Interférométrie d'ondes matérielles à l'aide de neutrons*

H. Rauch

Atominstitut des Österreichischen Universitäten
A - 1020 Wien Autriche

RESUME. Des interféromètres utilisant les fronts d'onde et la division d'amplitude ont été développés dans le passé. La plupart des expériences ont été réalisées avec un interféromètre neutronique à cristal parfait qui fournit des faisceaux cohérents très bien séparés et qui rend possible de nouvelles expériences dans le domaine de la physique nucléaire et de la physique de l'état solide. Un dispositif à échantillon non-dispersif ainsi que la différence entre absorption stochastique et déterministe ont été étudiés. La vérification de la symétrie 4π des spineurs et de l'expérience de la superposition de spin propre à la mécanique quantique à l'échelle macroscopique sont des exemples typiques de l'interférométrie dans l'espace de phase. Ces expériences ont été poursuivies par l'emploi de deux bobines de résonance placées dans les faisceaux et leurs résultats ont montré la persistance de la cohérence, même lorsqu'un échange d'énergie entre les neutrons et le système résonnant se produit de manière certaine. Un effet de battement quantique a été observé quand des fréquences de résonance légèrement différentes étaient appliquées sur les deux faisceaux. Dans ce cas, une très grande sensibilité en énergie, soit $2,6 \times 10^{-19}$eV a été obtenue. Les systèmes d'écho de phase, les expériences avec des faisceaux hachés et l'interférométrie à lames multiples sont discutés comme exemples d'expériences futures. Tous les résultats obtenus jusqu'à présent sont en accord avec le formalisme de la mécanique quantique et stimulent la discussion au sujet de l'interprétation de cette théorie de base.

---

* Article publié en version anglaise dans *Helvetica Physica Acta* **61** (1988) 587, texte de la conférence prononcée par Helmut Rauch le 19.11.1988 lors du congrès "De l'onde de lumière à l'onde de matière" organisé conjointement par l'Association Française pour l'Avancement des Sciences et par la Fondation Louis de Broglie, au Conservatoire National des Arts et Métiers.

1. Introduction

Trois différents types d'interféromètres neutroniques ont été testés dans le passé. L'interféromètre à fente utilise la division du front d'onde et procure de longs chemins mais, par contre, une très faible séparation des faisceaux [1,2]. L'interféromètre à cristal parfait s'appuie sur la division d'amplitude et est actuellement le plus fréquemment utilisé car il produit une large séparation de faisceaux et peut être employé de manière quasi universelle pour la recherche en physique fondamentale, nucléaire, ainsi qu'en physique de l'état solide [3,4]. L'interféromètre à réseau est de développement récent et se trouve utilisé principalement pour l'étude de neutrons très lents [5]. Une comparaison schématique de ces trois systèmes est présentée (Fig.1).

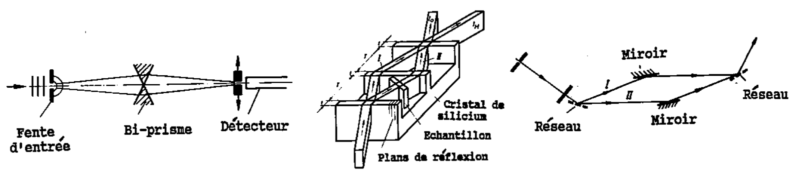

Figure 1. Schéma d'un interféromètre formé d'une fente, d'un cristal parfait et d'un réseau.

L'interféromètre à cristal parfait fournit la plus grande intensité et possède la plus grande souplesse dans l'utilisation des faisceaux. Dans cet article, le développement et l'application de l'interféromètre à cristal parfait sont examinés. Le premier essai concluant d'un tel interféromètre fut réalisé en 1974 à Vienne au moyen de notre petit réacteur de type TRIGA de 250 kW [3] (Fig.2).

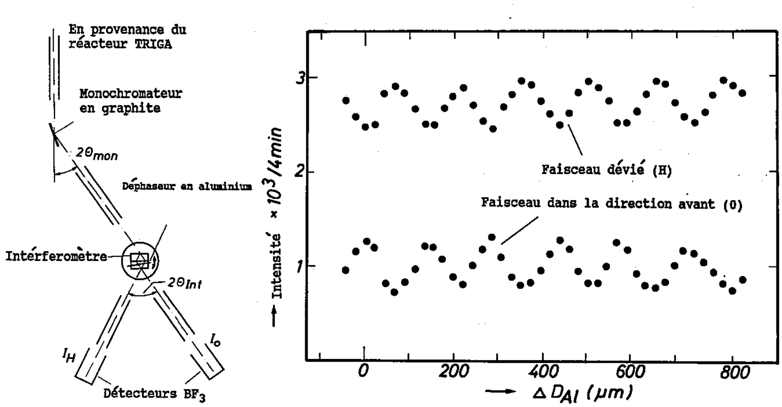

Figure 2. Première observation de franges d'interférences avec un interféromètre à cristal parfait [3].

L'interféromètre à cristal parfait figure un appareil quantique macroscopique dont les dimensions caractéristiques ont plusieurs centimètres. La base de ce type d'interférométrie neutronique est fournie par l'arrangement non perturbé des atomes dans un cristal de silicium monolithique parfait [3,6]. Un faisceau incident est séparé de manière cohérente sur la première lame du cristal, réfléchi sur la lame médiane et superposé sur la troisième lame (Fig.1b). Il résulte immédiatement de considérations de symétrie générales que les fonctions d'onde le long des deux chemins, qui composent le faisceau dans la région située au-delà de l'interféromètre, sont égales ($\psi_0^I = \psi_0^{II}$), parce qu'elles sont transmise-réfléchie-réfléchie (TRR) et réfléchie-réfléchie-transmise (RRT), respectivement. Le système utilise la diffraction de Bragg des cristaux parfaits ; la longueur d'onde de de Broglie des neutrons est de l'ordre de $1,8\AA$ et leur énergie environ $0,025eV$.

Le traitement théorique complet du processus de diffraction repose sur la théorie de la diffraction dynamique, qui peut se trouver également dans la littérature pour le cas du neutron [7,10]. A l'intérieur du cristal parfait, deux champs d'onde sont excités quand le faisceau incident remplit la condition de Bragg, l'un deux ayant ses noeuds situés sur les atomes, l'autre entre ces derniers. Ainsi, leurs vecteurs k sont légèrement différents ($k_1 - k_2 \simeq 10^{-5}k_0$) et comme conséquence du processus d'interférence mutuel, une structure interférentielle plutôt compliquée s'élabore, qui varie d'une manière importante avec une longueur caractéristique δ_0 appelée la longueur de la "solution du pendule" (Pendellösung). Cette dernière est de l'ordre de $50\mu m$ pour une réflexion ordinaire sur du silicium. De manière à conserver les propriétés d'interférence sur toute la longueur de l'interféromètre, les dimensions du système monolithique doivent être établies précisément sur une échelle comparable à cette quantité. Ainsi tout l'interféromètre à cristal doit être placé sur une table gontométrique stable dans des conditions éliminant les gradients de température et les vibrations.

Une différence de phase entre les deux faisceaux cohérents peut être produite par des interactions nucléaire, magnétique ou gravitationnelle. Dans le premier cas, le déphasage est calculé plus aisément en utilisant l'indice de réfraction [11,12] :

$$n = \frac{k_{in}}{k_0} = 1 - \frac{\lambda^2 N}{2\pi}\sqrt{b_c^2 - \left(\frac{\sigma_r}{2\lambda}\right)} + i\frac{\sigma_r N\lambda}{4\pi} \tag{1.1}$$

Pour des matériaux faiblement absorbants ($\sigma_r \to 0$) (1.1) se simplifie à

$$n = 1 - \lambda^2 \frac{N b_c}{2\pi} \tag{1.2}$$

où b_c est la longueur de cohérence pour la diffraction et N est la densité de particules dans le matériau produisant le déphasage.

Comme en optique des ondes lumineuses, la fonction d'onde se modifie de la manière suivante :

$$\psi \to \psi_0 e^{i(n-1)kD} = \psi_0 e^{-iNb_c\lambda D} = \psi_0 e^{i\chi}. \tag{1.3}$$

Il s'ensuit que l'intensité après l'interféromètre s'exprime par :

$$I_0 \propto \mid \psi_0^I + \psi_0^{II} \mid^2 \propto (1 + \cos\chi) \tag{1.4}$$

L'intensité du faisceau dans la direction de déviation s'obtient à partir du principe de conservation des particules :

$$I_0 + I_H = \text{const.}. \tag{1.5}$$

De la sorte, les intensités en sortie de l'interféromètre varient en fonction de l'épaisseur D du déphaseur, de la densité de particules N ou de la longueur d'onde neutronique λ.

