



HAL
open science

Techniques de polarisation et polarimétrie

A. Boudard

► **To cite this version:**

A. Boudard. Techniques de polarisation et polarimétrie. École thématique. Ecole Joliot Curie "Instrumentation en physique nucléaire et en physique des particules", Maubuisson, (France), du 26-30 septembre 1988 : 7ème session, 1988. cel-00645636

HAL Id: cel-00645636

<https://cel.hal.science/cel-00645636>

Submitted on 28 Nov 2011

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

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

TECHNIQUES DE POLARISATION ET POLARIMETRIE

A. Boudard

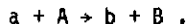
Service de Physique Nucléaire, Moyenne Energie, CEN Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

Résumé - Nous décrivons dans ces cours les différents outils utilisés dans les expériences avec particules polarisées. Nous avons mis l'accent sur les différents moyens d'obtenir des particules polarisées (faisceaux et cibles). Nous avons donné les idées essentielles sur les mécanismes mis en jeu ainsi que les performances typiques de ces systèmes.

Abstract - In these lectures we describe the various tools used in polarization experiments. We emphasize the various ways to obtain polarized particles (beams and targets). We give ideas about the fundamental mechanisms involved and typical performances.

1 - POSITION DU PROBLEME

Considérons une réaction nucléaire à deux corps dans la voie finale



La matrice de diffusion ou de réaction décrit le passage entre l'état initial et l'état final, et chacun de ses éléments de matrice dépend de la projection du spin de chacune des particules. Cette dépendance est évidemment non triviale à cause de la dépendance de spin des interactions élémentaires

$$M(m_s, M_S, m_s', M_S') = \langle \phi_b^{m_s'} \phi_B^{M_S'} e^{-i\vec{k}_b \cdot \vec{r}} \mid \theta(m_s, M_S, m_s', M_S') \mid \phi_a^{m_s} \phi_A^{M_S} e^{i\vec{k}_a \cdot \vec{r}} \rangle$$

L'information maximale que l'expérience peut apporter consiste donc à déterminer tous les termes indépendants de cette matrice. Les lois de conservation telles que conservation de la parité dans les interactions fortes, indépendance du sens du temps, identités de particules réduisent ce nombre de termes. Il est quand même de 23 pour une réaction telle que $pd \rightarrow pd$ par exemple. La section efficace qui n'est que la somme des modules au carré de toutes les amplitudes de M est la seule obser

vable que l'on peut mesurer sans considérer la polarisation des particules. En utilisant un faisceau et(ou) une cible polarisée, en mesurant la polarisation de la particule détectée, on a accès à de nombreuses autres observables qui sont autant d'autres combinaisons des différents éléments de la matrice M . A part dans quelques problèmes fondamentaux tels que par exemple $pp \rightarrow pp$ ou $pp \rightarrow d\pi$, un certain discernement permet de tester les modèles des réactions sur un nombre limité d'observables. On n'a alors pas besoin d'un ensemble complet de données permettant la reconstitution complète des éléments de M . La section efficace seule, même si elle revêt une importance particulière du fait de son interprétation en terme de probabilité du phénomène est cependant bien loin d'être un test suffisant des modèles.

2 - RAPPELS THEORIQUES

2.1 Description d'une collection de particules polarisées : matrice densité

Cette matrice est : - Hermitique ($\rho = \rho^\dagger$)
 - définie positive $\langle m|\rho|m\rangle > 0$ quel que soit $|m\rangle$
 - de trace égale à 1
 - de dimension $(2s + 1) * (2s + 1)$ $s =$ spin des particules.

Définition : $|m\rangle$ états de spin normalisés (pas forcément orthogonaux)

L'opérateur densité s'écrit comme :

$$\rho = \sum_m |m\rangle p_m \langle m| \quad (1)$$

avec p_m le pourcentage de la population dans l'état $|m\rangle$.

La matrice représentant ρ exprimée sur une base orthonormale $|M\rangle$ n'est pas forcément diagonale

$$|m_i\rangle = \sum_j a_{ij} |M_j\rangle$$

$$\langle M_1|\rho|M_2\rangle = \sum_{\ell} a_{\ell 1} p_{\ell} a_{\ell 2}^* \quad (2)$$

Propriétés :

* Si le faisceau est totalement polarisé dans un état $|M\rangle$ alors tous les éléments de ρ sont nuls sauf l'élément $\langle M|\rho|M\rangle = 1$.

* Si le faisceau est totalement non polarisé, seuls les éléments diagonaux sont non nuls, et ils valent tous $1/(2s+1)$.

La matrice densité est proportionnelle à la matrice unité et la propriété "non polarisé" reste vraie après toute rotation comme il se doit!

* La valeur moyenne d'une observable décrite par un opérateur Θ est donnée par :

$$\langle \Theta \rangle = \text{Trace}(\rho \cdot \Theta) \quad (3)$$

* Représentation sur une base de tenseurs irréductibles τ_{kq} :

$$\rho = \frac{1}{2s+1} \sum_{\lambda\mu} (-)^{\mu} \rho_{\lambda\mu} \tau_{\lambda-\mu} = \frac{1}{2s+1} \sum_{\lambda\mu} \rho_{\lambda\mu} \tau_{\lambda\mu}^* = \sum_{\lambda\mu} t_{\lambda\mu}$$

$$\rho_{\lambda\mu} = \text{Trace}(\rho \cdot \tau_{\lambda\mu}) \quad \tau_{00} = \text{matrice unité} \quad \rho_{00} = 1 \quad (4)$$

Le choix de la base tensorielle est particulièrement bien adapté pour les rotations et les symétries. Il est parfois moins évident à concevoir que le développement sur une base cartésienne /1/.

S'il existe un axe de quantification unique, cet axe est de symétrie pour la population de particules. En choisissant les vecteurs de base $|M\rangle$ selon cet axe ou en choisissant l'axe Oz selon cet axe, la matrice densité est diagonale dans ce système. Pour des particules de spin 1 :

$$\rho = \frac{1}{3} \begin{bmatrix} \alpha_+ & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_0 & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_- \end{bmatrix} \quad \alpha_+ + \alpha_0 + \alpha_- = 3 \quad (5)$$

$$\tau_{10} = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \quad \tau_{20} = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

On trouve alors grâce à (3) :

$$\rho_{10} = \frac{1}{\sqrt{6}} (\alpha_+ - \alpha_-) \quad \rho_{20} = \frac{1}{3\sqrt{2}} (\alpha_+ + \alpha_- - 2\alpha_0) \quad (6)$$

Ces deux coefficients ρ_{10} et ρ_{20} suffisent à décrire totalement la matrice densité dans le système d'axe particulier ayant Oz selon l'axe de symétrie (axe de quantification unique).

Ils correspondent à la polarisation vectorielle (ρ_{10})
et à la polarisations tensorielles (ρ_{20}).

* Pour des particules de spin 3/2, la matrice densité se développe sur des tenseurs jusqu'à l'ordre 3, et on aurait une troisième polarisation ρ_{30} pour décrire totalement la matrice densité.

Si α_+ et α_- sont les populations dans les états $+3/2$ et $-3/2$
 et β_+ , β_- les populations des états $+1/2$ ($-1/2$) telles que :

$$\alpha_+ + \alpha_- + \beta_+ + \beta_- = 1$$

$$\rho_{10} = \sqrt{\frac{9}{5}} \left[(\alpha_+ - \alpha_-) + \frac{1}{3} (\beta_+ - \beta_-) \right]$$

$$\rho_{20} = \alpha_+ + \alpha_- - (\beta_+ + \beta_-)$$

$$\rho_{30} = \sqrt{\frac{9}{3}} \left[\frac{\alpha_+ - \alpha_-}{3} - (\beta_+ - \beta_-) \right]$$

* Pour les particules de spin $1/2$, on a une écriture très simple :

$$\rho = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} m_+ & 0 \\ 0 & m_- \end{pmatrix} \quad m_+ + m_- = 2$$

et une seule polarisation : $p_z = \frac{m_+ - m_-}{m_+ + m_-}$

On exprime souvent dans ce cas la matrice densité sous la forme cartésienne :

$$\rho = \frac{1}{2} (1 + \vec{p} \cdot \vec{\sigma}) \quad p = p_x, p_y, p_z \quad \text{vecteur polarisation}$$

$$p_i = \text{Tr}(\rho \cdot \sigma_i) \quad \vec{\sigma} = \text{vecteur ayant pour composante les matrices de Pauli habituelles.}$$

2.2 Les observables

On se place dans le repère (OXYZ) de la convention de Madison /1/. D'après les principes d'invariance par rapport au renversement du sens du temps, la section efficace s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\theta) \sum_{kq} t_{kq} T_{kq}^*(\theta)$$

où $T_{kq}(\theta)$ sont les pouvoirs d'analyse de la réaction et $d\sigma_0/d\Omega(\theta)$ la section efficace avec des particules non polarisées. Les éléments t_{kq} sont ceux de la matrice densité dans le système de Madison.

La conservation de la parité entraîne $T_{kq} = (-)^{k-q} T_{k,-q}$ et donc :

$$T_{10} = 0$$

$$i T_{11}, T_{20}, T_{21} \text{ et } T_{22} \text{ réels etc ...}$$

En exprimant la matrice densité dans le système Ozxy on fait apparaître les matrices de rotation d'un système à l'autre. Pour une source ayant un axe de symétrie (champ magnétique dans l'ioniseur) la matrice densité ne dépend plus que de deux paramètres si Oz est selon cet axe :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\theta) (1 + P_z \cdot A_Y \cos\phi) \quad (\text{spin } 1/2)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\theta) \left[1 + i \sqrt{2} T_{11} \rho_{10} \sin\beta \cos\phi + T_{20} \rho_{20} \left(\frac{3 \cos^2\beta - 1}{2} \right) + \sqrt{6} T_{21} \rho_{20} \sin\beta \cos\beta \sin\phi - \sqrt{\frac{3}{2}} T_{22} \rho_{20} \sin^2\beta \cos 2\phi \right] \quad (\text{spin } 1).$$

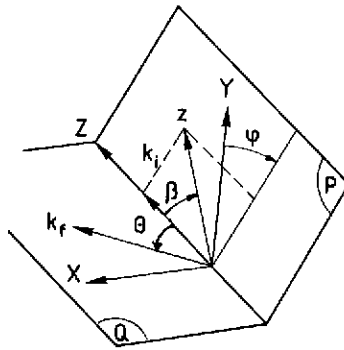


Fig. 1 - Les pouvoirs d'analyse sont définis dans le repère OXYZ dit de Madison. (k_i est l'impulsion de la particule incidente et k_f celle de la particule sortante. Q est le plan de réaction et P est le plan défini par Oz et OZ.

Si M est la matrice de diffusion ou de réaction, on la relie aux observables par les formules suivantes/2/.

Matrice densité de la particule sortante :

$$\rho_f = M \rho_i M^\dagger$$

Section efficace :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \text{Tr}(\rho_f \cdot 1) = \text{Tr}(M \rho_i M^\dagger) \quad ; \quad \frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{\text{Tr} MM^\dagger}{2s+1}$$

Pouvoirs d'analyse :

$$A_i(\theta) = \frac{\text{Tr} M \sigma_i M^\dagger}{\text{Tr} MM^\dagger}$$

Transferts de polarisation :

$$K_j^{k'}(\theta) = \frac{\text{Tr} M \sigma_j M^\dagger \sigma_{k'}}{\text{Tr} MM^\dagger}$$

Les opérateurs σ pour un spin $1/2$ ou S pour un spin 1 sont utilisés selon le spin de la particule $/1/$. Ils agissent sur le sous espace de M qui correspond au spin concerné.

3 - SOURCES D'IONS LEGERS POLARISES

Nous voulons parler ici essentiellement des sources de protons et de deutons polarisés. Ce sont les premières sources de particules polarisées qui ont été développées et ont apporté une importante amélioration dans les expériences par rapport à la technique de double diffusion qui était précédemment pratiquée.

Rappelons que cette technique comporte une diffusion du faisceau primaire sur une cible de carbone par exemple. Les particules diffusées à un angle bien déterminé sont polarisées. Elles servent de faisceau incident sur la cible dont on veut mesurer les pouvoirs d'analyse. Cette technique présente de nombreux inconvénients surtout liés à la faible intensité obtenue, et ceci d'autant plus que l'on veut une énergie précise et un faisceau polarisé bien collimaté. D'autre part la polarisation reste toujours assez faible. Il est difficile d'obtenir un faisceau non polarisé ayant les mêmes caractéristiques pour étudier les erreurs systématiques. De plus la cible primaire est une source de bruit pour les expériences. Typiquement on a obtenu de cette façon à Oak Ridge /3/ environ 10^8 protons (polarisés à 35 %) par seconde avec une divergence de $\pm 2^\circ$ et une tache sur cible de $4 \text{ mm} \times 11 \text{ mm}$. Le faisceau de 40 MeV avait une dispersion énergétique de 500 keV.

Les sources polarisées développées dans les années 60 vont améliorer considérablement les expériences :

- L'intensité est notablement accrue.
- La polarisation beaucoup plus importante est indépendante de l'énergie : elle peut être renversée ou supprimée tout en gardant les mêmes caractéristiques du faisceau ce qui permet d'étudier et de corriger un grand nombre d'erreurs systématiques.
- Les qualités optiques du faisceau sont excellentes et permettent des performances identiques que le faisceau soit polarisé ou non.

Deux types de sources ont essentiellement été développées pour les protons et les deutons : Les sources dites "atomiques" et les sources dites "Lamb shift". Nous suivrons en grande partie l'excellent article d'introduction de Haerberli /4/ pour exposer les principes de ces sources. Des développements plus importants sur les sources atomiques peuvent être trouvés dans les thèses de R. Beurtey /5/ et de J. Arvieux /6/.

3.1 Atome d'hydrogène et de deutérium dans un champ magnétique

Soit \vec{J} le moment angulaire de l'électron et \vec{I} le spin du noyau. Ils se couplent à \vec{F} le moment angulaire de l'atome. L'état fondamental est l'état $1S1/2$ de l'électron. En l'absence de champ magnétique extérieur l'interaction hyperfine (entre moments

magnétiques du noyau et de l'électron) lève la dégénérescence entre $F=I+1/2$ et $F=I-1/2$.

Le moment magnétique de l'électron étant très supérieur à celui du noyau (facteur 1000), on fait tout d'abord un tri selon m_j en champ magnétique fort. Une méthode simple pour transférer la polarisation au noyau consiste à revenir en champ faible. Si les états 1 et 2 de l'hydrogène ont été sélectionnés, une ionisation en champ faible permettra d'obtenir une polarisation nucléaire de 0,5 (voir fig. 4). Il est cependant plus avantageux de forcer une transition entre les états 2 et 4 car l'ionisation faite en champ fort conduira à une polarisation nucléaire voisine de 1. On remarque le même genre d'avantage pour le deutérium.

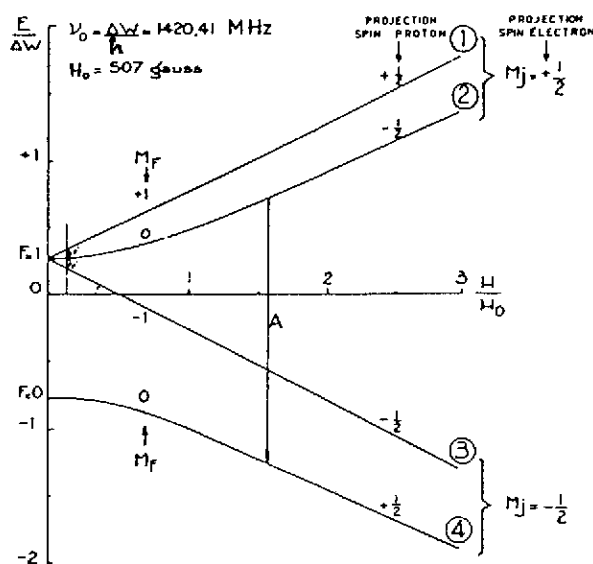


Fig. 2 - Structure hyperfine de l'atome d'hydrogène.

3.2 Source atomiques

3.2.1 Principe

Il y a 4 étages différents :

A) Un dissociateur dans lequel un oscillateur de ≈ 20 MHz casse les molécules de gaz s'écoulant dans une verrerie. Un jet atomique est formé après passage dans une tuyère et épiluchage des zone périphériques.

B) Un aimant de séparation crée un gradient de champ magnétique $H = H_M(r/r_M)^n$ selon les directions radiales par rapport à la propagation du jet et permet de focaliser les atomes dans l'état $m_j = 1/2$. Une collimation permet alors de les sélectionner. On utilise en général un aimant sextupolaire ($n=2$) qui présente l'avantage d'une acceptation très supérieure par rapport à celle de l'aimant de Stern et Gerlach

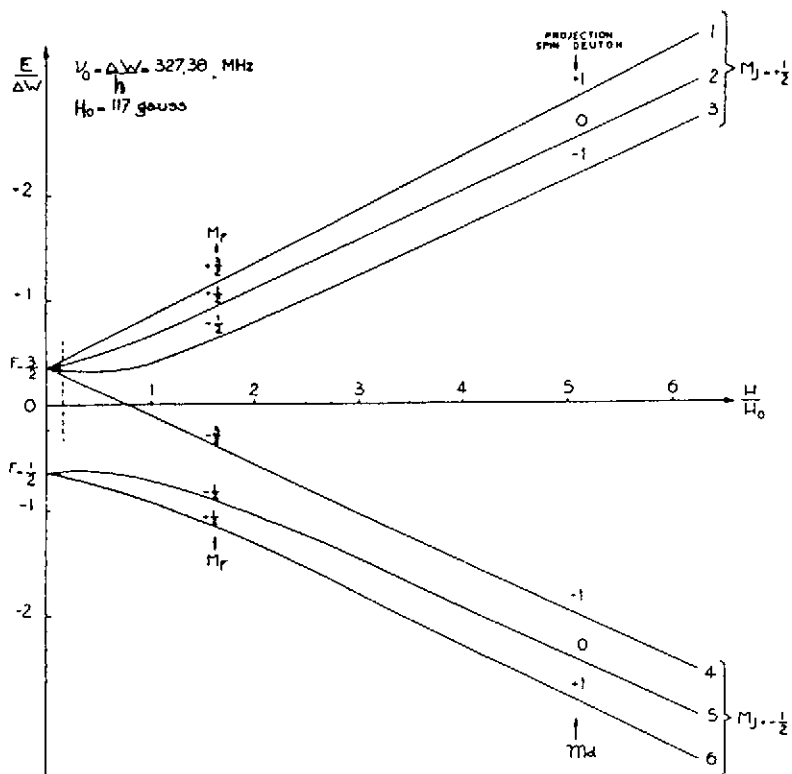


Fig. 3 - Structure hyperfine de l'atome de deutérium.

