = polarisation longitudinale du faisceau

φ angle entre p et la normale au plan de diffusion

φ' angle entre p' et la normale au plan de diffusion

Si l'on veut étudier la polarisation transversale d'un faisceau, la polarisation longitudinale étant nulle, on peut le faire diffuser sur une cible polarisée transversalement, dans le cas

$$p_0 = 0 \quad p'_0 = 0$$

En se plaçant expérimentalement à $\varphi = \varphi'$

$$\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} = \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \Big|_{p=0} \left\{ 1 + P(p+p') \cos \varphi + \left[\frac{1}{2} (A_{yy} - A_{xx}) \cos 2\varphi + \frac{1}{2} (A_{yy} + A_{xx}) \right] pp' \right\}$$

Si l'on se place dans le plan de la polarisation pour effectuer la mesure $\varphi = 0$

$$\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} = \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \Big|_{p=0} \left\{ 1 + P(p+p') + A_{yy} pp' \right\}$$

En effectuant deux mesures, avec inversion du sens de polarisation de la cible on obtient

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_+ \quad \text{et} \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_-$$

$$\text{et } R(\theta, 0) = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_+ - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_-}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_+ + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_-} = \left(\frac{P + A_{yy} p}{1 + P p} \right) p'$$

Si P est assez faible ce qui est vrai à basse énergie

$$R(\theta, 0) \cong A_{yy} p p' = C_{nn} p p'$$

En travaillant avec un faisceau entièrement polarisé transversalement $p = 1$, on peut donc obtenir une bonne mesure de C_{nn} .

Une telle mesure a été effectuée à Saclay (6) sur des protons de 20 Mev. polarisés à $0,98 \pm 0,02 \%$ et a abouti à $C_{nn} = -0,91 \pm 0,05$.

C_{nn} étant déterminé, on dispose alors par la cible polarisée d'un excellent instrument pour la mesure des polarisations des nucléons.

C'est ce que l'on se propose d'exécuter à Berkeley en étudiant particulièrement les réactions.

$p + p \rightarrow p + p$ à toutes énergies jusqu'à 6 Gev.

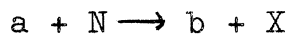
La mesure de C_{nn} sera effectuée à 700 Mev. auprès du synchrocyclotron.

3) Autres utilisations.

Mentionnons ici deux autres possibilités d'utilisation des cibles polarisées.

- Production de particules polarisées.

Si l'on reprend une production du type



où a et b sont des bosons sans spin, on peut montrer que la polarisation de la particule émergente P_X , a pour expression (avec les notations habituelles)

$$\vec{P}_X = \frac{1}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)} \left\{ \Re(A^*B) \vec{n} + |A|^2 \vec{P}_N + \Im(A^*B) \vec{P}_N \vec{n} + |B|^2 \left[\Im(\vec{P}_N \vec{n}) \vec{n} + \vec{P}_N \sin^2 \theta \right] \right\}$$

Pour l'émission vers l'avant, c'est-à-dire avec

$$\sin \theta = 0 \quad \vec{n} = 0$$

On obtient $\vec{P}_y = \vec{P}_n$

La particule a alors la même polarisation que le nucléon de cible. On peut de cette façon obtenir des protons polarisés mais aussi des faisceaux d'autres particules polarisées.

- Détermination des spins.

On a l'avantage pour une analyse des spins de particules instables, de connaître les poids statistiques des états de spin initial des protons, ce qui permet de réaliser une étude par test d'Adair ou de Treiman avec une connaissance supplémentaire dans les distributions angulaires.

Nous pouvons donc résumer les principales utilisations des cibles sous quatre rubriques, sans que toutefois cette classification soit exhaustive :

- Mesure des parités
- Analyse des polarisations
- Producteur de particules polarisées
- Mesure des spins.

IV - DIFFICULTES EXPERIMENTALES DE L'EMPLOI DES CIBLES POLARISEES.

L'intérêt de la physique des hautes énergies se porte surtout sur l'étude des chocs de particules sur des nucléons libres, or nous avons vu que les substances polarisables et polarisées sont des mélanges de nucléons et de noyaux de Z élevés, l'une des principales difficultés expérimentales est due au fait que l'on doit pouvoir reconnaître les réactions sur proton libre des réactions sur proton lié dans un noyau.