Tout appareil expérimental possède un fonctionnement différent de celui qui pouvait être prédit par la théorie sur la base d'hypothèses idéalisées : le cristal parfait peut avoir des petits défauts qui l'éloignent de la perfection ; de même, ses dimensions peuvent varier légèrement ; le déphaseur contribue aux imperfections à cause de variations dans son épaisseur et d'inhomogénéités ; enfin, le faisceau de neutrons lui-même concourt à la déviation par rapport à la situation idéalisée à cause de sa dispersion en longueur d'onde $\Delta\lambda$. Il suit que les figures expérimentales de coïncidence doivent être décrites par une relation généralisée :

$$I \propto A + B\cos(\chi + \phi_0) \tag{1.6}$$

où A, B et ϕ_0 sont les paramètres caractérisant un certain dispositif expérimental. Il doit être mentionné, cependant, que le comportement idéalisé décrit par l'équation (1.4) peut être approché à l'aide d'un dispositif bien équilibré [13]. La réduction du contraste pour les ordres élevés provient de la longueur de cohérence longitudinale qui est déterminée par la dispersion en longueur d'onde du faisceau de neutrons ($\Delta_L = \lambda_0^2/\Delta\lambda$). Ceci induit un changement dans le facteur d'amplitude B de l'équation (1.6) qui devient $B\exp[-(\Delta\lambda/\lambda_0)^2\chi_0^2/2]$. La dépendance en longueur d'onde de χ dans l'équation (1.3) disparaît lorsque l'échantillon est positionné de telle manière que sa surface soit orientée parallèlement aux plans de réflexion ; le trajet à travers l'interféromètre devient alors $D_0/\sin\theta_B$ et, par suite, le déphasage $\chi = -2d_{hkl}Nb_cD_0$ devient indépendant de la longueur d'onde. Dans ce cas, l'atténuation des ordres interférentiels de rang élevé produit par la dispersion en longueur d'onde n'apparaît pas comme lorsque la position standard est utilisée. Les résultats correspondants à une expérience récente dans laquelle la figure interférentielle dans le 256e ordre a été mesurée pour les modes dispersif et non-dispersif sont montrés (Fig.3)[14]. Le dispositif expérimental utilisé en mode non-dispersif favorise une bien meilleure visibilité des interférences.

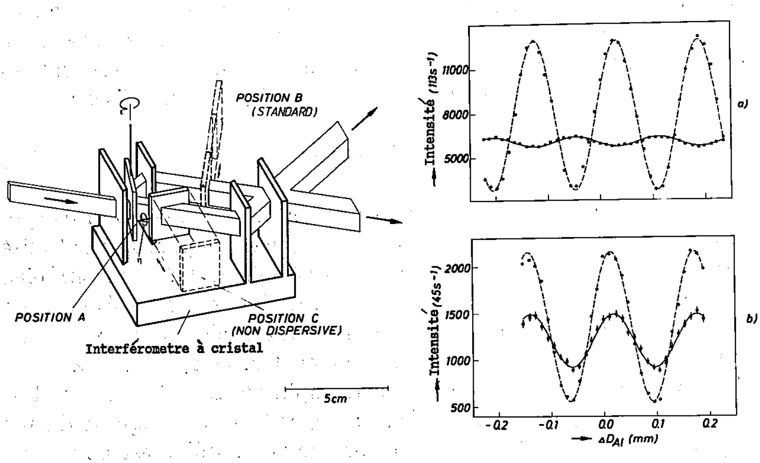

Figure 3. Figure d'interférences obtenue pour un ordre élevé ($m = 256$) au moyen d'un échantillon placé en position dispersive a) et non dispersive b) [14]. (Les lignes pointillées correspondent à des mesures effectuées pour un ordre inférieur).

Table 1:Propriétés des neutrons

PROPRIETES CORPUSCULAIRES	
masse:	$m_0 = 1.6749543(86)\,.\,10^{-24}\,\mathrm{g}$
spin:	$s = \frac{1}{2}\hbar$
moment magnétique:	$\mu = -1.91304308(54)\mu_K$
période:	$T_{\frac{1}{2}} = 641(8)\,\mathrm{s}$
charge électrique:	$q < 2.2\,.\,10^{-20}e$
moment dipolaire électrique:	$d < 4.8\,.\,10^{-25}\,e.\mathrm{cm}$
rayon de confinement :	$R = 0.7\,\mathrm{fm}$
structure neutronique :	n = u - d - d
relations cinématiques :	$\vec{p} = m\vec{v} \qquad E = \frac{mv^2}{2}$
PROPRIETES ONDULATOIRES	
longueur d'onde Compton :	$\lambda_c = \frac{h}{m_0 c} = 1.32\,.\,10^{-1}\,\mathrm{cm}$
longueur d'onde de de Broglie :	$\lambda_B = \frac{h}{mv} = 1\,.\,10^{-8}\,\mathrm{cm}^*$
longueur de cohérence :	$\lambda_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \approx 1\,.\,10^{-6}\,\mathrm{cm}^*$
longueur du paquet d'onde :	$\lambda_p = v\,.\,\Delta t \approx 1\,.\,10^{0}\,\mathrm{cm}^*$
longueur de décroissance :	$\lambda_d = v\,.\,T_{1/2} \approx 2\,.\,10^{8}\,\mathrm{cm}^*$
différence de phase :	$0 \le \chi \le 2\pi$

Tous les résultats des mesures interférentielles, obtenus jusqu'à présent, peuvent être bien expliqués à l'aide de l'image ondulatoire de la mécanique quantique et du principe de complémentarité de la mécanique quantique standard. Néanmoins, on doit conserver à l'esprit que le neutron possède également des propriétés corpusculaires bien définies, qui doivent être propagées à travers l'interféromètre. Ces propriétés sont regroupées sur la Table 1, en même temps qu'une formulation dans l'image ondulatoire. Les propriétés corpusculaires et ondulatoires sont toutes les deux bien établies et, par là, les neutrons semblent être un outil approprié pour tester la mécanique quantique des particules pourvues de masse, quand le dualisme onde-corpuscule devient manifeste.

Toutes les expériences d'interférométrie neutronique se rapportent au cas d'auto-interférométrie, où, durant un certain intervalle de temps, au plus, un seul et unique neutron se trouve à l'intérieur de l'interféromètre. Habituellement, à cet instant, le prochain neutron n'a pas encore été produit et est toujours contenu dans les noyaux d'uranium du combustible du réacteur. Quoiqu'il n'y ait aucune interaction entre différents neutrons, ils possèdent une certaine histoire commune dans des limites prédéterminées, qui sont définies, par exemple, par le processus de modération des neutrons, par le mouvement le long des tube-guides neutroniques, par le cristal monochromateur et par le dispositif interférométrique spécial. De la sorte, toute figure interférentielle réelle comporte simultanément des propriétés liées à une particule isolée et à un ensemble de particules.

2. Absorption stochastique contre absorption déterministe

Une certaine atténuation du faisceau peut être obtenue à l'aide soit d'un matériau semi-transparent, soit d'un système "hacheur" de faisceau (Chopper). La probabilité de transmission dans le premier cas est définie par la section efficace d'absorption σ_a du matériau $[a = I/I_0 = \exp(-\sigma_a ND)]$ et le changement de la fonction d'onde à partir de l'indice de réfraction complexe (Eq. 1.1) :

$$\psi \rightarrow \psi_0 e^{i(n-1)kD} = \psi_0 e^{i\chi} e^{-\sigma_a ND/2} = e^{i\chi}\sqrt{a}\psi_0. \tag{2.1}$$

Il en découle que la modulation du faisceau après l'interféromètre s'obtient à partir de l'expression suivante :

$$I_0 \propto \mid \psi_0^I + \psi_0^{II} \mid^2 \propto [(1+a) + 2\sqrt{a}\cos\chi]. \tag{2.2}$$

* Valeurs correspondant à des neutrons thermiques ($\lambda_B = 1.8 Å, v = 2200$ m/s).

Par ailleurs, la probabilité de transmission due à la roue à ailettes d'un hacheur ou de tout autre système d'obturateur est donnée par le rapport entre le temps d'ouverture et le temps de fermeture, $a = t$ ouverture/(t ouverture + t fermeture), et on obtient après des calculs simples :

$$I \propto [(1-a) \mid \psi_0^{II} \mid^2 + a \mid \psi_0^I + \psi_0^{II} \mid^2] \propto [(1+a) + 2a\cos\chi]. \qquad (2.3)$$

C'est-à-dire que le contraste de la figure d'interférences est proportionnel à $\sqrt{a}$ dans le premier cas et proportionnel à a dans le second, quoique le même nombre de neutrons ait été observé dans ces deux situations. L'absorption représente un procédé de mesure commode dans ces deux cas car un noyau composé possédant une énergie d'excitation de plusieurs MeV est produit qui se désexcite par capture de rayons γ. Ces derniers peuvent être facilement détectés par différents moyens.

La figure 4 présente un résultat typique pour les probabilités de transmission à proximité de la valeur $a = 0,25$ aussi bien que la dépendance du contraste normalisé en fonction de la transmission de probabilité [15,16]. La différence en contraste devient particulièrement évidente pour des probabilités de transmission de faible valeur lorsque la part due à l'interférence dans la figure d'interférence est bien plus grande que la probabilité de transmission à travers la feuille semi-transparente de l'absorbant. Le domaine compris entre le comportement linéaire et celui en racine carrée peut être exploré grâce à un hacheur pourvu de fentes très étroites, ou à un réseau à transmission serré, par lesquels on commence à perdre l'information concernant le passage du neutron par telle ou telle fente. La largeur de fente critique est liée à la longueur de la solution du Pendule et au fait que certains neutrons deviennent des neutrons “marqués” lors de la diffraction par les fentes ce qui rend une détection séparée possible en principe.