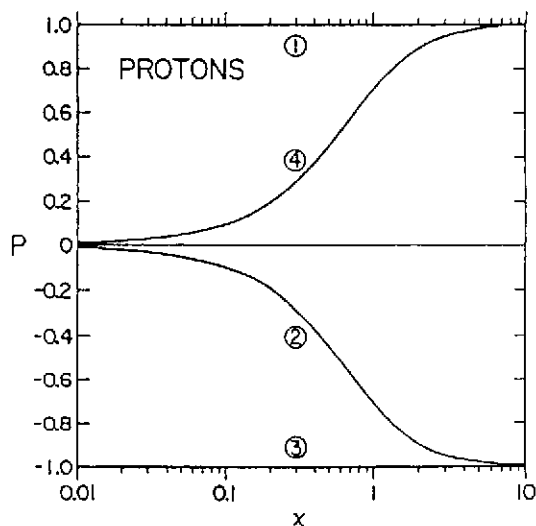


Fig. 4 - Polarisation nucléaire de chaque niveau de l'atome d'hydrogène en fonction de H/H_0 d'après /4/. Les états 1 et 3 sont dits purs car ils ont la même fonction d'onde quel que soit H.

La force s'écrit : $\vec{F} = -\text{grad} W$ avec W l'énergie dépendant du champ magnétique comme le présentent les fig. 5 et 6.

Les atomes dans l'état $m_j = +1/2$ ont une énergie qui augmente avec H . Ils sont focalisés. Au contraire les atomes dans l'état $m_j = -1/2$ seront défocalisés et facilement séparés. Les champs magnétiques sur pôle sont de l'ordre de 0,8 à 1 tesla. L'ouverture de l'aimant est de quelques centimètres et sa longueur de 50 cm environ.

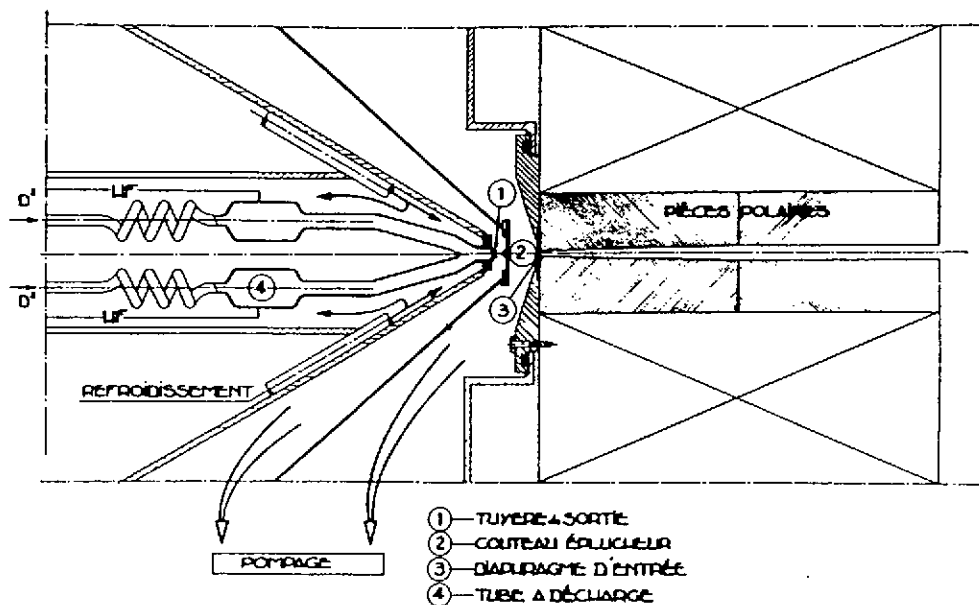


Fig. 5 - Source atomique de deutérium d'après /5/.

Le problème essentiel est d'obtenir une grande acceptance (angle solide proportionnel au champ sur pôle) et un bon tri des populations $m_j = \pm 1/2$.

C) Les transitions radio-fréquence. Elles ont pour rôle d'échanger les populations entre niveaux d'énergie pour obtenir de grandes polarisations nucléaires. La méthode de basculement adiabatique a été proposée par Abragam et Winter /7/ et mise en application pour la première fois au cyclotron de Saclay /5/.

La méthode est facilement compréhensible si on raisonne de façon classique (fig. 6). Dans un champ fixe H_0 , le moment magnétique $M = g \mu_N I$ précesse (précession de Larmor) à la vitesse angulaire

$$\omega_0 = g \mu_N H_0$$

Dans un référentiel tournant autour de H_0 avec cette vitesse angulaire, le moment magnétique \vec{M} est alors fixé. Un autre champ H_{eff} tournant autour de H_0 à la vitesse angulaire ω_0 va alors induire autour de lui dans le référentiel tournant une nouvelle précession du moment magnétique.

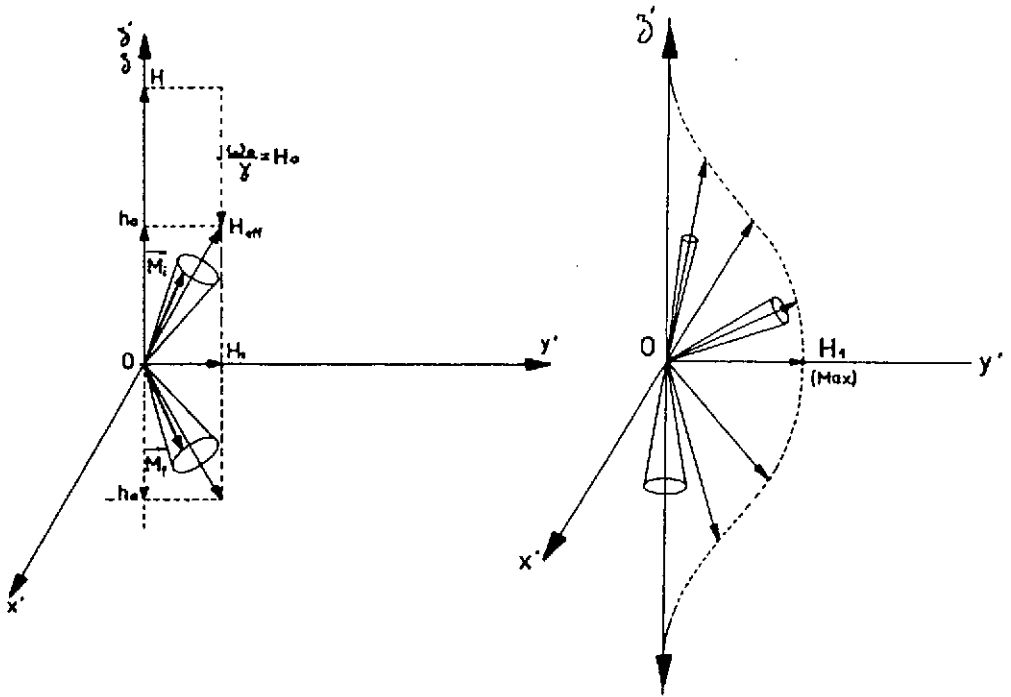


Fig. 6 - Principe du basculement adiabatique (image classique) d'après /5/.

Ce champ H_{eff} va être basculé lentement d'une valeur parallèle à H_0 à une valeur antiparallèle à H_0 entraînant le moment magnétique et produisant un basculement de $+M$ à $-M$. Le champ H_{eff} est constitué d'un champ H_1 perpendiculaire à H_0 et oscillant à la fréquence ω_0 , ce champ transverse oscillant pouvant lui-même se décomposer en deux champs tournant en sens inverse dont l'un est sans effet car très loin d'une condition de résonance. La seconde composante de H_{eff} est produite par une variation lente du champ magnétique principal de $H_0 + h$ à $H_0 - h$. Cette description reste valable si on suit le traitement quantique du processus.

En pratique le champ H_0 lentement variable est réalisé par un entrefer variant linéairement dans la direction du mouvement des particules et le champ H_1 par une cavité RF bien placée dans cet entrefer. Le champ magnétique doit passer doucement de la géométrie du sextupole à celle des transitions : en un mot les moments magnétiques doivent suivre le champ primaire.

On distingue des transitions en champ faible (F est un bon nombre quantique, et les niveaux d'énergie de même F sont équidistants) et des transitions en champ fort (I et J sont découplés).

Transitions en champ faible

Le champ RF à l'espaceur $\hbar\omega_0$ entre niveaux $|F, m_F\rangle, |F, m_F + 1\rangle$. C'est en fait une transition à plusieurs phonons (sauf dans le cas $F = 1/2$) qui revient à échanger les populations des états $|F, m_F\rangle$ et $|F, -m_F\rangle$ (voir /5/ et fig. 7).

On réalise donc les échanges suivants de population :

$$1 \leftrightarrow 3 \text{ et } 2 \leftrightarrow 3 \text{ pour l'hydrogène ; } 1 \leftrightarrow 4 \text{ et } 5 \leftrightarrow 6 \text{ pour le deutérium}$$

Si on retourne en champ fort pour ioniser, on voit donc que l'on obtiendra une polarisation de 1 pour les protons et une polarisation vectorielle voisine de $P_z = -2/3$ pour les deutons.

Transitions en champ fort (F n'est plus un bon nombre quantique)

Diverses transitions ont été étudiées et utilisées.

Par exemple la transition entre état 2 et état 4 pour l'hydrogène. Elle peut se faire sous un champ H_0 de 1000 gauss avec une fréquence RF du champ H_1 de 2850 MHz. Les puissances nécessaires pour ce type de transition sont beaucoup plus grandes que

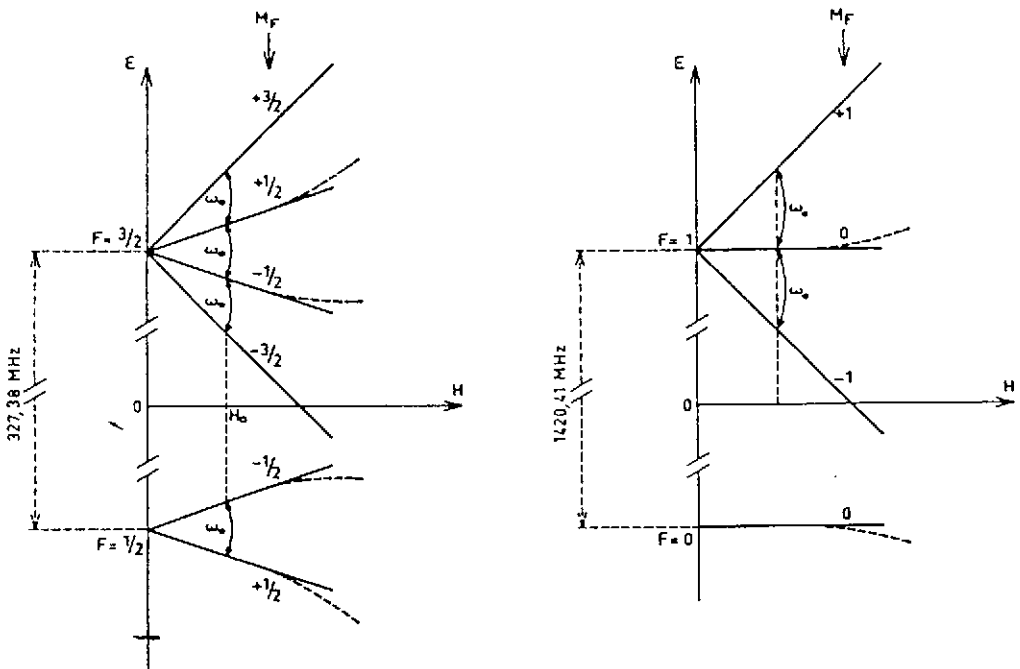


Fig. 7 - Petite transition à plusieurs phonons (à gauche pour le deutérium, à droite pour l'hydrogène).

pour les transitions en champ faible (quelques dizaines de watts comparés à quelques watts). Pour le deutérium, de nombreuses possibilités existent, par exemple : entre états 2 et 6, 3 et 5, 2 et 5.

En combinant entre elles une succession de trois transitions qui sont soit en route soit à l'arrêt, on peut préparer différents types de faisceaux de deutérium. Il suffit de deux transitions pour les protons.

Le rendement des transitions est très voisin de 100 % lorsque la source est correctement réglée.

Exemple pratique : La source de protons et de deutons polarisés du LNS en protons on utilise deux transitions :

petite (16,2 MHz) échange 1 et 3
grande (1430 MHz) échange 2 et 4

en deutons on utilise trois transitions :

petite (10,8 MHz) échange 1 et 4 ; 2 et 3 ; 5 et 6 (multiphonons)
moyenne (343 MHz) échange 2 et 5 ; 3 et 6
grande (415 MHz) échange 2 et 6

Tableau 1

Type	PT	GT	P_Y	Type	PT	MT	GT	ρ_{10}	ρ_{20}
1	-	-	0	1	-	-	-	0	0
2	+	-	-1	2	+	-	-	$-2/\sqrt{6}$	0
3	-	+	+1	3	-	+	-	$+2/\sqrt{6}$	0
4	+	+	0	4	+	+	-	0	0
				5	-	-	+	$1/\sqrt{6}$	$1/\sqrt{6}$
				6	+	-	+	$-1/\sqrt{6}$	$1/\sqrt{2}$
				7	-	+	-	$1/\sqrt{6}$	$-1/\sqrt{2}$
				8	+	+	+	$-1/\sqrt{6}$	$-1/\sqrt{6}$

D) Ionisation . Les premières sources polarisées utilisaient des ioniseurs en champ magnétique faible directement derrière l'aimant sextupolaire.

On utilise maintenant la technique des transitions RF suivies d'une ionisation en champ magnétique fort. Ceci permet d'obtenir une polarisation plus grande et un choix du signe de la polarisation.

Les processus d'ionisation sont résumés dans le tableau suivant (d'après /8/).

Processus 1 : Le plus ancien correspond au bombardement électronique (EB). Les progrès sur ces ioniseurs ont passé l'efficacité de $= 3 \times 10^{-3}$ à quelques pour cent actuellement (actuellement à leur maximum!).

Processus 2 : ECR. C'est sans doute l'avenir. La condition de résonance cyclotronique permet d'avoir de très fortes densités d'électrons. Les calculs ont montré que

la dépolarisation n'a pas lieu et des essais en laboratoire (SIN) ont produit des deutons polarisés vectoriellement par cette méthode. On attend des efficacités de plusieurs dizaines de pour cent.

Processus 3 et 4 : ce sont des collisions de faisceaux. Le processus 4 passe par une réaction résonnante d'échange de charge.

Processus 5 : c'est aussi une réaction presque résonnante pour produire des H^- après la production de H^+ .

Tableau 2

Processus	Courant (\bar{H})
1) $\bar{H}^0 + e^- \rightarrow \bar{H}^+ + 2 e^-$	400 à 500 μA
2) $\bar{H}^0 + H_0^+ + e^- \rightarrow \bar{H}^+ + H^0 + e^-$	quelques mA ?
3) $\bar{H}^0 + C_S^- \rightarrow \bar{H}^- + C_S$	3 à 25 μA
4) $\bar{H}^0 + D^- + C_S \rightarrow \bar{H}^- + D^0 + C_S^+$	
5) processus 1) puis $\bar{H}^+ + 2Na^0 \rightarrow \bar{H}^- + 2Na^+$	6 à 25 μA

3.2.2 Recherches et améliorations actuelles /8-10/

Les sources de type atomique sont actuellement les plus employées (une vingtaine de ce type sont en fonctionnement). Elles délivrent les intensités les plus grandes (jusqu'à 500 μA /11/). La recherche d'intensités toujours plus grandes se poursuit par l'amélioration de plusieurs points.

Pulsation

Lorsqu'une telle source est utilisée sur un synchrotron, on peut pulser le dissociateur ce qui permet d'améliorer le vide, et de maîtriser de plus grandes puissances HF. On obtient aussi un gain d'un facteur 2 environ.

Refroidissement du dissociateur

Il faut faire une distinction entre sources froides (refroidissement à l'azote liquide ~ 77 K) qui sont effectivement utilisées et sources ultra froides (inférieur à 1 K) qui sont en cours d'étude.

Le refroidissement du jet permet d'augmenter sa densité et de pouvoir ouvrir l'acceptance du sextupôle ($\Omega = 2,1 \mu_B \cdot B/kT$). Cependant les diffusions et recombinaisons sur les parois froides limitent la densité. De plus l'ouverture du sextupôle entraîne des aberrations conduisant à une divergence du faisceau trop grande pour les ouvertures des ioniseurs actuels.

En pratique, le gain sur l'intensité du jet est en $T^{-1/2}$ (alors que l'on pourrait espérer un gain en $T^{-3/2}$).

La réduction de la vitesse du jet augmente aussi notablement la densité dans l'ioniseur.

Optique

Pour bénéficier des améliorations sur le jet atomique, le long sextupôle est remplacé par deux sextupôles plus courts. Le système permet de concentrer le jet dans l'espace d'ionisation de l'ioniseur. Le premier sextupôle effectue la séparation des états atomiques alors que le second agit comme élément focalisateur des composantes de différentes vitesses. Il est parfois nécessaire d'obtenir des ions polarisés négativement (injection dans les tandems).

Les sources ultrafroides : $T = 0,5$ K

L'énergie d'agitation thermique des atomes est très petite à cette température. Elle est beaucoup plus petite que l'énergie de séparation entre niveaux ayant $m_j = 1/2$ et $m_j = -1/2$ (projection du spin de l'électron) si le champ magnétique est assez grand. Si un tel faisceau d'atome est injecté dans un solénoïde supraconducteur de $B \approx 5$ teslas, les états 1 et 2 de l'atome d'hydrogène sont repoussés et seul les états 3 et 4 sont stockés dans le solénoïde et leur polarisation électronique totale pour $B = 10$ T et $T = 0,3$.

$$P = \exp(-2 \mu B/kT - 1)$$

Ces états sont piégés pendant des heures. Au bout de quelques dizaines de minutes seuls les atomes dans l'état 4 (état mélangé du point de vue nucléaire $m_l = \pm 1/2$) se recombinent pour former une molécule et une polarisation nucléaire voisine de 100 % est obtenue.