Cette identification est rendue plus difficile par le fait qu'on ne peut voir le point d'interaction dans le cristal, et que de plus avant d'être détectées, les particules produites dans l'interaction ont dû traverser une quantité non négligeable de matière (cible et écrans thermiques), et ont pu produire des interactions secondaires et de la diffusion multiple.

Les difficultés expérimentales sont les suivantes :

- Effet des protons libres - protons liés.

1) Effet d'ombre dans les noyaux :

Si on sait reconnaître un événement sur proton d'un

évènement sur neutron, sans toutefois reconnaître s'il est produit sur proton libre ou proton lié, sur une cible polarisée à Pc % pour les protons libres, la polarisation effective serait réduite dans le facteur

$$\frac{1}{1 + k}$$

$$k = \frac{N \text{ protons liés}}{N \text{ protons libres}} = \frac{1}{n_0} \sum_i n_i Z_i$$

n_0 = nombre d'atomes d'hydrogène

n_i = nombre d'atomes étrangers avec leur nombre atomique Z_i

Pour une cible de nitrate double polarisée à 30 %, la polarisation effective serait

$$P_{\text{eff}} = 30 \% \times \frac{1}{1 + \frac{714}{48}} \cong 1,9 \%$$

En fait ceci n'est pas exact car la section efficace apparente sur un proton lié est plus faible que celle sur un proton libre, par suite de l'effet d'ombre des autres nucléons du noyau et chaque nucléon lié doit ainsi être pondéré par la facteur

$$\frac{A_i^{2/3}}{A_i} = A_i^{-1/3}$$

Ainsi k s'exprime alors par :

$$k = \frac{1}{n_0} \sum_i n_i Z_i A_i^{-1/3} \neq \frac{1}{n_0} \sum_i \frac{1}{2} n_i A_i^{2/3}$$

Pour le nitrate double polarisé à 30 %

$$P_{\text{eff}} = 30 \% \frac{1}{1 + \frac{265}{48}} \cong 4,5 \%$$

2) Effets de la précision de détection.

Si la réaction étudiée est une réaction à deux corps, la cinématique est parfaitement définie et si l'on peut mesurer à la fois nature, direction et impulsion de la particule incidente et des deux produits d'interaction

On pourra séparer les interactions sur protons libres (au repos) des interactions sur protons liés (possédant une impulsion de Fermi dans le noyau).

Ceci en testant la conservation de l'impulsion, de l'énergie et la coplanarité de la production.

Bien entendu, ceci n'est pas parfait et est limité par deux choses

- la précision des mesures d'impulsion et d'angles
- la possibilité pour un proton lié d'avoir une impulsion de Fermi trop faible ou dans une direction défavorable à sa mise en évidence.

Si on réussit à définir expérimentalement, ou théoriquement, un coefficient α_c , égal à la probabilité de confusion d'un évènement sur proton libre avec un évènement sur proton lié

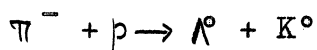
$$\alpha_c = \frac{\text{Nombre } ev^t \text{ sur p liés confondus avec p libres}}{\text{Nombre } ev^t \text{ sur p liés}}$$

la polarisation effective de la cible est alors

$$P_{\text{eff}} = P_0 \times \frac{1}{1 + k \alpha_c}$$

Donnons quelques ordres de grandeur de k et α_c .

- D'un calcul théorique, J.M. Gaillard (15) dans l'étude de la réaction

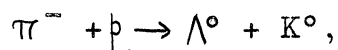


(Etude de la parité relative $K\Lambda$)

déduit qu'environ 20 % des év^{ts} sur protons liés préteront à confusion.

$$\alpha_c = 0,20$$

- Dans une étude expérimentale de J. Steinberger (16) sur la réaction dans le propane,



on obtient pour év^{ts} issus de protons liés confondus

a) si on observe uniquement le $\Lambda^0 \rightarrow 33\%$ des év^{ts} hydrogène

b) - - - $K^0 \rightarrow 13\%$ - - -

Si on observe à la fois le Λ^0 et le K^0

$$\alpha_c = \frac{8}{18} \sqrt[3]{12} \times \frac{0,33}{1 - 0,33} \times \frac{0,13}{1 - 0,13} = 0,075$$

Ces chiffres sont évidemment très favorables à l'augmentation de la polarisation effective, qui serait alors pour le nitrate double

$$P \% = 30 \% \times \frac{1}{1 + \frac{265}{48} \times 0,20} = 14,5 \%$$

On peut aussi d'une certaine façon interpréter cette étude en disant que l'on a intérêt à avoir des noyaux composés lourds, où l'impulsion de Fermi est plus grande et permet une meilleure séparation cinématique et où également la probabilité d'interactions secondaires des produits d'interaction est plus élevée, ce qui permet de les éliminer plus facilement.