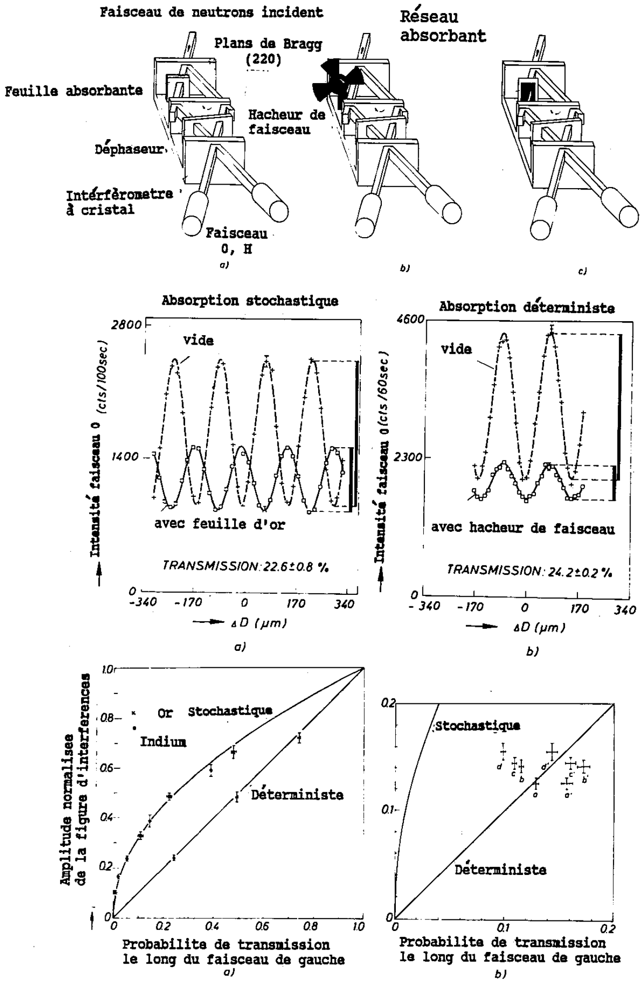

Figure 4. Dessin du dispositif expérimental utilisé lors des mesures avec un absorbant. Dessins supérieurs : a) aborption stochastique, b) absorption déterministe, c) atténuation pour un réseau à transmission. Figures intermédiaires : résultats typiques d'une aborption stochastique et d'une absorption déterministe. Figures inférieures : réduction du contraste en fonction de l'atténuation du faisceau pour différentes méthodes d'absorption. Les points individuels portés en b) correspondent à une atténuation du faisceau obtenue par un réseau à transmission [16].

3. Symétrie 4π des spineurs

L'interaction magnétique est produite par le couplage dipolaire entre le moment magnétique du neutron $\vec{\mu}$ et un champ magnétique $\vec{B}$ ($H = -\vec{\mu}\cdot\vec{B}$). Par conséquent, la propagation de la fonction d'onde est donnée par :

$$\psi \to \psi_0 e^{-i(Ht/\hbar)} = \psi_0 e^{-i(\vec{\mu}\vec{B}t/\hbar)} = \psi_0 e^{-i\vec{\sigma}\vec{\alpha}/2} = \psi(\alpha) \tag{3.1}$$

où $\vec{L}$ représente une description formelle de l'angle de précession de Larmor autour du champ $\vec{B}$ ($\alpha = (2\mu/\hbar)\int Bdt = (2\mu/\hbar v)\int Bds$). Cette fonction d'onde possède la symétrie 4π typique d'un spineur

$$\psi(2\pi) = -\psi(0) \quad , \quad \psi(4\pi) = \psi(0) \tag{3.2}$$

et la symétrie 2π ne se retrouve que pour les valeurs des densités de probabilité

$$\mid \psi(2\pi) \mid^2 = \mid \psi(0) \mid^2 . \tag{3.3}$$

La périodicité 4π apparaît dans les expériences avec l'interféromètre, comme il est prédit théoriquement [17,19], et a été vérifiée expérimentalement dans les expériences d'interférométrie neutronique antérieures [20,21], pour lesquelles l'intensité des neutrons incidents non polarisés fut trouvée égale à

$$I_0 \propto \mid \psi(0) + \psi(\alpha) \mid^2 \propto (1 + \cos\frac{\alpha}{2}). \tag{3.4}$$

Les résultats de la première expérience mentionnée sont indiqués (Fig.5). Ces résultats sont abondamment discutés dans la littérature.

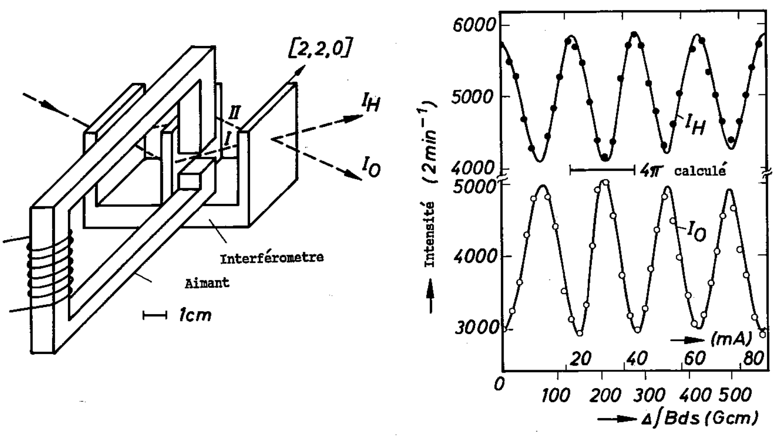

Figure 5. Première observation du facteur de symétrie 4π des spineurs [20].

Il doit être indiqué que cette symétrie 4π peut toujours être attribuée à des rotations réelles dans le cas des fermions [22,23]. Actuellement, la valeur la plus précise pour le facteur de périodicité est $\alpha_0 = 715,87 \pm 3,8$ degrés [24]. Cette valeur n'autorise qu'une faible latitude pour les spéculations au sujet de la brisure de la symétrie $SU(2)$, mais une nouvelle et plus précise détermination de α_0 est recommandée. L'effet de périodicité 4π a été observé pour des neutrons non polarisés aussi bien que polarisés, ce qui démontre la particularité intrinsèque de ce phénomène et les propriétés d'auto-interférence intervenant dans ces sortes d'expériences. Une attention nouvelle devrait être apportée à l'observation interférométrique de la phase de Berry [25] qui caractérise un phénomène topologique et présente de ce fait un intérêt primordial.

4. Interférométrie des états de spin

Dans ce cas, le vecteur de polarisation peut être influencé différemment dans les deux voies cohérentes du faisceau qui se superposent à la sortie de l'interféromètre. Les principes de ces expériences et les résultats les plus importants sont résumés dans la figure 6 [26,27]. Une description plus complète en est faite dans les références citées plus haut. Il existe une profonde différence entre l'action d'un inverseur de spin statique et celle d'un inverseur à résonance, qui doit être discutée de manière plus détaillée.

Dans le premier cas (inverseur statique), la fonction d'onde est changée par l'inverseur conformément à l'équation (3.1), qui doit être utilisée pour les neutrons incidents polarisés :

$$\psi \to e^{i\chi} e^{-i\vec{\sigma}\vec{\alpha}/2} \mid z >= e^{i\chi} e^{-i\sigma_y \pi/2} \mid z >= -i\sigma_y e^{i\chi} \mid z >= e^{i\chi} \mid -z > . \tag{4.1}$$

La rotation du vecteur polarisation autour de l'axe des y a été considérée égale à π [28]. Ainsi deux fonctions d'onde ayant deux directions de spin opposées se superposent sur la troisième lame

$$\psi \propto (\mid z > + e^{i\chi} \mid z >) \tag{4.2}$$

ce qui correspond à la situation proposée par Wigner [29] en 1963 pour vérifier la loi quantique de superposition des spins. Dans ce cas, les intensités dans les faisceaux 0 et H sont égales, et les faisceaux sont polarisés dans le plan (x, y), c'est-à-dire perpendiculairement aux deux directions de spin initiales. L'angle de polarisation dans le plan (x, y) est donné par le déphasage nucléaire.

$$\vec{p}_0 = \frac{< \psi \mid \vec{\sigma} \mid \psi >}{I_0} = \begin{pmatrix} \cos\chi \\ \sin\chi \\ 0 \end{pmatrix} . \tag{4.3}$$

Ainsi, un état initial pur se transforme en un état final pur qui est différent des deux états existants avant la superposition. La figure interférentielle apparaît uniquement si une analyse de la polarisation est effectuée dans les directions $\mid x >$ ou $\mid y >$. Si l'analyseur est placé dans la direction $\mid z > -$(ou $\mid -z >$), on n'observe aucune modulation de l'intensité.