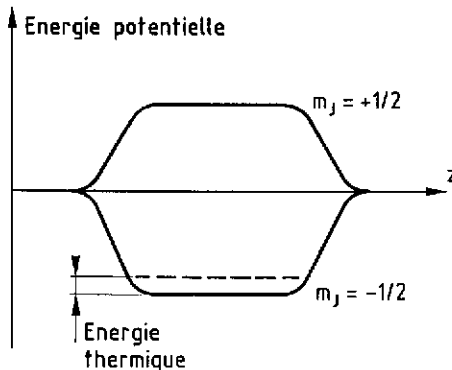


Fig. 8 - Schéma des énergies dans un champ magnétique localisé en z .

Des densités jusqu'à $4,5 \times 10^{18}$ atomes/cm³ ont été observées après compression dans un faible volume. L'utilisation en tant que cible polarisée semble très prometteuse. Des problèmes techniques sont cependant à l'étude pour extraire un faisceau ionisé d'une telle structure (CERN et collaboration Michigan-MIT-Brookhaven).

On peut ouvrir la cellule et faire un tri par transition mais une telle source ne serait pas supérieure aux sources actuelles.

Ioniseurs

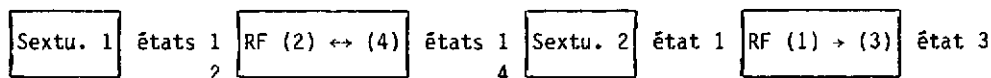
Les ioniseurs de type bombardement électronique (EB) semblent à leur maximum. Les ioniseurs de type ECR (Electron Cyclotron Resonance) sont actuellement à l'étude. Dans ces ioniseurs le plasma est neutre. Les effets de charge d'espace sont donc très limités et il en résulte une dispersion énergétique du faisceau extrait de l'ordre de 5 eV beaucoup plus faible qu'avec les ioniseurs EB (quelque keV). L'efficacité d'ionisation est aussi meilleure (gain d'un facteur 2 à 5). Des tests faits à Karlsruhe et SIN ont montré qu'un tel système marchait pour des deutons polarisés tensoriellement /10/. Le record est cependant détenu par INR Moscou où 6 mA de protons polarisés ont été obtenus en ionisant les protons par échange de charge avec un faisceau de deutons



Etats purs

Gruebler /8/ a proposé d'utiliser les deux sextupôles pour produire des états purs (du point de vue nucléaire). Ceci est avantageux car la manipulation de l'axe de quantification est alors très facile puisque la polarisation se conserve pour ces états quelle que soit la face du champ magnétique.

Il suffit de placer une transition entre les deux sextupôles. On obtient alors pour l'hydrogène par exemple le schéma suivant :



Pour le deutérium des combinaisons du même genre sont proposées par Gruebler /8/.

3.3 Sources de type Lamb-shift

3.3.1 Principe

C'est une méthode basée sur les propriétés particulières de l'atome d'hydrogène. Les niveaux $2P_{1/2}$ et $2S_{1/2}$ sont séparés (en absence de champ magnétique extérieur) par $4,4 \times 10^{-6}$ eV (1058 MHz) : c'est le Lamb-shift ; effet du moment orbital de l'électron dans son propre champ (fig. 9).

L'état $2S_{1/2}$ est métastable (temps de vie de 0,1 s) car les décroissances dipolaires électriques vers le fondamental sont interdites. Ce n'est pas le cas du niveau $2P_{1/2}$ qui a un temps de vie de $1,6 \times 10^{-9}$ s.

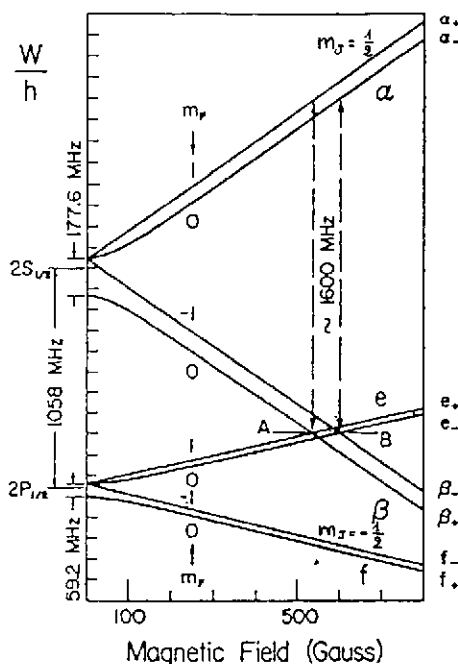


Fig. 9 - Diagramme de Breit-Rabi pour les états $2S_{1/2}$ et $2P_{1/2}$ de l'hydrogène.

Cependant si un champ électrique extérieur est appliqué, il y a mélange de $2S_{1/2}$ et $2P_{1/2}$ et le niveau $2S_{1/2}$ se vide en retournant au fondamental par l'intermédiaire du niveau $2P_{1/2}$ (effet Stark). On parle alors de "quenching" du niveau $2S_{1/2}$. Le temps de vie de l'état $2S_{1/2}$ est alors diminué et cela d'autant plus que les niveaux $2S_{1/2}$ et $2P_{1/2}$ sont proches énergétiquement. C'est le rôle du champ magnétique extérieur de rapprocher les niveaux $m_J = -1/2$ de l'état $2S$ des niveaux $m_J = 1/2$ de l'état $2P$ tout en éloignant la composante $m_J = 1/2$ de l'état $2S$ dont la durée de vie s'allonge. Les durées de vie sont données par :

$$\tau = \frac{1,13}{E^2} [(574 \pm B^2) + 716] 10^{-9} \text{ s} \quad /4/$$

où E est en volt/centimètre m et B en gauss. Le signe $+$ est pour les états α et le signe $-$ pour les états β .

A la résonance ($B = 574$ gauss), la durée de vie est de l'ordre de 10^{-9} s pour l'état β pour un champ électrique transverse de 10 V/cm. En appliquant le champ électrique pendant un temps bien choisi, on aura donc sélectionné les raies α ($m_J = 1/2$) exactement comme derrière l'aimant sextupolaire.

L'interaction hyperfine est cependant plus faible pour l'état $2S_{1/2}$ que pour le fondamental ($H_0 = 63,46$ G pour l'hydrogène et $14,6$ G pour le deutérium). Les champs magnétiques nécessaires au découplage sont donc beaucoup plus faibles dans ces sources que dans celles de type atomique. La source va donc comprendre trois étapes : i) production de noyaux atomiques dans l'état excité $2S$; ii) sélection de la composante α par champs électrique et magnétique croisés ; iii) une ionisation sélective des atomes dans l'état $2S$ (les atomes dans le fondamental sont en effet nombreux et non polarisés).

3.3.2 Production des atomes dans l'état $2S$

On produit tout d'abord des ions H^+ ou D^+ dans une source de type duoplasmatron ou ECR. On les accélère à une énergie de 550 eV par nucléon. Le faisceau ionique a alors une faible émittance et une faible dispersion en énergie ≈ 20 eV. Ce faisceau traverse ensuite une cellule remplie de vapeurs de césium produites dans un four (100 à 200°C). A l'énergie choisie on a un maximum de production d'atomes excités dans l'état $2S_{1/2}$ de l'ordre de 10^{14} atomes/s. Un champ électrique sépare les ions H^+ et H^- du faisceau neutre. La neutralisation du faisceau doit être bien faite pour éviter la décroissance de l'état $2S_{1/2}$ dans le faisceau lui-même.

3.3.3 Production de la polarisation nucléaire

En champ fort, deux méthodes existent. La première par "filtrage de spin nucléaire" a été développée à Los Alamos /12/.

On utilise les caractéristiques de la structure hyperfine des niveaux et on ajoute une transition RF (1698 MHz) aux champs électrique et magnétique croisés, nécessaires à la sélection des niveaux α .

Pour des valeurs précises du champ magnétique (539 G et 604 G pour l'hydrogène, 565 , 575 et 585 G pour le deutérium) et très stables ($\pm 0,2$ G), on établit une résonance entre les trois niveaux α , β et ϵ . Un équilibre s'établit entre les populations des sous niveaux α et β qui sont exactement à la résonance alors que les autres niveaux sont dépeuplés par connexion avec les niveaux β sans compensation. Ce processus très curieux /13/ conserve donc la population du sous niveau α sur lequel la résonance est exactement accordée (fig. 10). Des petits changements du champ magnétique permettent de sélectionner l'état désiré. L'efficacité est voisine de 100% et permet en particulier dans le cas des deutons d'obtenir des polarisations vectorielles et tensorielles maximales par sélection d'un seul état /14/.

On peut faire une rapide mesure de la polarisation du faisceau en mesurant simplement le rapport Q entre l'intensité obtenue lorsque le système de filtrage est en marche et l'intensité obtenue lorsque tous les atomes de l'état $2S$ sont ramenés au fondamental par un fort champ électrique.

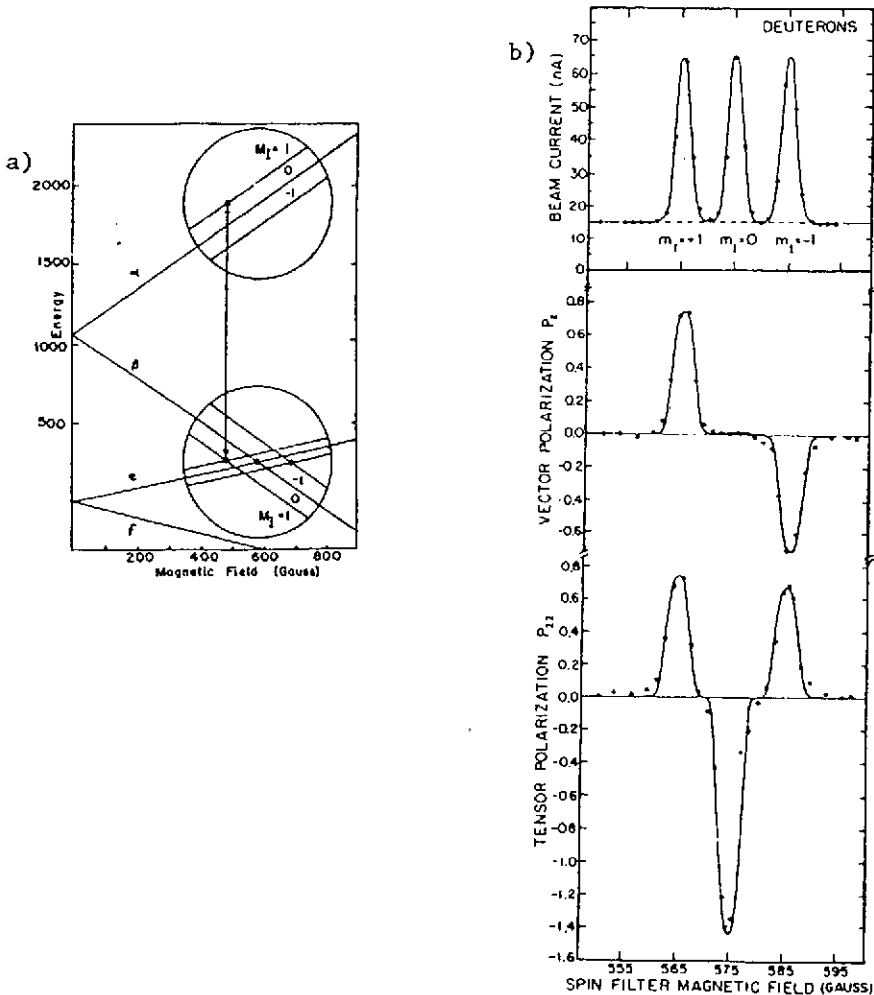


Fig. 10 - Diagramme de Breit-Rabbi des états $2S_{1/2}$ et $2P_{1/2}$ du deutérium et couplage réalisé dans le système de filtre de spin (fig. 10a). Populations et polarisations obtenues en fonction du champ magnétique (fig. 10b) (d'après /12 et 14/).

A 3 ou 5 % près la polarisation est alors donnée par $P = 1 - 1/Q$. Cette mesure rapide de la polarisation est très simple et très rapide. Elle n'est cependant véritablement utile que lorsqu'il n'y a aucun risque de dépolarisation par le processus d'accélération.

La seconde méthode utilise un changement brusque du sens du champ magnétique (donc non adiabatique) /15/. On l'appelle parfois méthode par renversement "diabatique" du champ ou transition Sona du nom de son inventeur. Elle consiste à faire varier le champ magnétique de quenching d'une valeur +575 G à une valeur négative avec un changement brusque autour de zéro afin que la précession de Larmor soit très faible pendant ce passage. Le moment magnétique ne changera alors pas d'orientation et passera d'une orientation parallèle à une orientation antiparallèle au champ magnétique.

Si on suit les populations des niveaux de l'hydrogène sur la fig. 11, les niveaux 3 et 4 sont dépeuplés en a par quenching sous un champ de +575 G. Le brusque changement de signe du champ en b est donc tel que l'énergie de l'état 1 (état pur du point de vue de la projection du spin) continue à décroître. Au contraire l'état 2 mélange de $\pm 1/2$ gardera une énergie indépendante du signe de H.

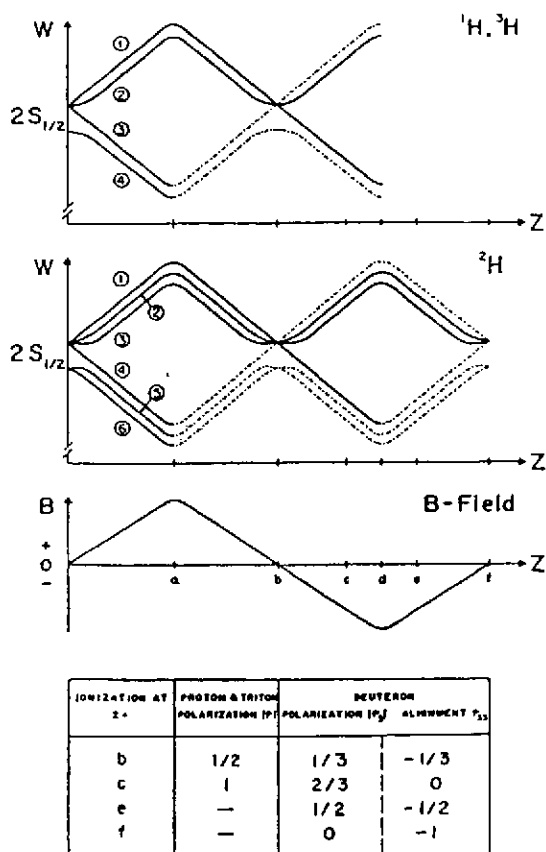


Fig. 11 - Transition non adiabatique ou Sona pour l'hydrogène et le deutérium. Le tableau donne les polarisations maximales en fonction d'une ionisation en différents points correspondant à des valeurs particulières du champ magnétique (d'après /15/).

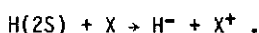
En champ fort (en c) on a donc l'état 2 correspondant à $m_j = -1/2$ et l'état 1 correspondant aussi à l'état $m_j = -1/2$. La polarisation serait donc de 100 % pour un système parfait. On remarque tout de suite que par rapport à la méthode précédente on réalise cette polarisation à partir de deux états au lieu d'un seul. On peut donc s'attendre à une intensité double. Par contre l'un de ces états est impur ce qui nécessite une ionisation en champ fort et ce qui rend impossible la mesure rapide de la polarisation par rapport d'intensités. Pour les deutons, on a le choix entre une ionisation en champ fort en c donnant une polarisation vectorielle de 2/3 ou en e après

quenching de l'état 1, ce qui donne une polarisation vectorielle et tensorielle. Une ionisation en champ faible en f permet de produire une polarisation tensorielle de -1.

3.3.4 Ionisation sélective

Il reste à ioniser les atomes préparés dans l'état 2S en essayant d'en ioniser le moins possible dans l'état fondamental car ceux-ci ne sont pas polarisés et diminueront donc d'autant la polarisation du faisceau produit.

Le processus est un échange de charge



Pour avoir une réaction résonnante, il faut un atome ou une molécule X ayant une énergie d'ionisation de 10,94 eV (égale à l'énergie d'excitation de l'état 2S plus l'énergie de liaison de l'électron dans l'ion H^-). A cause des effets coulombiens dans la voie finale il faut en fait une énergie d'ionisation un peu supérieure. Le meilleur corps trouvé à l'heure actuelle est l'argon qui a un potentiel d'ionisation de 15,8 eV. Donnally et Sawyer /16/ ont montré que pour une énergie des protons de 500 eV il y avait bien une forte dominance de l'ionisation des $H(2S)$.

3.3.5 Performances

De nombreuses sources Lamb-shift sont actuellement employées (Giessen, LAMPF, TRIUMF etc...). Elles ont le mérite d'être simples et bien adaptées à la production de H^- polarisés avec de très bonnes émittances. Les sources Lamb-shift sont en particulier utilisées sur les tandems Van de Graaf (injection de H^- essentielle pour le fonctionnement du tandem).

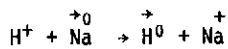
Ces accélérateurs ne dépolarisent pas et ne changent pas l'axe de quantification. On peut alors donner à cet axe la direction désirée à la sortie de la source à l'aide d'un champ électrique et magnétique croisés (filtre de Wien).

Les intensités des sources Lamb-shift (1 à 3 μA pour une polarisation de 80 %) semblent plafonner à cause du phénomène de self quenching lorsque la charge d'espace (dans la cellule de césium) devient trop grande. Les noyaux dans l'état 2S reviennent alors au fondamental et l'augmentation d'intensité ne se traduit que par une augmentation du fond. Aussi les grands laboratoires commencent-ils à se tourner vers les sources atomiques ou les sources utilisant un pompage optique.

3.4 Pompage optique

3.4.1 Introduction

Les études sur les lasers ont débouché sur des outils utilisables pour la construction de sources polarisées. En particulier les puissances disponibles et les largeurs d'onde plus ou moins ajustables permettent d'exciter de façon très efficace des vapeurs d'atomes alcalins et de remplacer l'étage "aimant sextupolaire" pour produire la polarisation atomique du faisceau. La polarisation électronique de l'alcalin est transmise au faisceau d'hydrogène par échange de charge :



Il n'existe cependant pas de laser permettant le pompage direct de l'atome d'hydrogène. On espère obtenir des sources de très grande intensité. Il existe actuellement trois sources de ce type en fonctionnement : INR Moscou, KEK Japon et TRIUMF Canada. Une source par pompage optique est en construction à LAMPF.