- Effets du dispositif expérimental.

Enfin il y a lieu de tenir compte de limitations théoriques et pratiques dans les dispositions expérimentales

- a) Si l'on étudie des particules instables, un certain nombre d'entre-elles se désintègrent entre cible et détecteur.
- b) Les particules produites peuvent interagir de nouveau à l'intérieur de la cible elle-même.
- c) Si l'on produit des particules neutres, celles-ci peuvent avoir des modes de désintégration neutres non détectables.
- d) En général tous les angles de production dans le C.M. ne sont pas accessibles. Vers l'avant on est gêné par les trajectoires du faisceau, vers l'arrière les particules n'ont parfois pas l'énergie suffisante pour sortir de la cible avant l'arrêt. Les expériences sont donc très masquées par la forme des sections efficaces différentielles de production.

e) Les détecteurs n'ont pas tous des efficacités de détection et de mesure voisines de 100 %. Ceci est dû en particulier aux inclinaisons des traces, aux interactions dans le détecteur...

Estimation du rendement d'une expérience.

Nous présenterons ici une estimation du nombre de photographies nécessaires dans une réaction du type mesure de section efficace différentielle

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \alpha) = \left| \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{p=0} (1 - \xi_i \xi_f \vec{P}_c \cdot \vec{P}_y).$$

telle qu'elle est présentée par J.M. Gaillard (15) dans la réaction $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0$

L'effet à observer est la moyenne $\langle \vec{P}_c \cdot \vec{P}_y \rangle$ soit

$$a = \frac{2}{\pi} \left| \vec{P}_c \right| \left| \vec{P}_y \right|$$

et on dispose pour cela de N év^{ts} incluant événements sur protons libres et événements sur protons liés que la mesure n'a pas permis d'éliminer.

$$\text{Prenons } \Delta a = \sqrt{\frac{1}{N \text{ év}^{\text{ts}}}}$$

$$\text{et } \frac{\Delta a}{a} = \frac{1}{n}$$

n représente le nombre d'écart^s auquel on veut pouvoir affirmer le résultat. On obtient alors avec les conditions exposées précédemment

$$N_{\text{év}^{\text{ts}}} = \frac{\pi^2 n^2 (1 + k \alpha_c)}{4 P_c^2 P_y^2}$$

$$k = \frac{1}{n_0} \sum_i n_i Z_i A_i^{-\frac{1}{3}}$$

α_c = coefficient de confusion

or,

$$N_{\text{év}^{\text{ts}}} = N \text{ photo} \times \left(\frac{N \text{ part}}{\text{photo}} \right) \times \left(\sigma_{\text{prod}} \right) \times \left(\frac{n. \text{ protons libres}}{\text{dans la cible}} \right) \times \left(\frac{\text{Prob. de voir les}}{\text{produits d'interaction}} \right) \times \left(\frac{\text{Prob. de}}{\text{détection et}} \right) \times \left(\frac{\text{mesure}}{\text{cm}^2} \right)$$

$$N_{\text{photos}} = \frac{\pi^2 n^2 (1 + K \alpha_c)}{4 P_c^2 P_y^2} \times \frac{1}{\left(\frac{n \text{ part}}{\text{phto}} \right) \times \sigma_{\text{prod}} \times \left(\frac{n \text{ protons libres}}{\text{cm}^2} \right)} \times \frac{1}{\left(\frac{\text{Prob. de voir les prod. d'interactions}}{\right)} \times \left(\frac{\text{Prob. de détection et mesure}}{\right)}$$

Application : d'après J.M. Gaillard (15)

Dans la production $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0$ à 1,03 GeV/c pour déterminer la parité $K\Lambda$, dans une chambre à bulles à hydrogène avec : 10 % de probabilité de confondre les événements sur protons liés.

- n = 2 écarts
- 40 π / photos
- Cible de 1,5 cm. d'épaisseur, nitrate double.

On obtient

P cible	Nbre photos
30 %	1,06 10^6
40 %	0,6 10^6
50 %	0,42 10^6
60 %	0,26 10^6

Des estimations ont également été faites pour la mesure des parités $K\Sigma$, et $K\Xi$ par chambre à bulles ou chambre à étincelles avec électronique associée. Le tableau ci-dessous représente ces estimations.