La deuxième version de l'expérience de superposition de spin a été réalisée avec un inverseur à résonance de type Rabi qui est également couramment utilisé en physique des neutrons polarisés. Cette espèce d'interaction dépend de la variable temps et, en sus de l'inversion de spin ; un échange de l'énergie de résonance $E_{HF} = \hbar\omega_r$ a lieu entre le neutron et le résonateur, dont il doit être tenu compte dans l'expérience interférométrique. Cet échange d'énergie fut observé lors d'une expérience séparée, où la résolution en énergie ΔE de l'appareil était meilleure que la séparation Zeeman en énergie ($\Delta E < E_{HF}$). Cette expérience fut réalisée suivant une proposition de Drabkin et Zhitnikov [31]. Pour obtenir une inversion de spin complète, la fréquence du champ doit correspondre à la condition de résonance et l'amplitude B_1 doit remplir la condition $\mid \mu \mid B_1 l/\hbar v = \pi$, où l est la longueur de la bobine. Des champs oscillants sont utilisés au lieu de champs purement rotatifs et, par conséquent, une seule composante contribue à la résonance ; ceci occasionne un léger décalage de la fréquence de résonance par rapport à la fréquence de Larmor $\omega_L = 2 \mid \mu \mid B_0/\hbar$ provenant de l'effet Bloch-Siegert ($\omega_r = \omega_L[1 + (B_1^2/16B_0^2)]$[32,33].

Ainsi la fonction d'onde du faisceau passant par l'inverseur se modifie suivant la relation

$$\psi \to e^{i\chi} e^{i(\omega - \omega_r)t} \mid -z > . \tag{4.4}$$

De la sorte, un état de spin up et un état de spin down se superposent au niveau de la troisième lame. La polarisation finale du faisceau dans la direction avant est donnée par

$$\vec{p}_0 = \begin{pmatrix} \cos(\chi + \omega_r t) \\ \sin(\chi_0 + \omega_r t) \\ 0 \end{pmatrix} \tag{4.5}$$

et se trouve à nouveau dans le plan (x, y) mais tourne dans ce plan à la fréquence de résonance (Larmor) sans être dirigée par un champ magnétique. Une méthode stroboscopique fut utilisée pour observer cet effet. La direction de la polarisation dans le plan (x, y) dépend de l'état (phase) du champ de résonance et, en conséquence, doit être mesurée de manière synchrone avec cette phase.

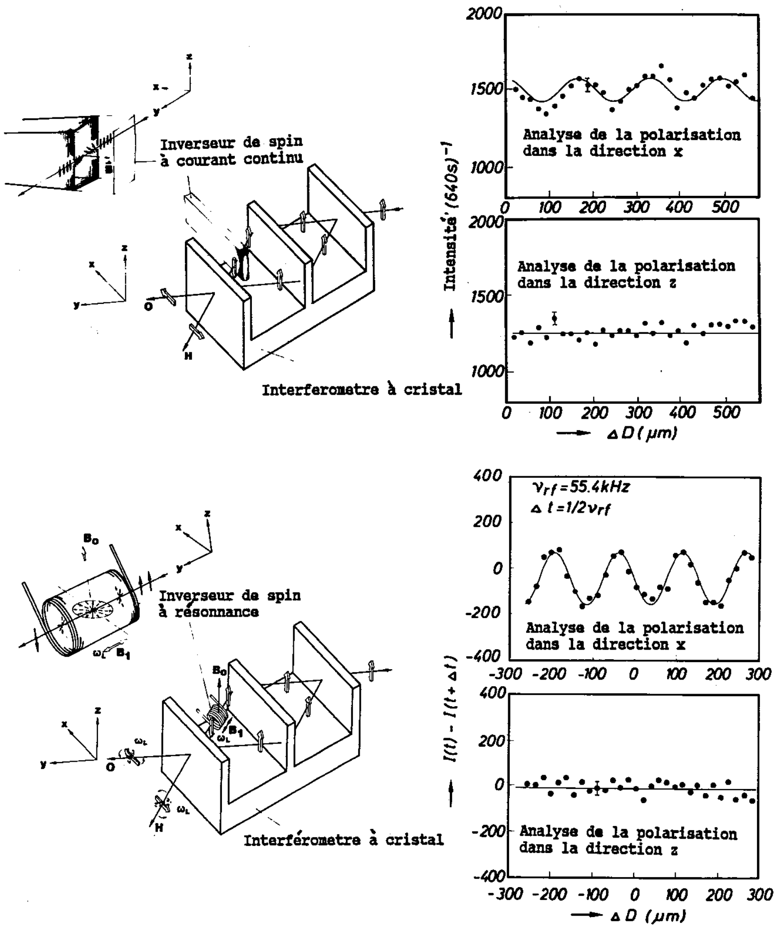

Figure 6. Dessin des dispositifs expérimentaux utilisés pour l'expérience de superposition statique de spins (partie supérieure) et l'expérience de superposition de spins dépendante du temps (partie inférieure) avec les résultats caractéristiques correspondant [26,27].

La figure interférentielle observée (Fig.6) démontre que la cohérence persiste, quoiqu'un échange d'énergie bien défini entre le neutron et l'appareillage existe. Ainsi, un échange d'énergie n'est pas automatiquement un processus de mesure. Comme il sera vu plus tard, le photon échangé ne peut pas être utilisé pour une mesure quantique "non-destructrice". Dans notre expérience, l'argument suivant, fondé sur différentes relations d'incertitude, peut être utilisé :

- Premièrement, un photon unique absorbé ou émis dans le résonateur ne peut pas être détecté à cause de la relation d'incertitude liant le nombre et la phase des photons ; cette relation peut être écrite sous la forme [34,35]

$$(\Delta N)^2 \frac{(\Delta S)^2 + (\Delta C)^2}{< S >^2 + < C >^2} \geq 1/4, \tag{4.6}$$

où S et C peuvent être exprimés à l'aide des opérateurs de création et d'annihilation $C = (a_- + a_+)/2$ et $S = (a_- - a_+)/2i$ dont les éléments de matrice associent des états de Glauber cohérents entre eux. Pour notre propos, cette relation peut être utilisée sous sa forme simplifiée

$$< \Delta N^2 >< \Delta\theta^2 > \geq 1/4. \tag{4.7}$$

L'incertitude sur le nombre de photons dans le résonateur est minimisé pour un résonateur à état cohérent par $\Delta N = \sqrt{< N >}$ [36] et, par conséquent, la limite inférieure pour l'incertitude sur la phase devient $\Delta\theta = 1/(2\sqrt{< N >})$. Parce que, dans cette sorte d'expérience de superposition de spin, la détermination de la phase du champ existant dans l'inverseur doit être meilleure que $\theta \leq 1/2$ pour la méthode stroboscopique, il n'est pas possible d'observer un photon absorbé ou émis s'il est unique ($\Delta N \leq 1$).

Deuxièmement, une autre version de la détection du chemin de faisceau s'appuie sur l'observation du changement en énergie du neutron. Ceci peut seulement être réalisé si la résolution en énergie de l'instrument remplit la relation $\Delta E \leq 2\mu B_0$. Par ailleurs, la méthode de mesure stroboscopique nécessite des canaux ayant une largeur en temps $\Delta t \leq \nu_{HF}/2 = h/4 \mid \mu \mid B_0$, ce qui impose une autre contrainte pour l'expérience. Ces deux conditions ne peuvent être remplies en ce qui concerne la relation d'incertitude temps-énergie des paramètres du faisceau $\Delta E \Delta t \leq \hbar/2$. En conséquence, il faut conclure qu'une détection simultanée du chemin de faisceau à travers l'interféromètre et de la figure d'interférence reste impossible.

Il a été avancé par le groupe de Vigier [37,38] qu'une nouvelle information concernant la dualité onde-corpuscule peut être obtenue en utilisant des bobines résonnantes dans les deux faisceaux cohérents. Ils ont calculé le potentiel quantique et les trajectoires du faisceau [39,40] dans le cadre de l'interprétation stochastique causale de la mécanique quantique (Fig. 13). Malheureusement, les résultats de ces calculs sont identiques à ceux obtenus en utilisant la mécanique quantique ordinaire et, en conséquence, choisir l'un ou l'autre de ces points de vue reste un problème épistémologique. Les expériences correspondantes seront discutées au prochain chapitre.

5. Expérience à double bobine

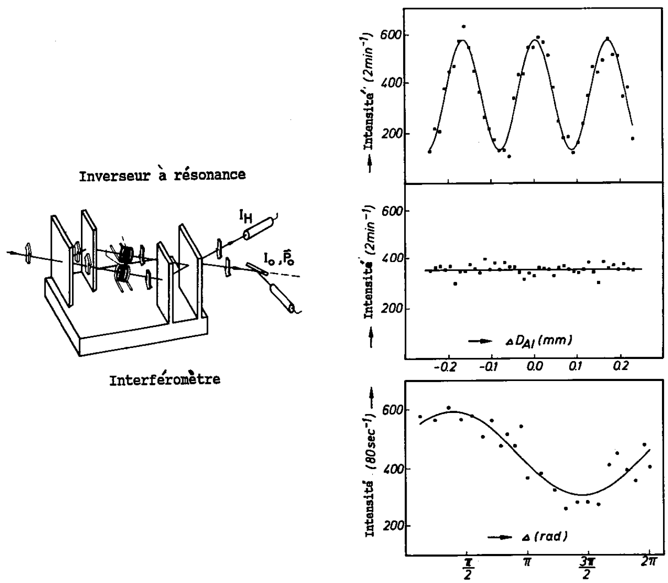

Figure 7. Dessin du dispositif expérimental utilisé pour l'expérience à double bobine résonnante (partie droite) et figure représentant les résultats de cette expérience (partie gauche) [41,42]. En haut : champs obtenus à l'aide d'un inverseur synchrone travaillant à la fréquence $\gamma_r = 71,90kHz$ (Equ. (5.2)). Au milieu : champs obtenus à l'aide des deux inverseurs fluctuant légèrement et de manière indépendante à la fréquence $\gamma_r = (71,92 \pm 0,02)kHz$ (Equ. (5.5)). En bas : figure d'interférences obtenue en fonction du déphasage Δ entre les deux champs-inverseurs pour la fréquence $\gamma_r = 71,90kHz$ (Equ. (5.4)).