3.4.2 Principe

Si l'on considère le schéma de niveau (électronique) de l'atome ^{23}Na qui est principalement employé comme milieu polarisant, l'excitation par des photons polarisés σ_+ par exemple produira des transitions $M_F(\text{final}) - M_F(\text{initial}) = +1$. L'émission spontanée arrosant uniformément les niveaux Zeeman de la couche inférieure, il s'ensuit au bout de quelques temps une accumulation de population dans le niveau de M_F maximum, celui-ci n'étant jamais dépeuplé par l'excitation σ_+ (fig.12). Ce niveau est non mélangé (configurations m_I, m_J) et correspond à l'état nucléaire pour ($I=3/2, M_I=3/2$) et à l'état électronique pur ($l=1/2, m_J = 1/2$).

On peut atteindre des polarisations voisines de 100 % pour de fortes densités de sodium de l'ordre de 10^{12} atomes/cm³ /17/ grâce aux puissances disponibles (plusieurs 100 mW dans le visible et le proche U.V.). On peut aussi exciter sélectivement sous certaines conditions des composantes hyperfines. (La largeur de l'excitation laser pouvant être de quelques MHz). Un effet très important est à considérer ; c'est l'effet Doppler dans l'échantillon de vapeurs de sodium. Tout un spectre de vitesses existe alors et porte la largeur des niveaux (~ 10 MHz intrinsèque) à un ou deux GHz. Une excitation laser de longueur d'onde bien définie sélectionne une mince tranche dans ce spectre. Il en résulte une médiocre efficacité du pompage que l'on améliore par différentes techniques. Le problème est simplifié dans le cas d'un jet atomique (une seule direction des vitesses).

Pour les vapeurs on utilise des lasers à bande large pour couvrir la plus grande partie du spectre. (Il faut une largeur de 3×10^9 Hz pour couvrir l'agitation ther-

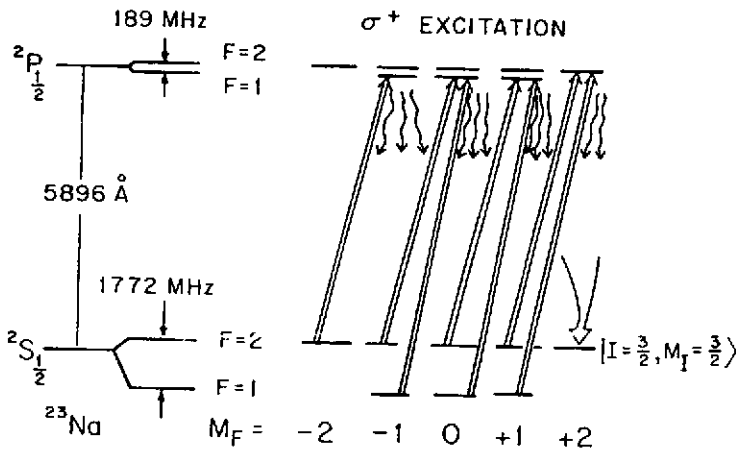


Fig. 12 - Schéma de principe de pompage optique par une excitation σ_+ : la population s'accumule dans l'état $F=2, M_F=2$ du niveau $2^2\text{S}_{1/2}$.

mique du Na à 600 K et la largeur du spectre hyperfin). Des lasers multimodes fournissent par exemple 100 modes sur une largeur de 4×10^{10} Hz mais les modes sont excités successivement dans le temps. Les lasers "Mode locked" donnent plusieurs fréquences séparées de 80 MHz /18/. La maîtrise de cette technique est un élément essentiel de telles sources. A KEK par exemple, une polarisation de 90 % des atomes de sodium a été obtenue avec une densité de 10^{13} atomes/cm³. Dans les vapeurs, les niveaux sont par contre assez élargis pour que les niveaux de structure hyperfine se recouvrent. On peut aussi ajouter un gaz neutre comme l'argon (Buffer gaz). Les collisions Ar-Na doivent alors être assez nombreuses pour faire parcourir au Na une grande partie du spectre Doppler et donc lui faire trouver la bonne composante du laser. Il faut par contre que la réaction $\text{H}^+ + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^+ + \text{H}^0$ reste peu probable.

3.4.3 Schéma de fonctionnement

Le schéma de fonctionnement est le suivant : une source de type ECR produit un faisceau de H^+ de 5 keV environ. Il est envoyé à travers une cellule de sodium pompé optiquement par un laser excitant la transition D1 entre niveau $3^2\text{S}_{1/2}$ et $3^2\text{P}_{1/2}$ (5896 Å). La lumière est polarisée circulairement (σ_+ ou σ_-) et sous un champ magnétique fort (1 à 1.5 T) les transitions sont des $\Delta m_j=1$ (spin électrique) $\Delta m_l=0$ (spin nucléaire).

Les hydrogènes H^0 sont produits dans l'état excité $n=2$. Par décroissance radiative du niveau 2P vers le fondamental, la moitié de la polarisation est alors perdue. Compte tenu de l'excitation d'autres niveaux de l'hydrogène, c'est seulement une polarisation de 45 % qui peut être obtenue. On peut améliorer ces performances si le champ est assez fort pour découpler L et S (de l'électron dans le niveau 2P). Un

champ de 15 à 20 kG devrait permettre des polarisations de 80 à 90 % des H^0 /18/. En pratique les trois sources en fonctionnement produisent à ce stade une polarisation de 60 % pour un champ de 1 tesla /18/. Sous ce champ fort, la polarisation nucléaire de l'hydrogène est nulle et il faut faire une transition de type Sona (voir les sources Lamb-shift) qui consiste à changer brusquement le sens du champ magnétique entre la zone de polarisation électronique et la zone d'ionisation.

Actuellement les sources d'hydrogène produisent 10 à 250 μA de H^+ polarisés à 50 % et dans de très petites émittances (0,02 mm.mrad) /10/ et jusqu'à 4 mA de H^+ polarisés à 65 % (INR Moscou). Mais de telles sources sont pulsées (30 μs , 1 Hz pour la source de Moscou, 150 μs à 20 Hz pour KEK) et leur faible cycle utile les rend encore difficilement utilisables pour les machines continues ou pour les synchrotrons à injection lente /19/. Cette technique pourrait aussi être appliquée à une source de deutons polarisés tensoriellement /20/. Des sources encore plus intenses utilisant des densités très grandes de Na (quelques 10^{15} at/cm²) et un principe d'échange de spin électronique par collision pourraient produire des ampères d'hydrogène polarisés avec des lasers de 30 W/cm² /21/.

4 - LES SOURCES D'IONS LOURDS POLARISÉS

4.1 Introduction

Les premières sources d'ions lourds polarisés (6Li) ont été construites vers 1974 pour le tandem de Heidelberg /22/. Elles ont été suivies par des sources de 7Li et de ^{23}Na polarisés. Des programmes similaires se sont développés à Daresbury, Tallahassee et Madison. Les premières sources utilisaient le principe et l'appareillage des sources atomiques traditionnelles. La nouvelle source de Heidelberg utilise un pompage optique. A Madison une technique de collision entre le jet d'atomes de lithium polarisés et un faisceau d'atomes de césium produit les ions négatifs de lithium. L'intérêt de ces faisceaux réside principalement dans la grande déformation de ces ions polarisés (voir le moment quadrupolaire dans le tableau 3). Si l'on aligne différemment les ions par rapport à la cible, on peut étudier des effets de densité de matière nucléaire dans le mécanisme de réaction entre ions lourds. Les réactions $A(^6Li\ ^6He)B$ peuvent aussi être intéressante pour l'étude de la fonction de réponse de spin-isospin puisque l'on induit une pure transition $\Delta S=1$, $\Delta T=1$. Des articles de revue ont été publiés sur ce sujet /22,23/.

4.2 Principe

Le diagramme de Breit-Rabbi du 6Li est le même que celui du deuton. Celui du 7Li et du ^{23}Na (spin nucléaire $I=3/2$) est montré fig. 13. Une source de type atomique conventionnelle /24/ comprend les éléments suivants : i) Un four (500°C à 800°C) produit les vapeurs de Li ou Na et un jet atomique est formé. La consommation et l'en-crassement des buses est un problème qui est résolu en les chauffant et/ou en les

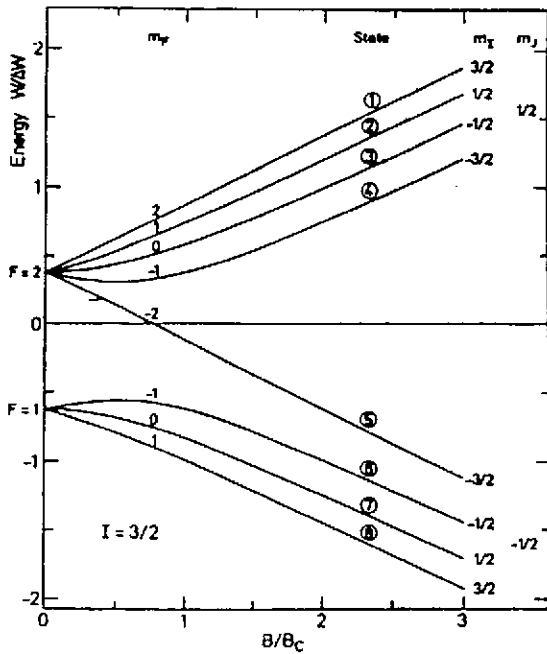
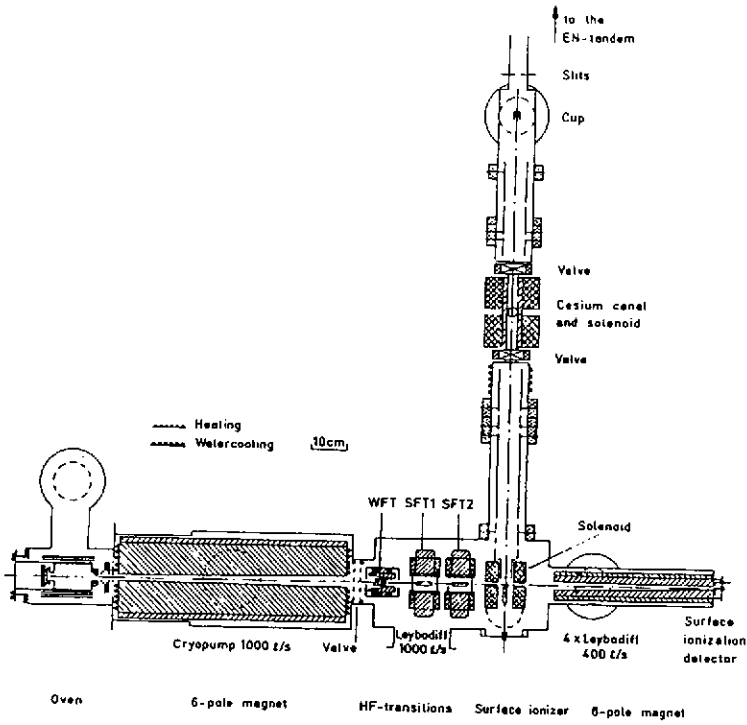


Fig. 13 - Diagramme de Breit Rabbi pour un noyau de spin 3/2 et schéma de la source de Heidelberg (d'après /24/).

montant sur des barillets. Par contre le refroidissement des parois (récupération et piégeage des vapeurs) facilite grandement le pompage par rapport aux sources pour l'hydrogène. ii) Un aimant sextupolaire de type classique en champ fort (6 à 8 kG sur pôle) permet de sélectionner la composante $m_j = 1/2$ (moment magnétique électronique). iii) Une série de trois transitions radio fréquences permettent de sélectionner différents états par renversement adiabatique. La première transition est en champ faible, les deux suivantes réalisent des transitions de type $\sigma(\Delta F=1, \Delta m_F=0)$ entre deux niveaux particuliers.

Ce que l'on peut obtenir dans la source à Heidelberg /24/ est indiqué dans le tableau 3.

Tableau 3

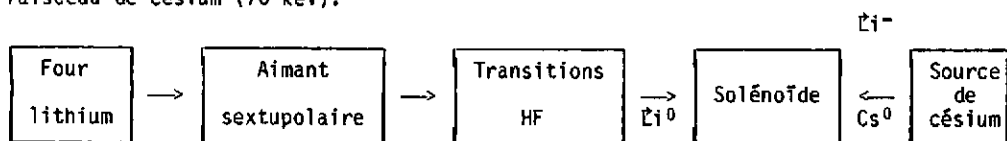
PT	I = 1 (${}^6\text{Li}$)				I = 3/2 (${}^7\text{Li}$, ${}^{23}\text{Na}$)				
	Trans. 2↔6	Trans. 3↔5	t_{10} (max)	t_{20} (max)	Trans. 2↔8	Trans. 4↔6	t_{10}	t_{20}	t_{30}
1	+	-	$-\sqrt{2/3}$	0	-	-	$-\sqrt{9/20}$	0	$-\sqrt{1/20}$
2	-	+	$\sqrt{2/3}$	0	-	-	0	0	0
3	-	+	$\sqrt{1/6}$	$\sqrt{1/2}$	+	-	$\sqrt{1/20}$	1/2	$\sqrt{1/5}$
4	-	-	$\sqrt{1/6}$	$-\sqrt{1/2}$	-	+	$\sqrt{1/20}$	-1/2	$\sqrt{1/5}$

L'ionisation se fait par interaction sur la surface de rubans de tungstène chauffés et oxydés par une légère circulation d'oxygène. L'efficacité est voisine de 100 % pour les ${}^6\text{Li}$ de 5,4 eV et le processus n'est pas source de dépolarisation. L'intensité est de l'ordre de 20 à 30 μA d'ions ${}^6\text{Li}^+$. L'ionisation se fait en champ fort ($H/H_0 = 4$).

Les ions produits sont ensuite accélérés à 10 keV et passés dans une cellule remplie de vapeurs de césium ou de potassium. Un échange de charge se produit sous un champ fort colinéaire au mouvement ($H/H_0 = 7$). Un système d'orientation de type Wien permet ensuite de trouver l'axe de polarisation dans le sens souhaité avant injection dans le tandem. L'intensité est alors de 200 nA de ${}^6\text{Li}^-$. Après accélération à 20 MeV environ 50 à 100 nA de ${}^6\text{Li}^{3+}$ sont obtenus sur cible. Dans la source de Heidelberg, un second sextupôle permet de vérifier l'efficacité des transitions par refocalisation des atomes dans l'état $m_j = 1/2$.

Une autre technique développée à Madison /25/ consiste à produire une interaction entre le faisceau atomique polarisé et un faisceau énergétique d'atomes de césium. Les deux jets sont colinéaires. Le jet d'atomes de césium est obtenu par neutralisation d'un faisceau de 40 keV d'ions césium. Des ions Li^- sont directement produits avec

une efficacité de 5×10^{-4} . On espère obtenir 5×10^{-3} en augmentant l'énergie du faisceau de césium (70 keV).



4.3 Polarisation par pompage optique

On remarque que les polarisations que l'on peut atteindre ne sont pas maximales dans ce type de source, et que d'autre part il n'est pas possible de bien séparer la polarisation vectorielle et la polarisation tensorielle en t_{30} (états 3 et 4 du tableau 1). Pour améliorer cette situation, la source de Heidelberg a été dotée d'un système de polarisation des atomes par pompage optique /20/ (fig. 14).

Avec un laser ajustable plusieurs quanta de moment angulaire sont transférés (polarisation circulaire) et la population d'atomes passe dans l'état de m_F maximum. Cependant on ne peut pas exciter simultanément les niveaux de F différent. On pourrait grâce à un sextupôle éliminer les populations de F minimum, mais ce serait au détriment de l'intensité. Une double résonance est plus bénéfique. Pour cela on ajoute au pompage optique (simultanément) une transition RF en champ faible faisant des transitions $\Delta F=1$, $\Delta m_F=0$ (1772 MHz). Comme l'état de M_F maximum n'est pas affecté par cette transition RF, tous les atomes se retrouvent dans l'état (1) à 80 %. La population dans chaque état est mesurée par une seconde interaction faisceau-laser sous champ magnétique (spectroscopie par fluorescence laser induite). On obtient donc une population dans l'état (F_{maxi} , M_F maxi.). Derrière ce système, une transition RF (60 MHz) en champ moyen croissant ($0,15 < H/H_0 < 0,20$) permet selon les valeurs précises du champ d'induire des transitions entre état $1 \leftrightarrow 2$, $2 \leftrightarrow 3$, $3 \leftrightarrow 4$, $4 \leftrightarrow 5$ (sodium). L'efficacité = 90 % permet de peupler l'état désiré et lui seul. Il en résulte des polarisations maximales. L'ionisation et le reste de la source restent inchangés.

4.4 Mesure de la polarisation

On montre /23/ que la réaction $p(^7\text{Li}, \alpha)\alpha$ à $\theta=0$ a un pouvoir d'analyse T_{20} égal à -1 quelle que soit l'énergie (ceci est vrai aussi pour $p(^{23}\text{Na}, \alpha)^{20}\text{Ne}$). Cette réaction très utile permet donc une mesure absolue de la polarisation.

Des réactions telles que $d(^6\text{Li}, \alpha)\alpha$ ou $\alpha(^6\text{Li}, \alpha)^6\text{Li}$ donnent de grandes asymétries (respectivement tensorielle et vectorielle). De plus la première réaction est telle que les pouvoirs d'analyse sont les mêmes que pour $d(^6\text{Li}, \alpha)\alpha$, ce qui permet une calibration par rapport aux faisceaux de deutons polarisés mieux connus.

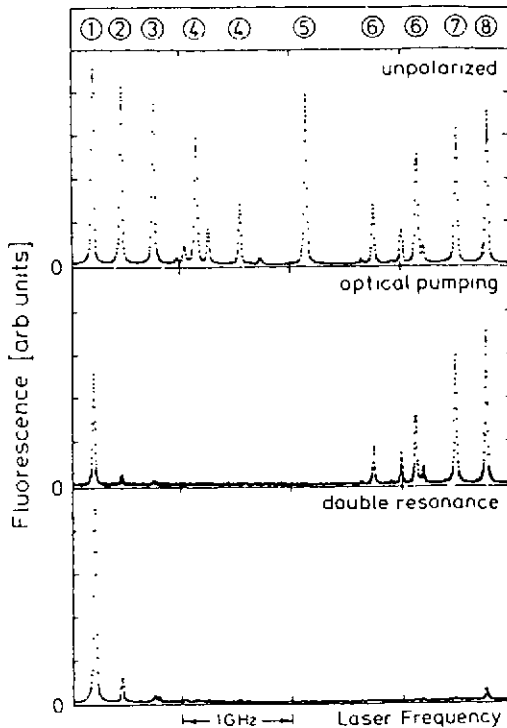
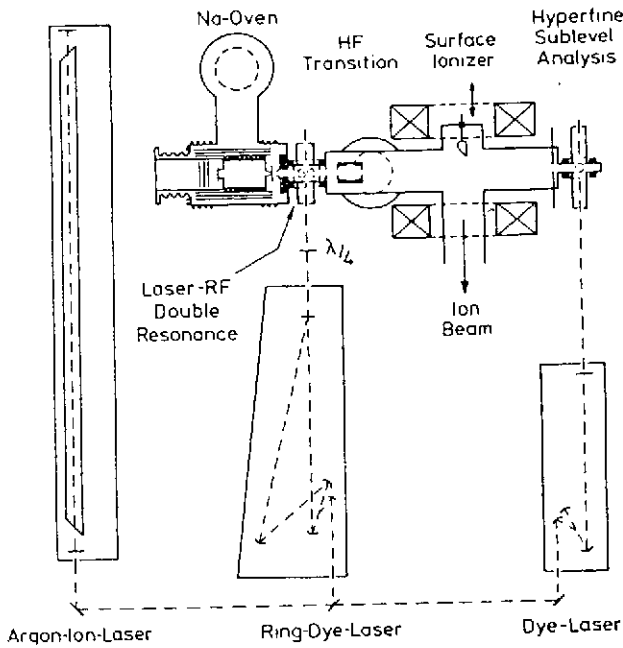


Fig. 14 - Source de Heidelberg avec pompage optique et spectres de fluorescence donnant la population des niveaux du ^{23}Na sans polarisation, avec pompage optique, avec pompage optique et transition RF (double résonance).