Processus	Mesure	σ_{mb}	P_y	P_c	Intensité faisceau.	Nbre pulses	Nbre mesures
$\pi^+ p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$ (1 GeV)	C B H compteurs	0,73	0,8	40 %	$3 \cdot 10^5 \pi$ pulse	400.000 30.000	5.000 40.000
$\pi^+ p \rightarrow \Sigma^+ + K^+$ (1 GeV)	C B H compteurs	0,3	>0,7	40 %	"	600.000 40.000	
$K^- p \rightarrow \Xi^+ + \pi^-$		0,5			$10^3 K$ pulse		
$K^- p \rightarrow K^+ + \Xi^-$ (1,5 GeV)	C B H	0,2	0,8	"	$10^3 K$ pulse	800.000	

V - CONCLUSIONS

Bien que les performances des cibles soient encore assez limitées, les taux de polarisation faibles et le nombre d'atomes étrangers présents à côté de protons polarisés très important, elles semblent présenter un grand intérêt en physique expérimentale. D'autant plus que les performances obtenues sont en voie de dépassement constant : pour le double nitrate on espère obtenir assez facilement 50 % et pour les plastiques dépasser les quelques % que l'on obtient actuellement.

En physique expérimentale les principaux sujets d'intérêt qui semblent pouvoir être élucidés rapidement par l'emploi des cibles actuelles sont :

- 1) la vérification de la parité $K \Xi N$
 - 2) l'étude de la parité du Ξ
 - 3) l'étude de la "résonance" $N_{3/2} \ 3/2$ à 1238 Mev.
-

BIBLIOGRAPHIE

Articles relatifs à l'orientation et la polarisation nucléaire

- (1) - "The principles of nuclear magnetism." - chap. IX
A. ABRAGAM
Oxford edition - 1961
- (2) - Méthods of Nuclear Orientation.
E. AMBLER
Progress in Cryogenics 1960 - p. 233
- (3) - Dynamic Nuclear Orientation
C.D. JEFFRIES
Progress in Cryogenics 1961 - p. 129
- (4) - Nuclear Orientation
L.D. ROBERTS, J.W.T. DABBS
Annual Review of Nuclear Science 11 (1961) - p. 175
- (5) - Principe de la polarisation dynamique des protons
M. BORGHINI
Exposé L.P.C.H.E. 5-12-62 C.E.N. Saclay
- (6) - A. OVERHAUSER
Phys. Rev. 89, 689 (1953) et 92, 411 (1953)
- (6) - A. ABRAGAM, M. BORGHINI, P. CATILLON, J. COUSTHAM,
P. ROUBEAU et J. THIRION
Phys. Let. 2, 310 (1962)
- (7) - π - p Scattering from a polarized target
C. SCHULTZ, G. SHAPIRO, W. TROKA, L. VAN ROSSUM,
J. ARENS, F. BETZ, O. CHAMBERLAIN, H. DOST,
B. DIETERLE and C.D. JEFFRIES
Washington Meeting 1963
- (8) - C. SCHULTZ - H. STEINER
Communication privée

- (9) - T.J. SCHMUGGE and C.D. JEFFRIES
Phys. Rev. Lett. 9, 268 (1962)
- (10) - Polarized proton targets
C.D. JEFFRIES
To be published - private communication
- (11) - Théorie des réactions nucléaires
C. BLOCH
Cours.
- (12) - "Sur les applications possibles d'une cible de noyaux polarisés en physique des Hautes Energies"
R. OMNES et J. STORA
Rapport du service de Physique Mathématique n° 646 - CE
- (13) - Utilisation d'une cible de protons polarisés auprès du synchrotron à protons saturne.
J.P. MERLO - J. ZSEMBERY
Rapport interne L.P.C.H.E. 62/18 CEN.S.
- (14) - Diffusion de protons polarisés par une cible de protons polarisés
J. RAYNAL
Nuclear Physics 28 - 220 (1961)
- (15) - WOLFENSTEIN
Ann. Rev. Nuclear Sci. 6 - 43 (1956)
- (15) - Détermination de la parité relative $\Lambda^0 - K^0$
J.M. GAILLARD - A. VERGLAS
Rapport L.P.C.H.E. - CEN.S.
- (16) - J. STEINBERGER and Al.
Phys. Rev. 103, 1827 (1956)
-