Le dispositif expérimental pour l'expérience utilisant une double bobine est présenté (Fig. 7) [41,42]. La polarisation finale pointe dans la direction $\mid -z >$ et le transfert d'énergie $\hbar\omega_r$ peut être plus petit ou plus grand que la résolution en énergie ΔE car cette information ne peut en aucun cas être associée à une détection de chemin de faisceau. La procédure expérimentale suivait la proposition du groupe de Vigier [37,38]. Selon nos considérations précédentes, le changement dans les fonctions d'onde sous l'action des inverseurs à résonance travaillant à la fréquence de résonance peut s'écrire dans le cas de neutrons incidents polarisés (suivant $\mid z >$) et pour les différents modes opératoires comme suit :

a) Les deux inverseurs sont commandés de manière synchrone sans qu'il existe de déphasage entre les champs régnant dans les inverseurs :

$$\psi \rightarrow e^{i(\omega-\omega_r)t} \mid -z> + e^{i\chi} e^{i(\omega-\omega_r)t} \mid -z> . \tag{5.1}$$

Ceci se traduit par une intensité de modulation :

$$I_0 \propto 1 + \cos\chi \tag{5.2}$$

indépendante des champs inverseurs.

b) Les deux inverseurs sont commandés de manière synchrone mais il existe une différence de phase Δ entre les champs :

$$\psi_0 \rightarrow e^{-i(\omega-\omega_r)t} \mid -z> + e^{i\chi} e^{i\Delta} e^{i(\omega-\omega_r)t} \mid -z> . \tag{5.3}$$

Dans ce cas, l'intensité de modulation est donnée par :

$$I_0 \propto 1 + \cos(\chi + \Delta). \tag{5.4}$$

c) Les deux inverseurs sont commandés de manière asynchrone : en conséquence, il existe entre les champs inverseurs un déphasage $\Delta(t)$ qui varie aléatoirement avec le temps et dont l'effet moyen sur un intervalle de mesure est nul. Il vient alors

$$I_0 \propto \quad \text{constante} \tag{5.5}$$

Dans ce contexte, il doit être mentionné que, même pour ce cas, des phénomènes peuvent être observés à condition qu'une étude stroboscopique soit réalisée ($I_0 = I_0(\Delta)$).

Les résultats des expériences décrites plus haut sont présentés (Fig. 7). Un accord complet avec les prédictions théoriques est constaté. Les propriétés d'interférence persistent quoiqu'un échange d'énergie $\hbar\omega_r$ ait certainement lieu. Seuls les quanta situés dans une bande d'énergie étroite autour de $\hbar\omega_r$, et aucun autre, sont excités dans l'inverseur à résonance. Par conséquent, on pourrait supposer que l'inversion du spin et le processus de transfert de l'énergie à un neutron intervienne dans l'une des deux bobines, ce qui démontrerait que le neutron a choisi l'un quelconque des deux chemins possibles. Mais même cette assertion peu fondée nécessiterait le recours au concept d'ondes-pilote, aux potentiels quantiques etc. ; ceci conduirait immédiatement à poser des questions relatives à l'interprétation de la mécanique quantique, qui ne sont pas le sujet de cet article.

6. Quantités macroscopiques intervenant dans les relations d'incertitude

Grâce à l'optique neutronique utilisant un cristal parfait, la résolution en quantité de mouvement ou en énergie peut être augmentée jusqu'à une valeur telle que les grandeurs conjuguées associées atteignent des dimensions macroscopiques.

En premier lieu, le cristal parfait peut être considéré comme un collimateur très étroit dont la divergence angulaire est donnée approximativement par le rapport entre la constante caractéristique du réseau et l'épaisseur du cristal (d_{hkl}/t). Cette propriété devient visible sur les séries de courbes oscillantes de Laue, où la convolution des courbes de réflexion individuelles présente un "pic" central très étroit [43,44] qui montre des similitudes avec l'effet de focalisation diffractionnelle qui fut traitée la première fois pour les rayons X [45]. Les courbes de réflexion individuelles sont bien décrites grâce à la théorie dynamique de la diffraction et leur expression analytique peut s'écrire comme suit [7,8] :

$$P(y) = \frac{\sin^2 \sqrt{A(1+y^2)}}{1+y^2} \tag{6.1}$$

où A est une quantité réduite reliée à l'épaisseur du cristal parfait et où y décrit la déviation par rapport à l'angle de Bragg exact. Au même moment, un étroit faisceau incident est élargi en passant à travers tout "l'éventail" de Borrmann (Borrmann fair) dont la dimension à la sortie est donnée à partir de l'épaisseur (t) des plaques cristallines comme

$2t \cdot \operatorname{tg}\theta_B$. La variation rapide de l'intensité le long de la courbe de réflexion ou à travers l'éventail de Borrmann (franges de la solution pendulaire "Pendellösung") est occasionnée par la variation rapide des phases des ondes excitées à l'intérieur du cristal. Les courbes oscillantes correspondantes sont obtenues par la convolution de ces courbes finement structurées. Il est possible de les interpréter comme des fonctions d'auto-corrélation qui peuvent être reliées aux relations d'incertitude [46]. La forme analytique du pic central de ces courbes oscillantes multiples de Laue peut s'écrire [47] :

$$I_p \propto \frac{J_1(2Ay)}{Ay}. \tag{6.2}$$

La largeur à mi-hauteur est donnée par l'expression

$$\delta\theta = 0.7\frac{d_{hkl}}{t} \tag{6.3}$$

et est de l'ordre de plusieurs millièmes de seconde d'arc. L'incertitude correspondante sur le moment ($\Delta k \simeq k\ \delta\theta$) est de l'ordre du cm^{-1} et, en conséquence, ΔX, l'incertitude en position tirée de la relation d'incertitude liant la position à la quantité de mouvement, devient de l'ordre du cm. Les formules pour les courbes oscillantes de Laue de troisième espèce et pour plusieurs autres contributions aux courbes oscillantes peuvent être trouvées dans la littérature [47].

Les expériences ont été exécutées à l'aide de systèmes monolithiques à lames multiples en faisant tourner un matériau en forme de coin autour de l'axe du faisceau ; ceci permet un contrôle adéquat des petites déflections de faisceau dans le plan horizontal qui se trouve être le seul plan sensible pour les réflexions dans un cristal parfait. Cette déflection est donnée par les propriétés du matériau, par l'angle β du coin et par l'angle de rotation α autour de l'axe du faisceau

$$\delta = \frac{Nb_c\lambda^2}{\pi}\operatorname{tg}(\frac{\beta}{2})\sin\alpha. \tag{6.4}$$

L'élargissement du pic central dû à l'insertion d'une fente macroscopique est présenté (Fig. 8) [48].

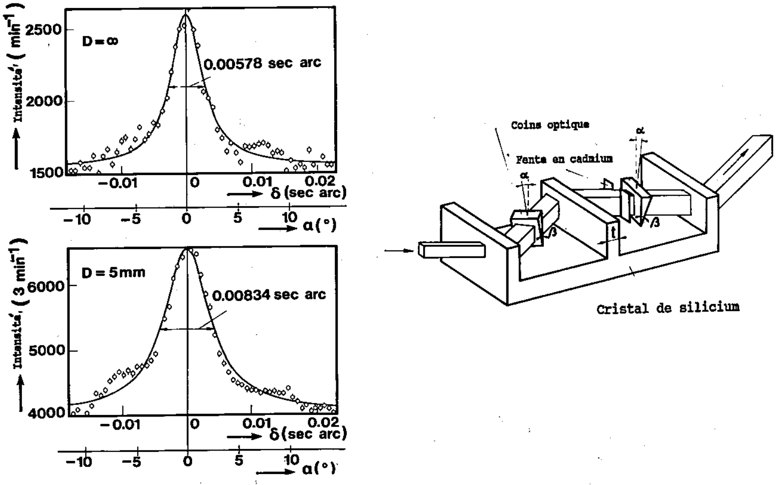

Figure 8. Dispositif expérimental utilisé pour l'observation des courbes oscillantes triples de Laue et élargissement du pic central étroit provenant de la diffraction par une fente de $5mm$ de largeur [48].