4.5 Performances

En lithium, la source de Heidelberg /22/ donne 100 à 200 nA d'ions ${}^7\text{Li}$ polarisés et 200 à 400 nA d'ions ${}^{23}\text{Na}$ polarisés à l'injection dans le tandem. Des alignements P_{zz} de 0,88 ; 0,66 et 0,45 sont obtenus en ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ et ${}^{23}\text{N}$ respectivement.

4.6 Problèmes de dépolarisation et tendances

Pour les ions lourds polarisés un problème de dépolarisation existe même pour une accélération dans un tandem. Si on caractérise la dépolarisation par le rapport f entre l'angle de précession dans un champ B divisé par l'angle de deflexion dans ce champ (voir tableau 2), on voit que pour des ions comme ${}^7\text{Li}$ et ${}^{23}\text{Na}$ même de petits champs comme ceux rencontrés dans les éléments focalisants peuvent faire diminuer de façon appréciable la polarisation $f = gA/2\gamma$ (g facteur gyromagnétique en unité de magnéton nucléaire et γ le facteur relativiste $1/\sqrt{1-\beta^2}$ que nous avons pris égal à 1 dans le tableau 4). Ce facteur est uniquement dû au moment magnétique nucléaire.

S'il existe un cortège électronique de spin J non nul, comme le facteur gyromagnétique est environ 10^3 fois plus grand, il en résulte une dépolarisation totale dans le moindre champ magnétique non parallèle à l'axe de quantification. Il faut donc choisir les états de charge tels que $J=0$ lorsqu'un épluchage total n'est pas possible (c'est le cas pour les ${}^{23}\text{Na}$). (Les autres états de charge seront dépolarisés).

On évite aussi les éléments focalisants magnétiques dans la première partie du tandem. (Ce sont des ions négatifs qui sont accélérés dans cette partie).

Il y a de plus transfert de polarisation au cortège électronique par le couplage hyperfin (électron-noyau) ce qui détruit aussi la polarisation nucléaire (60 % seulement de la polarisation résiste à cet effet). Actuellement des valeurs de T_{20} de 0,4 à 0,5 seulement sont obtenues sur cible. Ces problèmes sont sérieux pour les futures accélérations d'une grande variété d'ions lourds dans les tandems. Une ionisation de type EBIS est envisagée pour produire des ions totalement épluchés sans dépolarisation. Des faisceaux de In, Lu et Ho polarisés sont envisagés si les problèmes de dépolarisation peuvent être résolus /22/.

Tableau 4

Particle	I	$\Delta W(\text{MHz})$	$H_0(\text{Gauss})$	$Q(\text{mb})$	$f = g \frac{A}{2} = \frac{\delta}{\alpha}$
p	1/2	1420,4	507	0	2,8
d	1	327,4	117	2,86	0,857
${}^6\text{Li}$	1	228,2	82	-0,8	2,5
${}^7\text{Li}$	3/2	803,5	288	-40	7,6
${}^{23}\text{Na}$	3/2	1771,6	633	+140	17,0

5 - SOURCES D'ELECTRONS POLARISES

5.1 Introduction

Des sources d'électrons polarisés ont été développées à Mayence, Chalk River, Bates, Stanford et Bonn. Plusieurs méthodes de polarisation sont envisageables et étudiées. Nous ne parlerons que des méthodes les plus performantes pour des accélérateurs en suivant les revues de Sinclair /28/ et Baum /29/. La plus utilisée est basée sur la photoémission à partir d'un cristal de GaAs. Toutes les méthodes utilisent maintenant une excitation laser avec une polarisation alternativement σ_+ ou σ_- ce qui permet de changer le signe de la polarisation, toute chose étant égale par ailleurs.

5.2 Photoionisation de GaAs

Les bandes de valence du cristal sont des niveaux $P_{3/2}$ et $P_{1/2}$. Une excitation par une lumière laser polarisée circulairement (σ_+ ou σ_-) passe l'électron dans la bande de conduction du cristal $S_{1/2}$ (liaison de 4 eV). L'intensité de cette excitation est proportionnelle au carré de l'élément de matrice que l'on peut écrire pour une polarisation σ_+ du faisceau laser

$$\langle J_f M_f | 1 | J_i M_i \rangle = (-)^{J_f - M_f} \begin{pmatrix} J_f & 1 & J_i \\ M_f & 1 & -M_i \end{pmatrix} \langle J_f 1 1 J_i \rangle$$

Si l'élément de matrice réduit est le même pour $J_i = 1/2$ et $J_i = 3/2$, les intensités relatives d'excitation sont données par les coefficients de couplage. On trouve alors les intensités relatives de la fig. 15. Le niveau $P_{3/2}$ étant seul excité, la polarisation des électrons dans la bande de conduction sera de $-0,5$. Elle sera par contre nulle si le niveau $P_{1/2}$ est aussi excité. Ce qui est réalisé se situe entre ces deux situations.

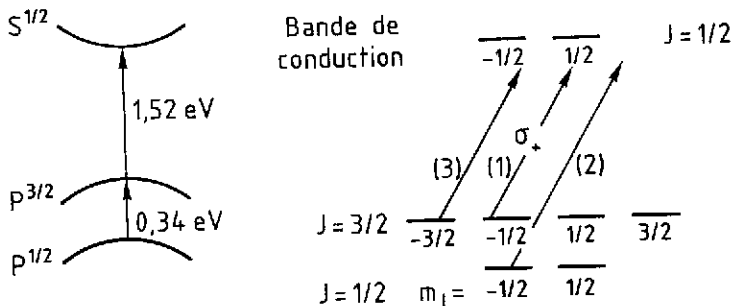


Fig. 15 - Principe d'une source par photoionisation de GaAs.

Le potentiel d'ionisation de 4 eV est abaissé jusqu'à zéro par un traitement de surface (monocouche d'oxygène et de césium). Il y a alors émission des électrons (polarisés) de conduction. On parle d'affinité négative des électrons (NEA). Ce traitement de surface représente la difficulté technologique d'un tel type de source. Il faut en effet contrôler l'absence d'impuretés au niveau de la monocouche et préparer la surface qui se dégrade même dans des vides poussés (10^{-10} torr) et doit être régénérée toutes les 10 à 40 heures (fig. 16).

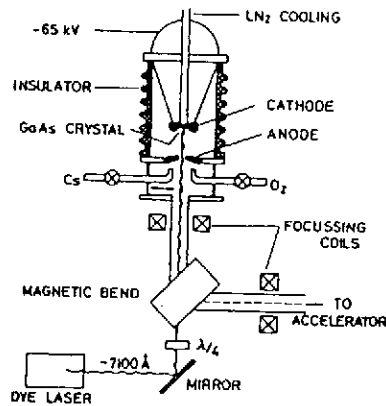


Fig. 16 - Source d'électrons (Stanford) utilisant la photoionisation d'un cristal de GaAs.

Des intensités jusqu'à 1 mA peuvent être atteintes avec une polarisation qui n'est que de 40 %. L'émittance et la largeur en énergie sont très faibles et font de cette source la mieux adaptée pour fournir de grandes intensités d'électrons polarisés. Des études portent sur l'amélioration de la polarisation en essayant d'autres cristaux ($ZnSiAs_2$, $ZnGeAs_2$, $CdSiAs_2$...). On essaye aussi une préparation de surface au fluor pour améliorer l'efficacité quantique /28/.

5.3 Photoionisation d'atomes polarisés

La méthode est basée sur le fait que la polarisation de l'électron photoionisé se conserve pour des atomes tels que le lithium ou le potassium. On produit un faisceau atomique de 6Li à partir d'un four. On polarise l'atome par passage dans un sextupôle (voir fig. 15). Les électrons de valence sont dans l'état $m_j = -1/2$. Un champ magnétique fort longitudinal maintient cette polarisation dans la zone d'ionisation. Celle-ci est produite par un flash d'U.V. (170 à 230 nm) et un potentiel de +70 kV porte les électrons à l'énergie correspondante (fig. 17). Une intensité de 2×10^9 électrons par pulse est produite avec une polarisation de 85 %. La dispersion en énergie est assez grande ~ 1500 eV.

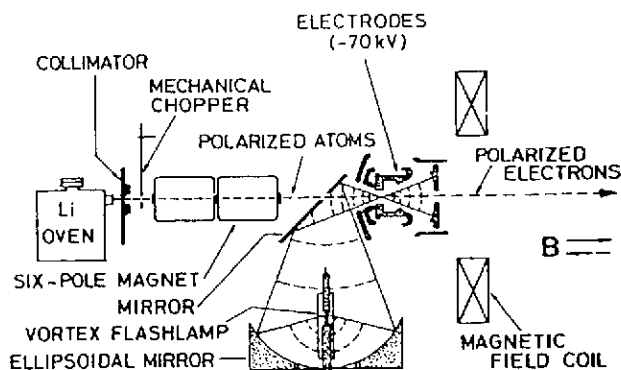


Fig. 17 - Source d'électrons par photoionisation d'atomes de Li polarisés (Stanford)

Une amélioration envisagée consiste à remplacer l'aimant sextupolaire par un pompage optique, ce qui permettra un changement facile du sens de polarisation (passage de σ_+ à σ_- au lieu d'inverser le champ magnétique).

5.4 Photoionisation d'atomes alcalins par lumière polarisée (effet FANO)

On éclaire des vapeurs de rubidium ou de césium pour une lumière laser polarisée σ_+ ou σ_- . Une ionisation est produite par excitation du niveau $2S_{1/2}$ (fondamental) vers les niveaux $2P_{1/2}$ et $2P_{3/2}$ du continuum. Le couplage spin-orbite donne des probabilités de transition qui dépendent de m_j et de la longueur d'onde excitative. Des longueurs d'onde bien choisies (266 nm) pourraient conduire à des polarisations de 100 % des électrons émis. Des intensités de 3×10^9 électrons/pulse avec une polarisation de 65 % à 93 % ont été obtenues à Bonn. La largeur en énergie du faisceau reste grande ~ 500 eV pour un faisceau de 120 keV (fig. 21).

5.5 Ionisation chimique d'atomes d'hélium polarisés

Des atomes d'hélium sont excités dans l'état métastable 2^3S_1 par passage dans une cavité microonde. Un pompage optique sur ce niveau est réalisé par un laser (1,08 μm) polarisé σ_+ (ou σ_-). L'état $m_j = +1$ (ou -1) est préférentiellement peuplé. Une réaction classique du type $\text{He}(2^3S)++ + \text{CO}_2 \rightarrow \text{He}(1^1S)++ + \text{CO}_2^+ + e^-$ est alors réalisée produisant de façon continue les électrons polarisés. Une telle source peut produire 1 à 50 μA de faisceau continu polarisé à 80 %. L'émittance et la largeur en énergie sont très faibles. C'est la source la plus intéressante après celles de type GaAs. L'intensité est plus faible d'un ordre de grandeur, l'émittance est comparable mais la polarisation est plus grande.

5.6 Polarisation des électrons dans un anneau de stockage

Une intéressante perspective pour les expériences nécessitant des électrons polarisés peut être offerte par les anneaux de stockage à électrons. En effet le rayonnement synchrotron des électrons tournant dans une machine circulaire se fait inégalement selon que le spin est vers le haut ou vers le bas. Il s'ensuit au bout d'un certain temps une polarisation d'équilibre des électrons valant $-8/5 \sqrt{3}$ (soit 92,4 %) d'après la théorie /30, 31/. Le temps qu'il faut attendre pour atteindre cette valeur dépend de l'intensité du rayonnement synchrotron et donc du rayon de courbure (ρ) et de l'énergie des électrons (facteur relativiste γ). La polarisation en fonction du temps est donnée par :

$$P(t) = P_{\max} (1 - e^{-t/\tau})$$

$$\tau = \alpha \rho^3 / \gamma^5$$

Elle est dirigée selon le champ principal, mais elle peut être tournée dans le sens longitudinal dans certaines zones de la machine où une interaction avec une cible sous forme de jet peut être envisagée. Il faut typiquement attendre de 15 minutes à 1 heure pour avoir la polarisation maximale.

5.7 Mesure de la polarisation des électrons

Diffusion de Mott

C'est la réaction utilisée dans la plupart des cas pour mesurer la polarisation des électrons à la sortie de la source. Les électrons sont diffusés sur le champ électrique d'un noyau lourd et la section efficace ainsi que l'asymétrie sont calculable. Il faut cependant corriger des effets de diffusion multiple si le polarimètre doit donner une mesure absolue. Il faut pour cela extrapoler pour une valeur nulle de l'épaisseur cible. Ceci reste la difficulté technique car même les cibles d'or les plus minces (quelques centaines d'Angström) sont encore trop épaisses. On mesure une asymétrie droite-gauche avec deux détecteurs semi-conducteurs, d'où l'on en déduit la polarisation, connaissant le pouvoir d'analyse (pouvoir d'analyse de $\sim 0,4$ à 120° pour des électrons de 70 keV) /32/.

D'autres méthodes sont décrites par Sinclair /28/ mais semblent moins bien adaptées.

Diffusion de Möller

La polarisation des électrons de haute énergie (ultra relativiste) est souvent utilisée dans le sens longitudinal.

La diffusion sur une cible non polarisée ne produirait donc pas d'asymétrie. On utilise la diffusion de Möller (électron sur électron) en utilisant comme cible une feuille ferromagnétique aimantée à saturation par un champ magnétique pour polariser

les électrons de la cible. On détecte l'électron diffusé à angle fixe avec un spectromètre, et une asymétrie est obtenue en changeant périodiquement soit le signe de polarisation du faisceau soit celui de la cible /33/. La section efficace s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2\gamma^2(\gamma^2-1)^2 \sin^4\theta} [A \mp B (\rho_1 \cdot \sigma_2)]$$

avec \mp pour l'hélicité ± 1 de l'électron incident, ρ_1 le vecteur unitaire dans la direction du faisceau, et σ_2 le vecteur unitaire dans la direction de polarisation de la cible.

6 - FAISCEAUX DE NEUTRONS POLARISÉS

A LAMPF des faisceaux de neutrons polarisés ont été obtenus à partir du faisceau de protons de 800 MeV par la réaction $d(p, \vec{n})2p$ à 20° qui correspond à une diffusion quasi-élastique pn à 133° c.m. La polarisation des neutrons est de $-0,2$ et la définition en impulsion est de 60 MeV (largeur à mi-hauteur) pour une énergie de 650 MeV des neutrons. Deux aimants placés derrière le collimateur permettent d'orienter la polarisation et de faire des mesures à angle fixe (un seul détecteur) en changeant de 180° la direction de la polarisation.

A partir du faisceau de protons polarisés, des neutrons polarisés ont été aussi produits à 0° . Le terme K_{NN} étant petit ($\sim 0,14$) on utilise le terme K_{LL} grand pour produire des réactions polarisés longitudinalement. Une polarisation de $0,45$ est obtenue pour les neutrons à partir d'une polarisation de $0,7$ des protons incidents /34/.

A Saturne nous produisons des faisceaux de neutrons polarisés à partir du faisceau de deutons polarisés vectoriellement et cassés sur une cible de béryllium. Un aimant de balayage dévie les particules chargées et les neutrons sont récoltés à travers un collimateur très étroit. Le collimateur sélectionnant les très petites impulsions internes du deuton, cela supprime l'effet de l'état D. La polarisation des neutrons est égale à celle des deutons. On obtient ainsi 5×10^5 à 10^6 neutrons par seconde dans une bande de ± 20 MeV et jusqu'à une énergie maximale de 1150 MeV (limitation à la moitié de l'énergie maximale des deutons de Saturne).

7 - FAISCEAUX DE γ POLARISÉS

Une intéressante technique a été développée à Frascati et Brookhaven pour produire des γ polarisés de grande énergie. La technique est basée sur la diffusion Compton entre l'électron d'une machine de haute énergie (anneau de stockage) et les γ produits par un laser (polarisés par les techniques optiques habituelles). Si la diffusion a lieu à 180° , l'énergie du γ est alors maximale. Elle est donnée par :

$$E_Y^f = \frac{4 E_Y^i \gamma^2}{1 + \frac{4 \gamma E_Y^i}{m_e}}$$

où γ est le rapport entre l'énergie des électrons et leur masse m_e et E_Y^i et E_Y^f , respectivement l'énergie initiale et finale du γ provenant du laser.

Le faisceau de ADONE à Frascati (1,5 GeV) a pu produire à partir d'un laser de longueur d'onde 5145 Å des γ de 79 MeV. Une intensité de 10^4 à 10^5 γ /s polarisés à 98% à été obtenue avec une puissance laser de 20 W pendant 15 ns et une intensité de 75 nA d'électrons /35/. La résolution en énergie, tributaire de l'ouverture du collimateur, est de 1 à 10 %. Une technique de marquage des photons est envisageable (détection de l'électron de recul). Notons aussi pour mémoire que la lumière synchrotron est polarisée. Les machines à rayonnement synchrotron produisent donc aussi des γ polarisés (ESRF) (Fig. 18).

Tableau 5

E_C (GeV)	1,5	3	6	5
E_Y^f (MeV)	79	299	1088	780
	ALS II		CEBAF	ESRF

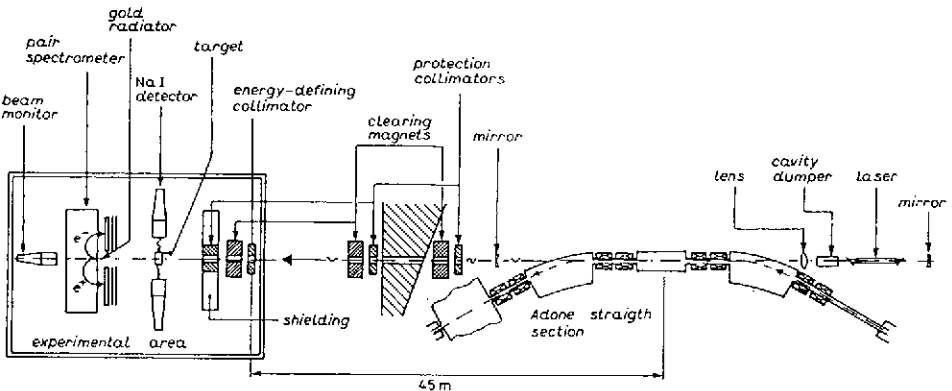


Fig. 18 - Polarisation des γ par diffusion Compton arrière (projet LADON /35/).

8 - DEPOLARISATION DANS LES MACHINES PERIODIQUES

8.1 Introduction (voir /36/)

Il est bien connu qu'un moment magnétique \vec{M} plongé dans un champ magnétique \vec{B} subit un couple $\vec{\Gamma}$ tel que :

$$\vec{\Gamma} = \vec{M} \wedge \vec{B}.$$

Il s'ensuit une précession du moment magnétique autour du champ à la fréquence de Larmor :

$$|\omega_L| = g \mu_N B$$

Le trièdre de Larmor tourne autour de B avec une vitesse angulaire donnée par la fréquence de Larmor. Dans ce système le moment magnétique de la particule n'est pas influencé par le champ B. On peut donc ne plus se préoccuper du champ principal (champ vertical des cyclotrons, synchrotrons...) et alors étudier l'effet des autres composantes (plus petites) du champ magnétique, rencontrées par la particule.

Pour accélérer les particules polarisées, on les injecte en ayant orienté leur moment magnétique parallèlement au champ magnétique principal. (Toute autre orientation reviendrait en effet à faire précesser le moment magnétique autour du champ principal ; mais les particules restant pendant des temps différents dans l'accélérateur, elles seraient, après éjection, réparties plus au moins au hasard sur un cône. La polarisation vue comme moyenne des projections sur l'axe du cône serait alors forcément diminuée d'autant plus que le cône est ouvert).

8.2 Mécanisme de la dépolarisation et remède par correction des résonances

Dans le système de Larmor, le moment magnétique est donc vertical à l'injection. S'il existe des composantes transverses (B_{\perp}) du champ magnétique, le moment magnétique aura donc tendance à tourner autour de cette composante, et ceci d'autant plus que la composante est vue longuement par la particule. Ceci se passe lorsqu'une telle composante est vue périodiquement par la particule avec une condition de résonance. Soit (xyz) un référentiel lié à la particule sur l'orbite moyenne (Oz vertical et Oy tangent à l'orbite). Pour qu'il y ait équilibre du faisceau, il faut que les trajectoires qui s'écartent de l'orbite moyenne soient ramenées vers celle-ci par une focalisation. Ce phénomène est donc inévitable. La focalisation induit autour de l'orbite moyenne des oscillations des particules selon Oz et Ox. Ces oscillations sont caractérisées par des nombres d'onde ν_z et ν_x . (Les nombres d'onde sont comptés pour une révolution dans la machine). Ces oscillations sont créées par des champs magnétiques respectivement B_x et B_z oscillant à la même fréquence ($\omega = 2\pi \nu$). Par ailleurs la composante principale du champ magnétique de la machine (B_z) fait précesser le moment magnétique d'un angle $2\pi \gamma G$ dans le système (xyz) à chaque tour dans la machine

$$G = g \frac{m}{2m_p} - 1$$

(m est la masse de la particule et m_p celle du proton). On obtient un accord entre la rotation du moment magnétique et le champ oscillant B_x si :

$$2\pi \gamma G = 2\pi \nu_x n$$

où n est un entier décrivant la série de Fourier du champ périodique B_x . Si en particulier n vaut 1 on a accord parfait et le champ B_x de focalisation est un champ tournant exactement à la fréquence de Larmor : la dépolarisation sera donc totale si cette situation dure trop longtemps.

En considérant le couplage entre les oscillations selon Oz et celles selon Ox ainsi que les défauts de régularité du champ principal, on trouve que l'ensemble des résonances dépolarisantes possibles est donc donné par :

$$\gamma G = 4p + q + n v_z + m v_x .$$

Il faut réaliser que le phénomène est dynamique (sauf pour un anneau de stockage), puisque $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ change de valeur au cours du temps. La particule étant accélérée ne se trouve sur une condition de résonance que pendant un temps plus ou moins long; elle traverse la résonance. Pendant cette traversée le champ principal croît lentement en fonction du temps et peut donc réaliser la condition de basculement adiabatique du moment magnétique recherché dans les résonances des sources. On montre [37] que lorsqu'une résonance isolée est traversée, la projection du moment magnétique sur l'axe Oz (proportionnelle à la polarisation vectorielle) varie comme :

$$M_z^{\text{final}} = (2 e^{-\pi \epsilon^2 / 2\alpha} - 1) M_z^{\text{initial}}$$

où ϵ est la largeur de la résonance et α la vitesse de traversée. Si la résonance est peu large ou si elle est traversée rapidement (ϵ^2/α petit), la polarisation est conservée. Si par contre ϵ^2/α est grand, la polarisation change de signe. Tous les cas intermédiaires détruisent plus ou moins la polarisation.

L'art du machiniste consiste d'une part, lors de la conception de la machine, à choisir des valeurs de v_x et v_z pas trop gênantes. Ensuite, en fonction de l'énergie et de la nature des particules, il dispose d'une latitude de réglage pour modifier un peu v_x et v_z au cours de la montée en énergie. Il peut aussi modifier localement la vitesse de montée du champ principal. On cherche soit à traverser rapidement la résonance, soit à se mettre dans la condition de basculement adiabatique (on aura alors un changement de signe de la polarisation vectorielle). Chaque ligne doit être considérée et traitée de façon particulière. Les synchrotrons ont un nombre de résonances d'autant plus élevé que leur énergie est grande. A Saturne il faut considérer une dizaine de résonances. A Brookhaven (AGS, 26 GeV) ou Argonne (ZGS) il faut en considérer une centaine. Le problème devient inextricable pour les machines de très haute énergie et une autre technique a été proposée : les "Siberian-Snake".

8.3 Siberian Snake : le remède pour les machines de grande énergie

Un "serpent sibérien" est un dispositif comprenant plusieurs éléments d'optique capables de faire basculer le moment magnétique de 180° autour d'un axe, soit parallèle au mouvement (axe Oy de notre référentiel), soit perpendiculaire (axe Ox), en restituant la particule sur sa trajectoire à la sortie du dispositif. On peut suivre sur la fig. 19 la façon dont sont modifiées les trois composantes du moment magnéti-

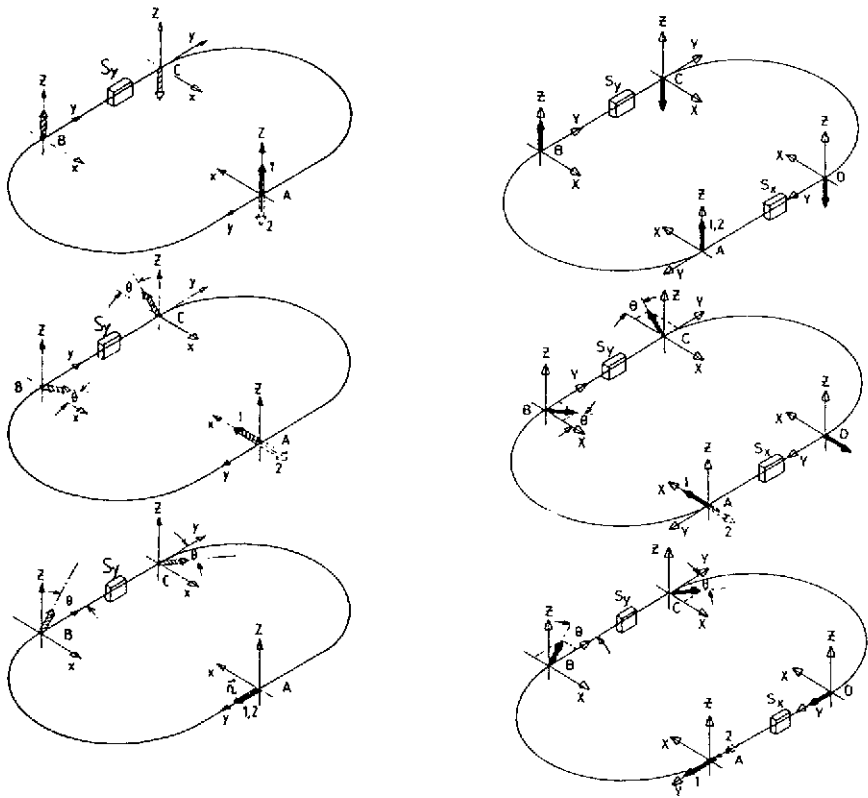


Fig. 19 - Principe d'un Siberian Snake de type S_y ou de deux Siberian Snakes (type S_x et S_y) sur chaque composante du moment angulaire (d'après /36/).

que après un tour avec passage dans un Sibérian Snake de type S_y (rotation autour de Oy) : la composante longitudinale est conservée et les deux autres sont changées de signe. Deux tours dans une telle machine conservent donc l'orientation du moment magnétique quel que soit l'énergie. La fréquence de rotation γG est donc maintenant remplacée par $1/2$ quelle que soit l'énergie, et les résonances à considérer sont beaucoup moins nombreuses et données par :

$$\frac{1}{2} = p + n \nu_z + m \nu_x .$$

Un système encore plus avantageux est donné par deux Siberian-Snakes S_y et S_x (voir fig. 19) car cette fois c'est la composante Oz parallèle au champ principal qui est conservée et les deux autres composantes changées de signe sur un tour. La polarisation est donc "up" dans la moitié de la machine et "down" dans l'autre moitié. Les résonances restent définies par l'équation précédente indépendante de l'énergie. Le nombre de résonances à considérer est notablement amoindri par de tels dispositifs. Cependant entre deux Siberian-Snakes, le moment magnétique précesse et sur cette

portion de machine l'équation en γG précédente reste valable. Il faut diminuer la longueur entre deux Siberian-Snakes, et c'est pourquoi on en envisage plusieurs dizaines sur le SSC (20 TeV)!. Signalons que ce système bien étudié sur le papier n'a pas encore été testé sur un accélérateur.

9 - LES CIBLES POLARISEES

Il existe plusieurs catégories de cibles polarisées correspondant à différentes techniques de polarisation et répondant à différents besoins. Une bonne revue en a été faite par Heeringa /38/ et nous suivrons cette classification. i) La polarisation par équilibre thermique peut être obtenue si l'énergie d'agitation thermique est assez basse par rapport à l'énergie magnétique. Le champ magnétique extérieur doit être très grand et la puissance de refroidissement très importante. ii) Une polarisation dynamique beaucoup plus importante peut être obtenue en profitant du couplage entre protons et électrons dans certains solides très particuliers. Les progrès sur la réfrigération permettent de "geler" le moment magnétique de ces cibles et de maintenir leur polarisation par des champ magnétiques faibles. iii) Les jets polarisés peuvent fournir des cibles polarisées externes dans certains cas. Ils permettent surtout de travailler en cible interne auprès d'une accélération ou d'un anneau de stockage. iv) La possibilité de pompage optique est également envisagée et utilisée dans la polarisation des cibles.

9.1 Polarisation par équilibre thermique

La répartition de Betzman conduit à une polarisation de l'ordre de 25 % pour une température de 10 mK et un champ de 10 teslas.

Des métaux (grand moment magnétique et refroidissement facile) peuvent être polarisés par cette méthode (^7Li , ^{27}Al , ^{45}Sc , ^{51}V , ^{55}Mn etc.. d'après /38/). L'échantillon polarisé présente l'avantage d'être très pur (pas de noyaux parasites) mais la puissance apportée par le faisceau doit être très faible (on sait évacuer 1 à 10 μW à des températures de 10 à 20 mK avec les réfrigérateurs à dilution) et le champ magnétique très fort (10 à 15 teslas) perturbe grandement un faisceau de particules chargées. Ces cibles ont été surtout utilisées avec des faisceaux de neutrons.

Une méthode dérivée consiste à utiliser le champ magnétique des électrons non appariés de l'échantillon (20 à 1000 teslas sur le noyau). Certains atomes ont directement cette propriété ^{59}Co , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{169}Tm ... et restent ferromagnétiques à basse température. Il est aussi possible de bloquer le noyau que l'on veut polariser soit dans une molécule soit dans un réseau cristallin. Les concentrations de noyaux cible (polarisés) deviennent alors très faibles et sont à séparer d'un bruit de fond provenant d'autres centres diffuseurs. On a ainsi fait des expériences de diffusion de neutrons sur Bi, Au, U ... polarisés.

9.2 Polarisation dynamique

C'est la technique employée pour les cibles polarisées solides recevant un faisceau extrait de particules chargées. Nous donnerons une explication simplifiée du principe introduit par Abragam et Jeffries /39,40/ en nous inspirant plus particulièrement de la référence /40/.

9.2.1 Principe

Les premières polarisations dynamiques ont été obtenues sur des monocristaux LaMN $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24(\text{H}_2\text{O})$. Pendant la croissance du cristal, 1 % des ions La^{3+} environ sont remplacés par des ions paramagnétiques Nd^{3+} . La réserve de protons à polariser est constituée par les hydrogènes du radical H_2O . L'ion Nd est considéré comme un spin électronique fictif de moment magnétique $-g \mu_B S$ (μ_B magnéton de Bohr et S spin 1/2).

L'hamiltonien s'écrit dans le cas simplifié d'un proton et d'un spin fictif S :

$$H = -g_p \mu_B \vec{J} \cdot \vec{B} + g \mu_B \vec{S} \cdot \vec{B} + \gamma(r) \vec{J} \cdot \vec{S}$$

où nous reconnaissons l'énergie du moment magnétique du proton ($g_p = 0,00304$ en unités de magnéton de Bohr), l'énergie du moment magnétique du spin fictif électronique et le terme de couplage (interaction dipole-dipole dépendant de la distance). L'ensemble des protons (abondants par rapport aux ions Nd) sera pris en considération en intégrant sur la distance ion-proton. Dans un champ magnétique extérieur assez fort, les niveaux d'énergie sont alors disposés comme sur la fig. 20.

Si nous appliquons un champ radiofréquence extérieur B_0 correspondant à l'écart d'énergie $h\nu_e$, il est possible d'induire des transitions W_1 comme indiqué sur la fig. 26 ($\Delta m_S = 1$, $\Delta m_J = 0$). En fait les états $(1/2, -1/2)$ et $(-1/2, 1/2)$ n'étant pas purs, à cause du terme de couplage de l'hamiltonien, il est aussi possible d'induire des transitions W_2 et W_3 pour des valeurs de champ magnétique légèrement différentes du champ B_0 . Ces transitions ont une probabilité plus faible que W_1 (10^{-3} à 10^{-5}).

A l'équilibre thermique, si nous posons :

$$\Delta = \frac{h\nu_e}{kT} \quad \text{et} \quad \delta = \frac{h\nu_n}{kT}$$

nous avons la répartition de populations correspondant à la colonne 1 de la fig. 26. La polarisation nucléaire est alors :

$$p_0 = \frac{(1 + e^{-\Delta}) - (1 + e^{-\Delta}) e^{-\delta}}{(1 + e^{-\Delta}) + (1 + e^{-\Delta}) e^{-\delta}} = \text{th} \left(\frac{h\nu_n}{2kT} \right)$$

Le couplage au réseau est maintenant essentiel. Il induit des transitions ω_1 , ω_2 , ω_3 et ω_4 qui tendent à redescendre les populations vers le niveau fondamental. Le phénomène essentiel est alors le suivant : Le temps de relaxation pour le couplage ion Nd^{3+} - réseau est beaucoup plus court que le temps de relaxation du couplage proton-

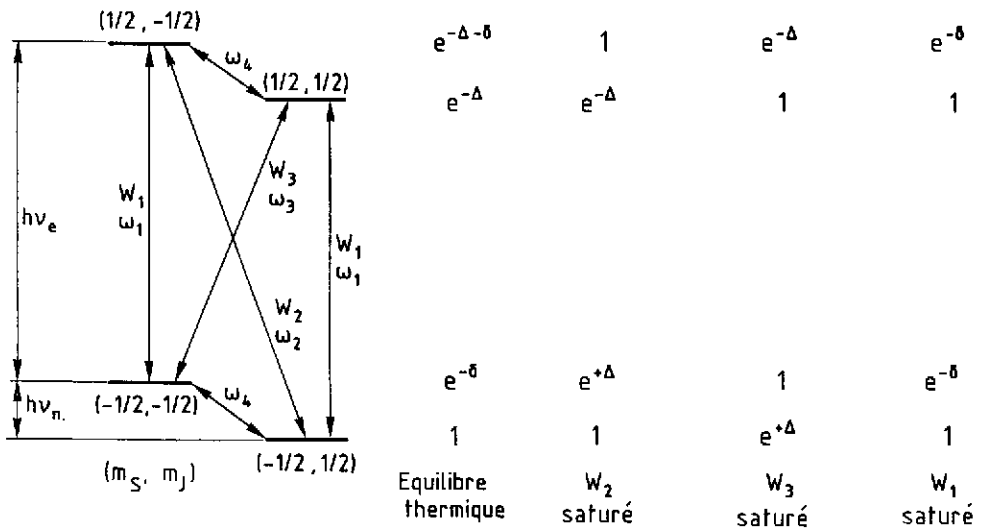


Fig. 20 - Principe de la polarisation d'une cible solide (d'après /40/).

réseau. Ceci entraîne que ω_4 est négligeable par rapport à ω_1 . Les mélanges de configurations induisant aussi des transitions ω_2 et ω_3 de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-5} de ω_1 . On a :

$$\omega_1 \gg \omega_2 = \omega_3 \gg \omega_4$$

Si on sature la transition W_2 par exemple, à l'équilibre on aura égalisation des populations des états $(1/2, -1/2)$ et $(-1/2, 1/2)$ et répartition selon la statistique de Boltzman pour les états $(1/2, -1/2)$ et $(-1/2, -1/2)$ couplés par ω_1 , et, indépendamment pour les états $(1/2, 1/2)$ et $(-1/2, 1/2)$. On est conduit à la répartition de la deuxième colonne pour les populations. La polarisation nucléaire est alors donnée par :

$$P(W_2) = - \text{th}\left(\frac{h\nu_e}{2kT}\right)$$

On peut de même envisager une transition W_3 qui conduit à une population d'équilibre opposée, ce qui permettra un basculement de la polarisation de la cible

$$P(W_3) = \text{th}\left(\frac{h\nu_e}{2kT}\right)$$

Par rapport à la polarisation de l'équilibre thermique, on a gagné un facteur important correspondant à ν_e/ν_n , rapport des moments magnétiques ion Nb, proton (fig.21). Le schéma de principe de l'expérience est celui de la fig. 22.