Plus récemment, les mesures avec des réseaux à transmission macroscopiques ont montré des résultats similaires. Quoique la longueur d'onde des neutrons soit plus petite que la largeur de la fente, d'un facteur 10^8 environ, l'élargissement devient visible grâce à la haute résolution angulaire de tels systèmes. Ceci peut être également compris en considérant la grande longueur de cohérence transversale du faisceau à travers l'intégralité de l'éventail de Borrmann $(2t \cdot \mathrm{tg}\,\theta_B)$.

Une alternative à la haute résolution en quantité de mouvement précédemment discutée réside en une résolution en énergie extrêmement grande. Celle-ci peut être obtenue en modifiant légèrement le dispositif expérimental utilisé lors de l'expérience à double bobine décrite dans le chapitre 5. Si les fréquences des deux bobines sont choisies légèrement différentes, le transfert en énergie devient également différent ($\Delta E = \hbar(\omega_{r1} - \omega_{r2})$. La différence en fréquence peut être rendue très petite si des synthétiseurs de grande qualité sont utilisés pour générer le champ. Les efficacités d'inversion pour les deux bobines sont toujours très proches de 1 (mieux que 0,99). Dans ces conditions, les fonctions d'onde changent pour devenir :

$$\psi \to e^{i(\omega - \omega_{r1})t} \mid -z > + e^{i\chi} e^{i(\omega - \omega_{r2})t} \mid -z > . \tag{6.5}$$

En conséquence, l'intensité en aval de l'interféromètre présente un effet de battement quantique typique qui est donné par l'expression

$$I \propto 1 + \cos[\chi + (\omega_{r1} - \omega_{r2})t]. \tag{6.6}$$

Ainsi, l'intensité en aval de l'interféromètre oscille entre le faisceau non dévié et le faisceau dévié sans qu'un changement apparent puisse être détecté dans l'interféromètre [41,42]. La constante de temps de cette modulation peut atteindre un domaine de valeurs macroscopiques et satisfait à nouveau à une relation d'incertitude $\Delta E \cdot \Delta t \leq \hbar/2$. La figure 9 montre le résultat d'une expérience pour laquelle la période de la modulation en intensité $T = 2\pi/(\omega_{r1} - \omega_{r2})$, qui est provoquée par une différence de fréquence de $0,02 Hz$ environ, prend la valeur $T = (47,90 \pm 0,15)s$.

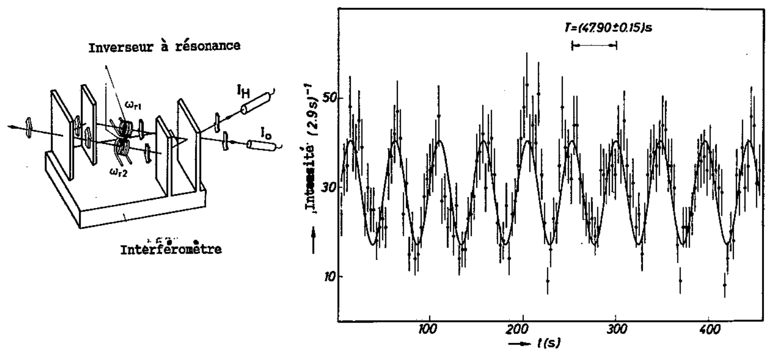

Figure 9. Effet de battement quantique obtenu quand les fréquences des deux bobines de l'inverseur diffèrent de $0,02Hz$ environ pour une fréquence de $71,89979kHz$ [42].

Ceci correspond à une différence moyenne pour le transfert en énergie entre les deux faisceaux $\Delta E = 8,6 \times 10^{-17} eV$ et à une sensibilité en énergie de $2,7 \times 10^{-19} eV$ qui est meilleure de plusieurs ordres de grandeur que celle obtenue à l'aide d'autres méthodes spectroscopiques avancées. Cette importante résolution est fortement découplée de la monochromaticité du faisceau neutronique qui était $\Delta E_B \simeq 5,5 \times 10^{-4} eV$ pour une énergie moyenne du faisceau $E_B = 0,023 eV$ dans ce cas. Il doit être mentionné que le résultat peut également être interprété comme étant produit par une phase $\Delta(t)$ variant lentement entre les deux champs inverseurs (cf. équation (5.4)), mais la description la plus physique s'appuie sur l'argument d'un transfert d'énergie différent.

La résolution extrêmement haute peut être utilisée pour des applications en physique fondamentale, en physique nucléaire et en physique du solide.

La dispersion en énergie ΔE_i du faisceau neutronique possède une limite inférieure intrinsèque qui résulte de la durée de vie du neutron, $\tau = 925$ s, soit, conformément à la relation $\Delta E_i \tau \geq \hbar/2$, $\Delta E_i = 3,5 \times 10^{-24} eV$. La décroissance apparaît dans les deux voies de faisceau et provoque l'émergence d'un facteur d'atténuation $\exp(-t/\tau) = \exp(-l\tau/v)$ qui est similaire à ceux mentionnés au chapitre 2.

7. Expériences en développement ou en préparation

Nous pensons que la plupart des expériences fondamentales montées en vue de vérifier les hypothèses de la mécanique quantique à l'aide de l'interférométrie neutronique ont été déjà effectuées. Il subsiste néanmoins des possibilités pour des répétitions plus précises de ces expériences sous des conditions encore meilleures qui pourraient produire des résultats spectaculaires dans un avenir plus ou moins proche. En outre, il existe peut-être des expériences nouvelles qui pourraient provoquer le développement ultérieur de l'optique neutronique avancée. Quelques exemples de telles expériences seront discutés plus bas :

a- Système à écho de phase

De tels systèmes sont similaires aux systèmes à écho de spin connus en spectroscopie avancée [49], mais utilisent la phase de la fonction d'onde au lieu de l'angle de la précession de Larmor comme quantité mesurable [50]. Le motif interférentiel disparaît si le déplacement longitudinal des paquets d'onde provoqué par un déphaseur devient plus grand que la longueur de cohérence longitudinale du faisceau $(\chi \cdot \lambda/2\pi) > \lambda^2/\Delta\lambda$ cf. également (Fig. 3). Ce comportement a été observé expérimentalement [51,52]. En appliquant un déphasage de signe opposé dans le même faisceau ou le même déphasage dans le second faisceau de l'interféromètre, le motif interférentiel estompé peut être retrouvé avec son plein contraste, ainsi qu'il est montré schématiquement sur la figure

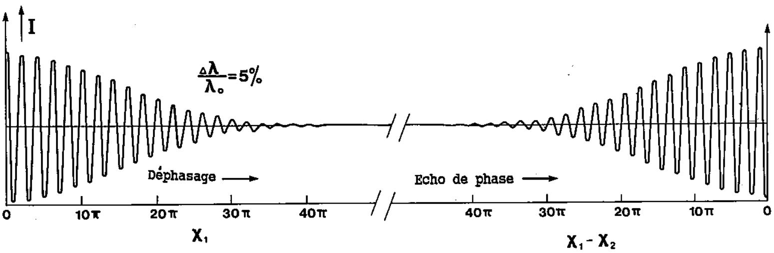

Figure 10. Principe d'un système à écho de phase [50].

De telles expériences peuvent démontrer qu'une information sur la phase peut exister quoique le signal mesuré se présente comme un mélange statistique. Les propriétés de cohérence peuvent être rétablies si une méthode de mesure appropriée est employée. Cette méthode établira un nouvel horizon si elle est combinée avec l'interféromètre à lames multiples (partie (*c*)), où les propriétés d'interférence d'un faisceau déphasé peuvent être restaurées au sein de l'étape interférométrique suivante.

b- Interférométrie à faisceau pulsé

On peut remarquer qu'il existe toujours une superposition de fonctions d'onde dans un état stationnaire (ou au moins de composantes d'onde plane du paquet d'ondes provenant des deux chemins de faisceau) à la position du diviseur de faisceau et à l'endroit de la superposition. Ceci peut être éliminé en utilisant un hacheur de faisceau qui produit des salves dont les longueurs sont plus petites que la dimension de l'interféromètre (Fig. 11).

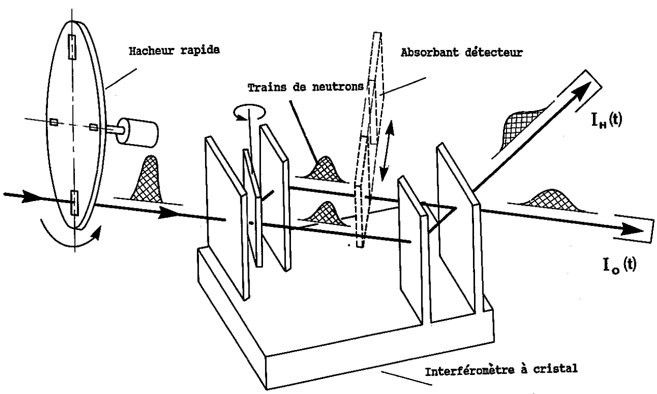

Figure 11. Croquis de l'appareillage utilisé lors d'expériences d'interférences obtenues à l'aide de faisceaux pulsés.

L'extension spatiale de la fonction d'onde des ondes de matière, qui est connue et possède l'expression

$$[\Delta x(t)]^2 = [\Delta x(0)]^2 + \left(\frac{(\hbar/2m)t}{\Delta x(0)}\right)^2 \tag{7.1}$$

n'a aucune influence sur les propriétés interférentielles dans toutes les situations pratiques pour lesquelles la longueur des salves de faisceau Δx est beaucoup plus grande que la longueur de cohérence, $\lambda^2/\Delta\lambda$. Néanmoins, de telles expériences rendront plus profonde la discussion au sujet de l'effondrement du champ d'onde dans le cas d'un absorbant (cf. Chapitre 2) et de nouveaux types d'expériences à choix différé deviendront possibles qui permettront de prendre la décision au sujet de la détection de l'interférence ou du chemin de faisceau après que la salve aura passé le diviseur du faisceau.

c- Interférométrie à lames multiples

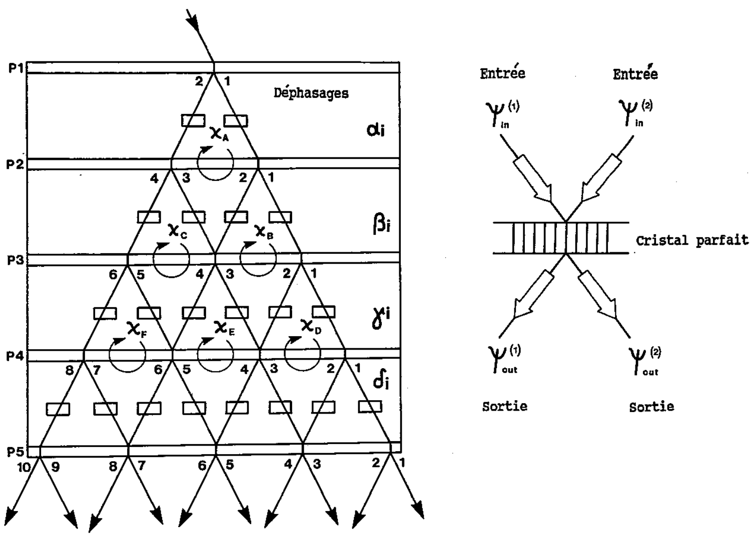

Figure 12. Représentation d'un interféromètre à lames multiples où les différentes boucles interférentielles sont indiquées (partie gauche) et principe du mélange cohérent de faisceaux (partie droite).

Un interféromètre à cinq lames est présenté (Fig. 12). Dans ce dispositif, différentes boucles interférentielles sont liées ensemble par des chemins de faisceau communs. La description théorique suit le formalisme développé dans le cas standard à trois lames [9,10], mais les propriétés interférentielles attendues présentent quelques nouvelles caractéristiques qui n'existent pas pour un interféromètre standard. La description théorique intégrale suit le traitement utilisé dans le cas des rayons X [53,54] ; dans la suite, nous considérons un interféromètre à quatre lames et indiquons les intensités moyennes des faisceaux interférant en aval de cet appareil :

$$\begin{aligned}
I_3 &= K_2[3 + 2\cos(\chi_A + \chi_B) + 2\cos\chi_1 + 2\cos\chi_B] \\
I_4 &= K_1 + 2K_3 - 2K_2[\cos(\chi_A + \chi_B) + \cos\chi_B] + 2K_3\cos\chi_A \\
I_5 &= 2K_2 + K_4 + 2K_2\cos(\chi_A + \chi_C) - 2K_3[\cos\chi_A + \cos\chi_C] \\
I_6 &= K_1 + 2K_3 - 2K_2[\cos(\chi_A + \chi_C) + \cos\chi_A] + 2K_3\cos\chi_C
\end{aligned} \tag{7.2}$$

avec

$$K_1 = \frac{417\pi}{1048}, K_2 = \frac{79\pi}{1048}, K_3 = \frac{65\pi}{1048}, K_4 = \frac{175\pi}{1048}.$$

Chaque intensité dépend de deux déphasages nets introduits par deux boucles interférentielles. Les premières investigations expérimentales sont en accord avec ces prédictions [54]. Les intensités et les propriétés d'interférence des boucles B et C peuvent partiellement être contrôlées par la première boucle interférentielle. Il y a des positions supplémentaires de mélange à quatre ondes qui assurent de nouveaux aspects à l'optique neutronique cohérente. Les intensités à l'intérieur de ces boucles interférentielles peuvent être influencées de manière cohérente non seulement au niveau du diviseur, mais aussi à celui du miroir. Cette propriété peut être utile pour fabriquer des états de neutrons comprimés [55] et de nouveaux systèmes pour grouper les neutrons. Ces formules ont été vérifiées en évaluant l'influence que peut avoir un déphaseur quand il est placé dans un faisceau d'intensité nulle (p.ex. γ_3 si $\chi_A = \pi$). Elles ne laissent prévoir aucune influence de ce genre. Les absorbants et les déphaseurs épais produisant des déphasages de l'ordre de grandeur de la longueur de cohérence conduisent à des effets additionnels.

8. Discussion

Tous les résultats des expériences d'interférométrie neutronique sont bien décrits par le formalisme de la mécanique quantique. D'après le principe de complémentarité tiré de l'interprétation de l'Ecole de Copenhague, l'image ondulatoire doit être utilisée pour décrire les phénomènes observés. La question de savoir comment les propriétés de particule du neutron, bien connues, sont transférées à travers l'interféromètre n'est pas significative dans cette interprétation mais pourrait l'être d'un point de vue physique. De la sorte, d'autres interprétations devraient être incorporées dans la discussion de telles expériences. L'image particulaire peut être préservée si l'existence d'ondes-pilote est supposée ou si un potentiel quantique conduit la particule à la position prédite. Les calculs correspondants ont été exécutés pour un système interférométrique simplifié [39,40]. Le potentiel quantique non local et les trajectoires des faisceaux sont montrés (Fig. 13).

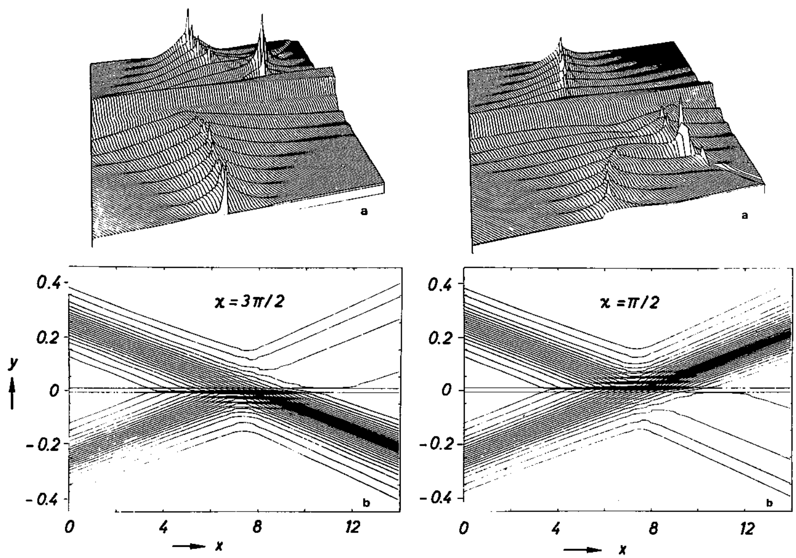

Figure 13. Potentiel quantique et trajectoires de faisceaux à l'endroit de la superposition de ces derniers pour un déphasage de $\chi = 3\pi/2$ (partie gauche) et $\gamma = \pi/2$ (partie droite) [39].

L'autre représentation, conforme à l'image ondulatoire, est rendue visible sur la figure 14 où la position des noeuds des champs d'onde superposés par rapport aux points du réseau détermine le chemin suivant lequel les ondes poursuivent leur route en aval de l'interféromètre.

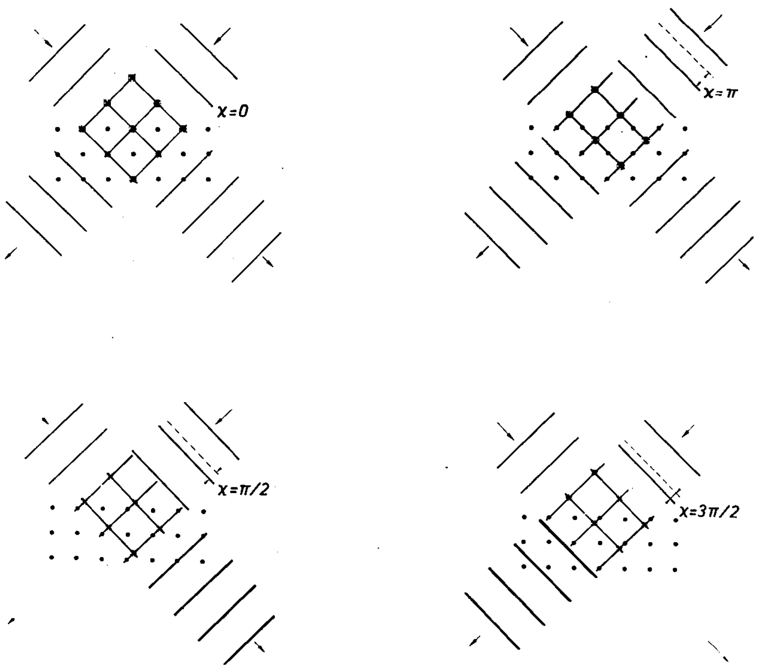

Figure 14. Noeuds du champ d'onde et points du réseau au niveau de la troisième lame interférométrique. La position relative des noeuds du champ d'onde par rapport aux points du réseau dépend du déphasage et détermine les faisceaux en aval de l'interféromètre.