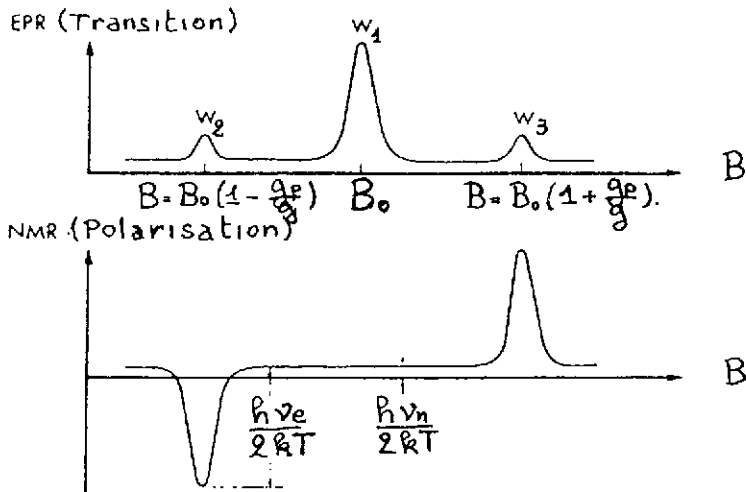


Fig. 21 - Transition et polarisations obtenues en fonction du champ extérieur pour une excitation HF de fréquence fixe (d'après /40/).

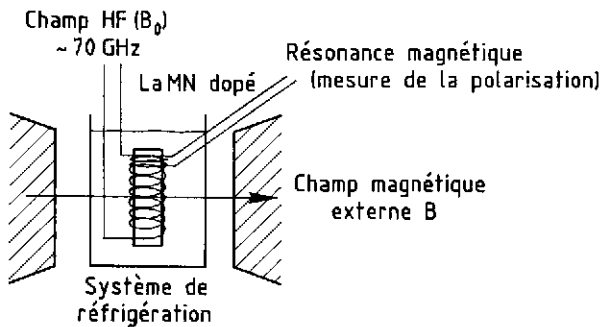


Fig. 22 - Schéma de principe d'un cible solide polarisée.

On peut mesurer la polarisation obtenue par résonance magnétique nucléaire. L'intensité du signal est proportionnelle à la polarisation. Le cas réel est évidemment beaucoup plus compliqué que les explications simples données ci-dessus. Il faut, en particulier, moyenner sur les distances entre Ion Nd^{3+} et protons et considérer le détail des couplages possibles (voir /40/).

Le processus peut être résumé de la façon suivante : par excitation résonnante (micro-onde) on fait une transition qui bascule le spin d'un électron et le spin d'un proton. Mais le spin de l'électron étant très couplé au réseau cristallin revient rapidement à son état initial. Il est prêt pour une nouvelle transition. Le système

marche en pompage sur le réservoir de protons qui se polarisent peu à peu. Cependant, le nombre de protons que l'on peut polariser (molécules d'hydrogène) est faible par rapport au nombre total de protons du cristal

$$r = \frac{\text{protons libres}}{\text{protons de la cible}} \approx 0,06 \quad \text{pour le LaMN}$$

L'expérience doit donc distinguer les protons libres pour bénéficier de la grande polarisation obtenue pour eux seuls ($\sim 70\%$ à $1,5^\circ\text{K}$). De plus le cristal LaMN se détruit aux radiations. C'est pourquoi de nouveaux matériaux ont été recherchés.

9.2.2 Tendances actuelles, performances /41/

A partir des années 1967 ~ 1970 des matériaux tels que le butanol (alcool) et le propanediol (diol) dopés avec des radicaux paramagnétiques ($\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ par exemple) ont été utilisés. Ce sont des matériaux amorphes plus faciles à obtenir en grande quantité. Le rapport r des protons libres au nombre total de protons dans la cible est plus élevé ($r \approx 15$ à 20%) et ces matériaux sont 100 fois plus résistants aux radiations que la structure cristalline du LaMN. Le processus de pompage est un peu plus compliqué. Les électrons libres paramagnétiques sont plus nombreux que dans le cas du cristal de LaMN. Au processus expliqué ci-dessus s'ajoute le processus suivant : La micro-onde extérieure bascule le spin d'un électron. Un couplage noyau-électrons provoque le basculement d'un spin nucléaire et celui d'une paire d'électrons couplés à zéro. Le temps de relaxation toujours beaucoup plus court pour les électrons que pour les noyaux restitue le réservoir d'électrons pour un nouveau pompage /42,39/.

Le champ magnétique sur les cibles est de l'ordre de 2,5 teslas et la température inférieure ou de l'ordre de 0,5 K. L'onde extérieure est de 70 GHz environ. Des polarisations de 90 % pour les protons et 25 à 45 % pour les deutons (polarisation vectorielle) sont obtenues. La polarisation décroît de $1/e$ pour un flux de 5×10^{14} particules/cm² (particules au minimum d'ionisation) /41/.

Une nouvelle étape a été franchie en utilisant des ammoniacs (NH_3 ou ND_3) comme cible ; la proportion de protons ou de deutons est beaucoup plus importante ($r=0,3$). Mais surtout Niinikoski et Rieubland /43/ ont montré que l'irradiation créait les radicaux paramagnétiques nécessaires au mécanisme de polarisation. Il s'ensuit une préparation plus facile des cibles (irradiation sous froid) et une résistance de la polarisation à l'irradiation très supérieure à celle des butanols. Deux ordres de grandeur sont ainsi gagnés sur la dose supportable par la cible polarisée.

Des polarisations de 90 % des protons (libres) et de 49 % des deutons libres peuvent être obtenues dans ces cibles.

D'autres matériaux sont étudiés /41/. Parmi ceux-ci les molécules ^6LiD et ^7LiH ont un intérêt particulier. Le ^6Li étant pour une part importante un deuton couplé à un α , le nombre de deutons polarisables est très élevé et des polarisations vectorielles de 70 % ont pu être obtenues. Le champ magnétique doit cependant être très fort (6,5 T) et la polarisation est longue à obtenir (1 à 2 jours).

9.3 Cibles polarisées gelées

Les cibles décrites dans le paragraphe précédent nécessitent des champs magnétiques forts (plusieurs teslas) et très constants (de l'ordre de 10^{-4} sur tout le volume de la cible). Ceci vient du fait que la différence entre les transitions W_1 , W_2 et W_3 est très faible, et de l'ordre de $g_p/g = 10^{-3}$ alors qu'elles conduisent à des polarisations de signe opposé. En fait on maintient le champ constant et on fait varier la fréquence de la micro-onde (de 69,33 GHz à 69,54 GHz pour la cible de Saclay par exemple). Le champ très fort est gênant par lui-même (il courbe le faisceau et les particules diffusées lorsqu'elles sont chargées). De plus, l'aimant ferme la géométrie autour de la cible.

Les progrès sur les systèmes de réfrigération (dilution $^3\text{He}/^4\text{He}$) permettent de fonctionner de la façon suivante : on polarise la cible dans un aimant à $\approx 2,5$ T sous une température de $\sim 0,5$ K puis on arrête la micro-onde. La puissance apportée par celle-ci (2 à 3 mW par gramme de cible) étant supprimée, la température descend à $\sim 0,05$ K ce qui contribue à diminuer encore le couplage spin-nucléaire réseau source de dépolarisation. On peut alors se contenter d'un champ magnétique de maintien de la polarisation beaucoup plus faible ($\sim 0,3$ teslas). Il peut être beaucoup moins homogène car il n'y a plus de transition. On peut alors dégager l'aimant de polarisation et garder un champ de maintien fait par deux bobines à 90° (fig. 23) /44/. La géométrie est beaucoup plus ouverte et, la polarisation de la cible suivant le champ magnétique, on peut la tourner dans toutes les directions de l'espace. De telles cibles existent à Saclay, KEK, TRIUMF, LAMPF ... Les volumes de cible sont de plusieurs dizaines de cm^3 . La polarisation est mesurée par RMN avec une précision de

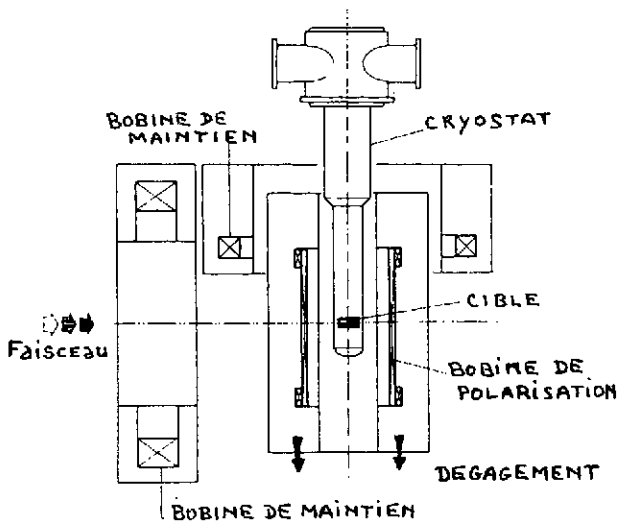


Fig. 23 - Cible gelée de l'expérience N-N au LNS (d'après /44/).

± 1 % pour les protons et ± 5 % pour les deutons /41/. On compare l'aire des signaux lorsque la cible est polarisée et lorsqu'elle est à l'équilibre thermique, cas pour lequel la polarisation est calculable à partir de la température et du champ.

Les réfrigérateurs à dilution permettent d'atteindre des polarisations de 98 % pour les protons (libres) et 45 % pour les deutons. Leur puissance de réfrigération limite cependant le flux de particules au minimum d'ionisation acceptable avec des cibles de pentanol ou butanol (d'après /44/, 6×10^8 particules/s donne un temps de relaxation de l'ordre de 24 heures).

9.4 Polarisation tensorielle des deutons

Pour des cibles de deutons polarisés, le signal de résonance magnétique nucléaire donne la polarisation vectorielle. Si un équilibre thermique est atteint, et en négligeant les effets quadrupolaires, les populations dans les états $M=1, 0$ et -1 sont respectivement proportionnelles à 1, $e^{-\Delta}$ et $e^{-2\Delta}$. Une polarisation vectorielle

$$p_z = \frac{1 - e^{-2\Delta}}{1 + e^{-\Delta} + e^{-2\Delta}}$$

implique donc une polarisation tensorielle de :

$$p_{zz} = \frac{1 - e^{-2\Delta} - 2 e^{-\Delta}}{1 + e^{-\Delta} + e^{-2\Delta}} = 2 - \sqrt{4 - 3 p_z^2}$$

Les polarisations vectorielles de 40 % impliquent donc une polarisation tensorielle de 12 %. Ceci a été vérifié par la réaction $\pi d \rightarrow 2p$ de T_{20} connue avec une précision relative de 10 % sur les mesures /45/.

9.5 Cibles à partir de jets polarisés

Toutes les sources décrites précédemment peuvent servir de cibles polarisées. Dans ce cas on supprime l'étage d'ionisation. Les avantages sont d'une part la totale pureté de la cible en noyaux intéressants, d'autre part le basculement de spin très facile et le choix du type de polarisation (vectorielle, tensorielle) par le jeu des transitions. Les polarisations sont voisines du maximum, mais les épaisseurs de cible sont très faibles. Pour pallier à cet inconvénient, il faut multiplier les interactions cible-faisceau en utilisant ces cibles dans un synchrotron ou un anneau de stockage. Le même faisceau passe alors un grand nombre de fois sur la cible et le nombre d'interactions redevient raisonnable. L'intensité du faisceau sur un jet polarisé n'est pas une limitation contrairement aux cibles solides polarisées. Le jet polarisé peut être perpendiculaire au faisceau ou parallèle au faisceau (on augmente alors l'épaisseur cible). On peut atteindre avec un jet atomique d'hydrogène des

épaisseurs de 10^{11} atomes/cm² pour une cible sans fenêtres. En inclinant le jet polarisé par rapport au faisceau on peut gagner un ordre de grandeur sur l'épaisseur cible /8/. A Novosibirsk une cible de deutons polarisés ($p_{zz} = 0,80$) a été obtenue à partir d'un jet atomique avec une épaisseur de 2×10^{11} atomes/cm² /46/ (jet perpendiculaire au faisceau. Il est possible d'augmenter la densité en envoyant le jet dans une cellule où le jet va stagner plus ou moins (réduction de conductance). Pour éviter la recombinaison, les parois doivent être traitées avec du téflon à température normale ou avec des films d'hélium à basse température. On peut ainsi atteindre 10^{12} atomes/cm² avec une polarisation de 0,43 pour des protons /47/.

Les sources ultra froides devraient permettre d'atteindre des épaisseurs beaucoup plus grandes $\sim 10^{14}$ \vec{p} /cm². Des densités de 10^{18} atomes/cm³ ont même été obtenues par compression /48/ mais dans des volumes très petits non encore exploitables comme cible. Des intensités de 10^{13} atomes/cm² polarisés à 100 % devraient pouvoir être extraites en excitant par micro-onde les électrons des états 4 et 5 vers les états 1 et 2 (instables et éjectés du piègeage magnétique /8/). Signalons dans le cas des sources ultra froides la présence d'un champ magnétique très fort (5 à 8 teslas) sur la cible pouvant perturber l'expérience dans certains cas (le champ est faible dans le cas des jets atomiques conventionnels).

Il est possible également de stocker du ⁶Li polarisé sur une surface chaude de tungstène oxydé (3×10^{14} \vec{Li} /cm², Université d'Hambourg).

Tableau 6

FAISCEAUX ATOMIQUES(jet) :	$10^{11} \div 10^{12}$ atomes/cm ²	\vec{p} et \vec{d}	Novosibirsk, CERN, Stanford
(cellule) :	10^{12} atomes/cm ²	objectif :	10^{14} atomes/cm ³
SOURCE ULTRA FROIDE :		objectif :	10^{14} atomes/cm ³ Michigan-MIT
POMPAGE OPTIQUE :		objectif :	$10^{15} \div 10^{16}$ atomes/cm ²
stockage	10^{14} \vec{Li} /cm ²		Hambourg
cellule	10^{16} \vec{Li} /cm ²		Princeton
cellule (polarisé à 70%) :	10^{18} ³ He/cm ²		Paris
cellule cible interne	10^{16} ³ He/cm ²		Cal Tech
	2×10^{14} Na/cm ²		KEK

De nombreux laboratoires étudient des cibles gazeuses et les principales performances et objectifs sont résumés dans le tableau 6 (M. Garçon, communication privée). De nouvelles techniques existent (sources ultra froides, pompage optique), qui doivent être mises au point pour arriver à des cibles effectivement utilisables pour une expérience, mais l'avenir semble très ouvert dans ce domaine.

Le principe du pompage optique de ^3He existe depuis longtemps /49/. Il consiste à produire tout d'abord des atomes dans l'état métastable 2^3S_1 par décharge RF. Un pompage est ensuite réalisé sur ce niveau vers le niveau 2^3P_1 (de durée de vie très courte) par éclairage avec une lampe à hélium. Les collisions (fondamental * métastable) permettent ensuite de transférer la polarisation vers le niveau fondamental beaucoup plus abondant. Le fondamental est un 1^1S_0 et les deux états nucléaires ($m_I = \pm 1/2$) permettent des transferts de moment angulaire de ± 1 . Il en résulte une polarisation de 40 % par ce mécanisme. L'amélioration majeure apportée récemment aux cibles de ^3He polarisées par pompage optique est due à deux innovations techniques récentes /50/. D'une part la construction d'un laser de 300 mW à 1083 μm permet un pompage beaucoup plus efficace entre les niveaux de l'état métastables (2^3S_1) et ceux des niveaux 2^3P_1 (la polarisation peut atteindre 70 %). D'autre part une technique de diffusion continue, entre une cellule à température normale sur laquelle le pompage est réalisé et une cellule froide à 4,2 K, permet d'atteindre des densités de 10^{18} atomes/ cm^3 dans des volumes de quelques cm^3 . La polarisation se conserve grâce à des films d'hydrogène déposés sur le tuyau de connection entre les deux cellules.

10 - MESURE DE LA POLARISATION ET DES VARIABLES DE SPIN

10.1 Introduction

Nous ne donnerons que quelques guides pour ce vaste sujet qui pourrait constituer un exposé en soi. Deux problèmes se posent au physicien : comment mesurer la polarisation du faisceau? de la cible? Et comment mesurer les observables de spin. Nous avons déjà partiellement répondu à la première question.

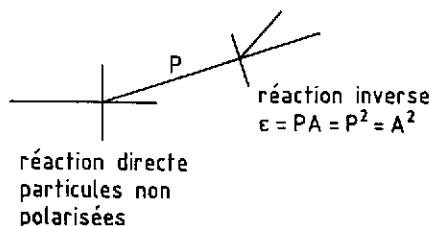
Les sources Lamb-shift, permettent une mesure à quelques pour cents près par comparaison des intensités avec et sans "quenching". La polarisation des cibles solides externes se fait par Résonance Magnétique Nucléaire (en comparant au signal à l'équilibre thermique pour lequel la polarisation est calculable). Il est cependant nécessaire d'avoir des "standards" pour vérifier le degré de dépolarisation des machines etc... Ce problème a été traité (voir /51 et 52/). Nous en résumerons les points essentiels.