Nous avons toujours essayé de réaliser des expériences objectives et ne souhaitons pas interférer avec une quelconque interprétation épistémologique de la mécanique quantique. De nouvelles expériences seront proposées, peut-être, ultérieurement qui permettront de choisir parmi l'une de ces différentes interprétations. Comme expérimentateurs, nous apprécions le travail de pionnier accompli par les fondateurs de la mécanique quantique qui ont établi cette théorie de base en s'appuyant sur si peu d'évidence expérimentale. Actuellement, nous possédons beaucoup plus de preuves directes, même à l'échelle macroscopique, mais, néanmoins, nous constatons que l'interprétation de la mécanique quantique dépasse l'intuition humaine dans certains cas. Seuls deux aspects des expériences discutés précédemment doivent être rappelés : 1) Comment chaque neutron, dans l'expérience de superposition de spin, peut-il être transféré d'un état pur initial dans la direction du vecteur $\mid z >$ dans un état pur dans la direction du vecteur $\mid x >$ en aval de l'interféromètre, si aucune rotation de spin n'intervient dans un faisceau et qu'un total renversement de spin a lieu dans l'autre voie de faisceau ? 2) Comment chaque neutron peut-il détenir l'information concernant le faisceau auquel il doit s'unir en aval de l'interféromètre, quand un échange d'énergie légèrement différent intervient dans chaque faisceau à l'intérieur de l'interféromètre et que la constante de temps de l'effet de battement est, par de nombreux ordres de grandeur, plus grand que le temps de vol à travers le système ?

Les expériences effectuées par notre groupe et celles qui sont rattachées aux problèmes de physique fondamentale ont été discutées dans cet exposé. Plusieurs articles de synthèse récents peuvent donner une vision plus large de l'état actuel de l'interférométrie neutronique [56-59].

Remerciements

Tous les résultats expérimentaux discutés en détail ici ont été obtenus par notre groupe d'interférométrie, composé de personnels venant de Dortmund, Grenoble et Vienne et travaillant près le réacteur à haut flux à Grenoble. La coopération à l'intérieur de ce groupe et principalement la coopération avec les collègues de notre Institut, qui sont cités dans les références, sont à souligner. Nous remercions G. Ratel du BIPM (Sèvres) pour la traduction française.

Références

[1] H. Maier-Leibnitz, T.Springer: Z.Physik **167** (1962).
[2] R. Gaehler, J. Kalus, W. Mampe: J. Phys. **E13** (1980) 546.
[3] H. Rauch, W. Treimer, U. Bonse: Phys. Lett. **A47** (1974) 369.
[4] W. Bauspiess, U. Bonse, H. Rauch, W. Treimer: Z.Physik **271** (1974) 177.
[5] A.I. Ioffe, V.S. Zabiyankan, G.M. Drabkin : Phys. Lett. **111** (1985) 373.
[6] U. Bonse, M. Hart: Appl.Phys.Lett. **6** (1965) 155.
[7] H. Rauch, D. Petrascheck: *Neutron Diffraction* (Ed.H.Dachs, Springer Verlag, Berlin 1978) Chap. 9.
[8] V.F. Sears: Can.J.Phys. **56** (1978) 1261.
[9] W. Bauspiess, U. Bonse, W. Graeff: J.Appl.Cryst. **9** (1976) 68.
[10] D. Petrascheck: Acta Phys.Austr. **45** (1976) 217.
[11] M.L. Goldberger, F. Sears: Phys.Rev. **71** (1947) 294.
[12] V.F. Sears: Phys.Rep. **82** (1982) 1.
[13] U. Bonse, H. Rauch (Eds.) : *Neutron Interferometry* (Clarendon Press, Oxford 1979).
[14] H. Rauch, E. Seidl, D. Tuppinger, D. Petrascheck, R. Scherm: Z.Physik **B69** (1987) 313.

[15] H. Rauch, J. Summhammer: Phys.Lett. **104A** (1984) 44.
[16] J. Summhammer, H. Rauch, D. Tuppinger: Phys.Rev. **A36** (1987) 4447.
[17] Y. Aharonov, L. Susskind: Phys.Rev. **158** (1967) 1237.
[18] H.J. Bernstein: Phys.Rev.Lett. **18** (1967) 1102.
[19] G. Eder, A. Zeilinger: Il Nuovo Cim. **34B** (1976) 76.
[20] H. Rauch, A. Zeilinger, G. Badurek, A. Wilfing, W. Bauspiess, U. Bonse: Phys.Lett. **A54** (1975) 425.
[21] S.A. Werner, R. Collella, A.W. Overhauser, C.F. Eagenir: Phys.Rev.Lett. **35** (1975) 1053.
[22] A. Zeilinger: Nature **294** (1981) 544.
[23] H.J. Bernstein: Nature **315** (1985) 42.
[24] H. Rauch, A. Wilfing, W. Bauspiess, U. Bonse: Z.Physik **B29** (1978) 281.
[25] M.V. Berry: Proc.Roy.Soc.London **A392** (1984) 45.
[26] J. Summhammer, G. Badurek, H. Rauch, U. Kischko, A. Zeilinger: Phys.Rev. **A27** (1983) 2523.
[27] G. Badurek, H. Rauch, J. Summhammer: Phys.Rev.Lett. **51** (1983) 1015.
[28] A. Zeilinger: in [13] p.241.
[29] E.P. Wigner: Am.J.Phys. **31** (1963) 6.
[30] B. Alefeld, G. Badurek, H. Rauch: Z.Physik **B41** (1981) 231.
[31] G.M. Drabkin, R.A. Zhitnikov: Sov.Phys.JETP **11** (1960) 729.
[32] F. Bloch, A. Siegert: Phys.Rev. **57** (1940) 522.
[33] H. Kendrick, J.S. King, S.A. Werner, A. Arott: Nucl.Instr.Meth. **79** (1970) 82.
[34] P. Carruthers, M.M. Nieto: Rev.Mod.Phys. **40** (1968) 411.
[35] R. Jackiw: J.Math.Phys. **9** (1968) 339.
[36] R.J. Glauber: Phys. Rev. **131** (1963) 2766.
[37] C. Dewdney, P. Gueret, A. Kyprianidis, J.P. Vigier: Phys.Lett. **102A** (1984) 291.
[38] J.P. Vigier: Pramana **25** (1985) 397.
[39] C. Dewdney: Phys.Lett. **109A** (1985) 377.
[40] C. Dewdney, P.R. Holland, A. Kyprianidis: Phys.Lett. **A119** (1986) 259.
[41] G. Badurek, H. Rauch, D. Tuppinger: Proc.Int.Conf. *New Techniques and Ideas in Quantum Measurement Theory*, N.Y.Jan.1986, 133, New York Academy of Science 1986.
[42] G. Badurek, H. Rauch, D. Tuppinger: Phys.Rev. **A34** (1986) 2600.
[43] U. Bonse, W. Graeff, R. Teworte, R. Rauch: Phys.Stat.Sol.(a) **43** (1977) 487.
[44] U. Bonse, W. Graeff, H. Rauch: Phys.Lett. **69A** (1979) 420.
[45] G.M. Aladzhadzhyan, P.A. Bezirganyan, O.S. Semerdzhyan, D.M. Vardanyan: Phys.Stat.Sol.(a) **43** (1977) 399.
[46] J.B.M. Uffink, J. Hilgevoord: Phys.Lett. **105A** (1984) 176.
[47] D. Petrascheck, H. Rauch: Acta Cryst. **A40** (1984) 445.
[48] H. Rauch, U. Kischko, D. Petrascheck, U. Bonse: Z.Physik **B51** (1983) 11.
[49] F. Mezei (Ed): *Neutron Spin Echo*, Lect. Notes in Physics **128**, Springer 180.
[50] G. Badurek, H. Rauch, A. Zeilinger: in 49) p. 136.

[51] H. Rauch: in 13) p.161.
[52] H. Kaiser, S.A. Werner, E.A. George: Phys.Rev.Lett. **50** (1983) 560.
[53] P.A. Bezirganyan, F.O. Eiramdshyan, K.G. Truni: Phys.Stat.Sol.(a) **20** (1973) 611.
[54] M. Heinrich, D. Petrascheck, H. Rauch: Z.Physik **B72** (1988) 357.
[55] B. Yurke: Phys.Rev.Lett. **56** (1986) 1515.
[56] A.G. Klein, S.A. Werner: Rep.Progr.Phys. **46** (1983) 259.
[57] D. Greenberger: Rev.Mod.Phys. **55** (1983) 875.
[58] H. Rauch: Contemp.Phys. **27** (1986) 345.
[59] S.A. Werner, A.G. Klein: in "Methods of Experimental Physics" **23**, Part A, 259 Academic Press 1986.

(Manuscrit reçu le 19 novembre 1988)