10.2 Quelques standards pour la mesure absolue de la polarisation

L'expérimentateur dispose de comptages (N_i) correspondant à différentes orientations du vecteur polarisation ou différentes valeurs de l'angle azimutal ϕ . Après correction de temps mort relatif à chaque configuration, et avec un monitoring relatif (une configuration par rapport à une autre), il dispose d'une asymétrie (ϵ) mais celle-ci est toujours le produit entre une polarisation (P) du faisceau et un (ou une combinaison) du pouvoirs d'analyse (A) relatifs à la réaction identifiée

$$\varepsilon = P.A = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2}$$

L'invariance par renversement du sens du temps impose que la polarisation d'une particule produite dans une réaction entre particules non polarisées est égale au pouvoir d'analyse de la réaction inverse. Donc si une expérience de double diffusion est réalisée (mesure de l'asymétrie droite-gauche après la seconde cible) on peut en



déduire la valeur absolue du pouvoir d'analyse et donc disposer d'un standard pour les futures mesures de P. Un bon cas est donné par la réaction $\bar{d} + t \rightarrow \bar{n} + \alpha$ à quelques dizaines de MeV. Cette technique séduisante n'est pas souvent possible car, pour des diffusions élastiques, l'énergie de la particule diffusée après la première cible (et à des angles pour lesquels A est grand), est significativement plus faible que celle du faisceau primaire. Les deux réactions ne sont alors plus exactement inverses. On utilise alors différentes astuces expérimentales : dégradeur en énergie, utilisation d'une troisième cible, etc... On peut aussi faire confiance à un calcul pour la dépendance en énergie (analyses en déphasage par $pp \rightarrow pp$ par exemple). Des calibrations basées sur ces méthodes ont été réalisées à SIN et LAMPF et donnent typiquement 1 % à 2 % de précision absolue /52/.

La mesure de la polarisation des cibles d'hydrogène par RMN donne une précision absolue de 2 % à 4 %. La méthode "quench ratio" des sources Lamb Shift faite avec soin peut permettre une mesure de la polarisation du faisceau à 1 %.

L'ensemble des méthodes se confirment les unes et les autres pour une réaction telle que la diffusion élastique pp et finalement la précision aboutissant à la mesure d'un standard (pouvoir d'analyse connu en absolu) se construit peu à peu (fig. 24). Certaines réactions donnent lieu à des valeurs extrêmes ou calculables (à partir de règles de sélection et de considérations liées aux valeurs des moments angulaires) des pouvoirs d'analyse. On dispose alors d'un standard pour la mesure de la polarisation du faisceau. C'est le cas pour la diffusion $p\text{-}^4\text{He}$ par exemple /51/.

La réaction $\bar{p} + ^{12}\text{C} \rightarrow \text{"I chargé"} + X$ est utilisée dans de nombreux polarimètres de grande acceptation et de grande efficacité (LAMPF, SIN, TRIUMF, Saclay). Le pouvoir d'analyse de cette réaction est bien mesuré de 100 à 800 MeV et peut servir également de standard (fig. 25) /53/.

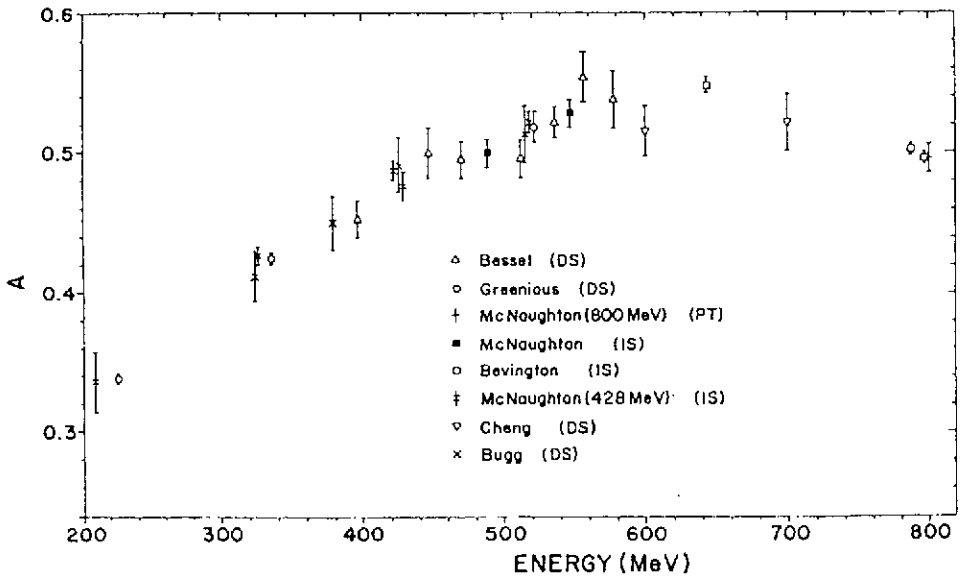


Fig. 24 - Pouvoir d'analyse A_y de la diffusion élastique pp autour de 17° lab et mesuré en absolu par différentes méthodes /52/.

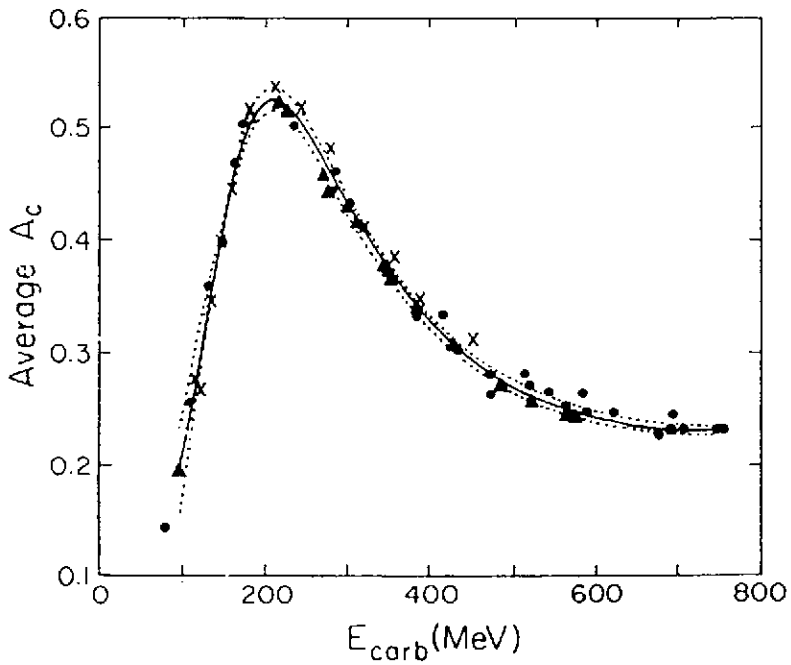
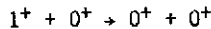


Fig. 25 - Pouvoir d'analyse $p + {}^{12}C \rightarrow$ "1 chargé" intégré de 5 à 20° (d'après /53/).

Aux énergies intermédiaires, les diffusions deuton-noyau (effet d'arc-en-ciel) ou la réaction $dp \rightarrow {}^3\text{He} \pi^0$ à 650 MeV et à 180° ($T_{20} = -\sqrt{2}$) /54/ peuvent servir d'étalonnage pour les deutons.

De façon plus générale, une valeur extrême du pouvoir d'analyse ($A=1$) doit exister pour des réactions comme : ${}^4\text{He}(p,p){}^4\text{He}$, ${}^4\text{He}(n,n){}^4\text{He}$, ${}^4\text{He}(t,t){}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}(t,p){}^{14}\text{C}$, $p(\pi,\pi)p$, pour certaines conditions d'angle et d'énergie (quelques dizaines de MeV) /51/. Pour les deutons, une réaction du type :



a des pouvoirs d'analyse indépendants de l'angle et de l'énergie ($T_{20}=1/\sqrt{2}$, $T_{22}=\sqrt{3}/2$ et $iT_{11}=T_{21}=0$). Des réactions telles que ${}^{12}\text{C}(d,\alpha){}^{10}\text{B}$ (1,74 MeV), ${}^{16}\text{O}(d,\alpha){}^{14}\text{N}$ (2,31 MeV) etc ... correspondent à ce cas. Il faut cependant identifier aussi proprement que possible le niveau d'intérêt dans le fond physique. De plus les comptages sont petits. Cette méthode quoique très séduisante n'est donc pas souvent applicable (des réactions du type $1^+ + 0^+ \rightarrow 0^+ + 0^-$ permettent un étalonnage vectoriel /51/).

De façon moins rigoureuse, mais plus pratique, les réactions de diffusion élastique $p-{}^4\text{He}$ et $d-{}^4\text{He}$ donnent une bonne précision des pouvoirs d'analyse maximum, pour certains angles et énergies /55/.

Tableau 5

T_p (MeV)	$\theta_{c.m.}$ (deg)	T_d (MeV)	$\theta_{c.m.}$ (deg)
1,9	88	4,30	120,7
6,35	128,8	4,57	58
12,30	125,5	11,88°	55,3
$A_y = 1$		$A_{yy} = 1$	

La réaction ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ a de grands pouvoirs d'analyse tensoriels de 100 keV (X le pouvoir d'analyse est calculable en supposant une pure onde s et un état composé $j = 3/2^+$) jusqu'à quelques dizaines de MeV. Elle est fréquemment utilisée à la sortie de la source. La réaction $dd \rightarrow pt$ utilisée à Saturne a l'avantage de donner une mesure vectorielle et tensorielle à la sortie de la source. Son pouvoir d'analyse n'est cependant pas connu à mieux que $\pm 2\%$ /54/.

10.3 Mesure des observables de spin

Nous traiterons ce chapitre (voir /2 ou 56/ pour plus de détails) pour le cas d'une particule de spin 1 en ne donnant que les idées directrices de ce type de mesures. Le comptage à un angle θ s'écrit :

$$N(\theta, \phi) = C \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \left[1 + i\sqrt{2} T_{11}(\theta) \rho_{10} \sin\beta \cos\phi + T_{20}(\theta) \rho_{20} \left(\frac{3\cos^2\beta - 1}{2} \right) \right. \\ \left. + \sqrt{6} T_{21}(\theta) \rho_{20} \sin\beta \cos\beta \sin\phi + \sqrt{\frac{3}{2}} T_{22}(\theta) \rho_{20} \sin^2\beta \cos 2\phi \right]$$

où C est une constante qui contient le nombre de particules incidentes, le nombre de centres diffuseurs, l'angle solide et l'efficacité de la détection. Les angles β et ϕ permettent de repérer l'axe de symétrie de la matrice densité décrivant le faisceau de deutons par rapport au plan de la réaction (chapitre 1). La polarisation du faisceau est décrite dans le système ayant Oz selon cet axe par ρ_{10} et ρ_{20} . Pour un faisceau de particules, cet axe peut être orienté grâce à un solénoïde et une deflexion magnétique.

Avec Oz vertical on peut mesurer le terme $T_{11} \rho_{10}$ en faisant des comptages à droite et à gauche ($\phi=0$ et $\phi=\pi$) ou en faisant des comptages avec l'orientation $+\rho_{10}$ et $-\rho_{10}$ grâce au basculement, en général possible, à la source. Cette dernière possibilité permet de s'affranchir de l'efficacité et de fausses asymétries de la détection.

On peut mesurer le terme T_{22} en faisant des comptages à droite ou à gauche ($2\phi=0$) et en haut ou en bas ($2\phi=\pi$). Le basculement de ρ_{20} ne permet de mesurer que $(T_{20}/2 + \sqrt{3}/2 T_{22})$ avec un détecteur à $\phi=0$. Si on dispose d'une seconde détection à $\phi=\pi/2$, on peut alors séparer les deux termes. Pour mesurer le terme T_{21} il faut avoir β différent de zéro ou de $\pi/2$. En combinant les basculements de ρ_{20} et des mesures à différentes valeurs de ϕ on peut donc séparer les termes T_{20} , T_{21} et T_{22} .

Si le deuton est la particule émise dans la réaction et qu'il est nécessaire de mesurer sa polarisation, on doit disposer d'un polarimètre pour lequel on a mesuré les pouvoirs d'analyse et section efficace effectifs (intégrés sur des angles solides important et pour une cible de grande épaisseur). On réalise donc une double diffusion et il est nécessaire que le polarimètre ait une grande efficacité : l'appareillage couvre en général toutes les valeurs de ϕ par détection sur une couronne autour de la direction du deuton. Le comptage s'écrit alors :

$$N(\theta, \phi) = N_0(\theta) [a_0(\theta) + a_1(\theta) \cos\phi + a_2(\theta) \sin\phi + a_3(\theta) \cos 2\phi + a_4(\theta) \sin 2\phi]$$

Une analyse de Fourier permet d'isoler les termes $a_i(\theta)$.

Il faut faire une mesure absolue nécessitant la connaissance de $d\sigma/d\Omega(\theta)$ pour les isoler tous. Une mesure relative permet d'avoir les rapports a_i/a_0 ce qui peut suffire dans certains cas. Les termes a_i ainsi mesurés sont des sommes de termes $[t_{ik} \cdot T_{ik}^*]$ entre les pouvoirs d'analyse effectif du polarimètre (T_{ik}) et les termes de la matrice densité t_{ik} qui ne se limitent plus à deux paramètres dans le cas général puisqu'il n'y a plus d'axe de symétrie.

Je remercie beaucoup Messieurs J. Arvieux, R. Beurtey, M. Garçon et A. Nakach dont les fructueux avis m'ont souvent permis d'éclaircir des points ténébreux. Je remercie également Madame E. Thureau pour la présentation de ce texte.

REFERENCES

*Une version plus complète sera publiée sous forme de Note CEA-N-2584 (à paraître)

- /1/ Barschall, H.H., and Haeberli, W., Polarization phenomena in nuclear physics (1970), The University of Wisconsin Press, Madison.
- /2/ Ohlsen, G.G., Rep. Prog. Phys. 35 (1972) 717.
- /3/ Fricke, M.P. et al., Phys. Rev. 156 (1967) 1207.
- /4/ Haeberli, W., Annal Rev. Nucl. Sci. 17 (1967) 373.
- /5/ Beurtey, R., Rapport CEA-R 2366, CEN Saclay, France (1964).
- /6/ Arvieux, J., Thèse d'Etat, Grenoble, France (1967).
- /7/ Abragam, A., et Winter, J.M., Phys. Rev. Lett. 1 (1958) 375.
- /8/ Gruebler, W., J. Phys. Soc. Japan 55 supp. (1986) 435.
- /9/ Haeberli, W., Helv. Phys. Acta 59 (1986) 513.
- /10/ Arvieux, J., communication à EPAC, Rome (1988).
- /11/ Schmelzbach, P.A., et al., Nucl. Instr. & Methods A251 (1986) 407.
- /12/ McKibben, J.L., et al., Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 1180.
- /13/ McKibben, J.L., Am. J. Phys. 45 (1977) 1022.
- /14/ Clegg, T.B., Am. Inst. Phys. Conf. Proc. 80 (1981) 21.
- /15/ Clegg, T.B., et al., Nucl. Instr. & Methods 62 (1968) 343.
- /16/ Donally, B.L., and Sawyer, W., Phys. Rev. Lett. 15 (1965) 439.
- /17/ Murnick, D.E. and Feld, M.S., Am. Inst. Phys. Conf. Proc. 69 (1980) 804.
- /18/ Anderson, L.W., Am. Inst. Phys. Conf. Proc. 80 (1981) 155 ; and Nucl. Instr. & Methods 167 (1979) 363 ;
- /19/ Schmor, P.W., Helv. Phys. Acta 59 (1986) 643.
- /20/ Schneider, M.B., and Clegg, T.B., Nucl. Instr. & Methods A254 (1987) 630.
- /21/ Anderson, L.W., et al., J. Phys. B17 (1984) L229.
- /22/ Steffens, E., J. Phys. Soc. Japan 55 supp. (1986) 459.
- /23/ Steffens, E., Nucl. Instr. & Methods 184 (1981) 173.
- /24/ Steffens, E., et al., Rev. de Phys. Appl. 12 (1977) 1597.
- /25/ Haeberli, W. et al., Nucl. Instr. & Methods 62 (1968) 355.
- /26/ Dreves, W., et al. Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1759.
- /27/ Slobodrian, R.J., et al., J. Phys. Soc. Japan 55 supp. (1986) 478.
- /28/ Sinclair, C.K., J. de Phys. 46-c2 (1985) 669.
- /29/ Baum, G., Am. Inst. Phys. Conf. Proc. 69 (1980) 785.
- /30/ Mane, S.R., Phys. Rev. A36 (1987) 105.
- /31/ Barber, D.P., and Mane, S.R., Phys. Rev. A37 (1988) 456.
- /32/ Holzwarth, G., and Meister, H.J., Nucl. Phys. 59 (1964) 56.
- /33/ Alguard, M.J., et al., Nucl. Instr. & Methods 163 (1979) 29.
- /34/ Bhatia, T.S., et al., Am. Inst. Phys. Conf. Proc. 69 (1980) 871.
- /35/ Federici, L., et al., Nuovo Cim. 59B (1980) 247.
- /36/ Ruth, R.D., J. de Phys. 46-c2 (1985) 611.

- /37/ Froissart, M., and Stora, R., Nucl. Instr. & Methods 7 (1960) 297.
- /38/ Heeringa, W., Am. Inst. Phys. Conf. Proc. 69 (1980) 770.
- /39/ Abragam, A., and Goldman, M., Rep. Prog. Phys. 41 (1978) 395.
- /40/ Schnugge, T.T., and Jeffries, C.D., Phys. Rev. A138 (1965) 1785.
- /41/ Meyer, W., Helv. Phys. Acta 59 (1986) 728.
- /42/ Borghini, M., Phys. Lett. 26A (1968) 242.
- /43/ Niinikoski, T.O., and Rieubland, J.M, Phys. Lett. 72A (1979) 141.
- /44/ Bernard, R., et al., Nucl. Instr. & Methods A249 (1986) 176.
- /45/ Smith, G.R., et al., Nucl. Instr. & Methods A254 (1987) 263.
- /46/ Evstigneev, A.V., Popov, S.G., and Toporkov, D.K., Nucl. Instr. & Methods A238 (1985) 12.
- /47/ Barker, M.D., Am. Inst. Phys. Conf. Proc. 69 (1980) 931.
- /48/ Sprik, R., et al., Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 479 ;
- /49/ Colegrove, F.D., Scheerer, L.D., and Walters, G.K., Phys. Rev. 132 (1963) 2561.
- /50/ LeDuc, M., et al., Nucl. sci. Applications 2 (1984) 1.
- /51/ Gruebler, W., Proc. 4th Int. Symp. on Polarization Phenomena, W. Gruebler and V. Kong eds. (Bale 1976) p. 307.
- /52/ McNaughton, M.W., Am. Inst. Phys. Conf. Proc. 69 (1980) 818.
- /53/ McNaughton, M.W., et al., Nucl. Instr. & Methods A241 (1985) 435.
- /54/ Arvieux, J., et al., à paraitre dans Nucl. Instr. & Methods.
- /55/ Gruebler, W., et al., Nucl. Phys. A242 (1975) 285.
- /56/ Bystricki, J., et al., J. de Phys. 39 (1978) 1.