

La Violation de Parité de l'Atome au Nucléon

David Lhuillier
CEA Saclay Service de Physique Nucléaire
91191 Gif-sur-Yvette, France
dlhuillier@cea.fr

Abstract

La violation de parité, propriété exclusive de l'interaction faible, permet de mesurer les courants faibles neutres à basse énergie dans un domaine pourtant largement dominé par l'électromagnétisme. Ce cours présente une synthèse du vaste programme expérimental en cours sur l'atome, les noyaux et le nucléon. Il se compose principalement de trois sections consacrées respectivement à la mesure du contenu étrange du nucléon en diffusion d'électrons, aux techniques expérimentales de mesure de faibles asymétries et aux tests du modèle standard à basse énergie.

1 La symétrie de parité

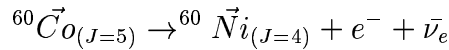
La parité est une symétrie discrète fondamentale. Mathématiquement elle est définie comme la réflexion par rapport à l'origine O du système de coordonnées. Cette opération peut être décomposée en une symétrie par rapport à un plan passant par O suivie d'une rotation de 180 degrés autour de l'axe perpendiculaire à ce plan et passant par O . En physique, l'invariance par rotation (conservation du moment cinétique total) réduit donc la symétrie de parité à la comparaison d'une observable avec son image dans un miroir.

Soit \mathcal{P} l'opérateur parité, on construit les quatre classes suivantes de quantités physiques à partir des vecteurs $\vec{u}, \vec{v}, \vec{w}$ de l'espace euclidien

$$\begin{aligned}\mathcal{P}(\vec{u}) &= -\vec{u}, & \text{vecteurs : } \vec{r}, \vec{p} \\ \mathcal{P}(\vec{u} \cdot \vec{v}) &= +\vec{u} \cdot \vec{v}, & \text{scalaires : } m, E \\ \mathcal{P}(\vec{u} \wedge \vec{v}) &= +\vec{u} \wedge \vec{v}, & \text{pseudo-vecteurs : } \vec{L}, \vec{s}, \vec{H} \\ \mathcal{P}(\vec{u} \wedge \vec{v} \cdot \vec{w}) &= -\vec{u} \wedge \vec{v} \cdot \vec{w}, & \text{pseudo-scalaires : } h = \vec{s} \cdot \vec{p}\end{aligned}\tag{1}$$

Le terme de vecteur axial est aussi employé pour les pseudo-vecteurs. La symétrie de parité nous semble naturelle car à l'échelle humaine la structure de la matière est dominée par l'électromagnétisme, qui respecte cette symétrie. Rien dans les liaisons atomiques ne favorise un état plus que son symétrique miroir¹. C'est pourquoi un objet dans un miroir nous paraît tout à fait réel. Pensez-y la prochaine fois que vous vous brossez les dents...

Ce côté empirique, naturel, de la symétrie de parité a conduit les physiciens à penser qu'elle était universelle. En 1956, une analyse pertinente des modes de décroissance des Kaons pousse T.D. Lee and C.L. Yang à remettre en cause cette "conjecture". Ils énoncent la possibilité pour l'interaction faible de violer la parité et proposent une série d'expériences[1]. L'une d'elle consiste à détecter les électrons de décroissance β d'un échantillon de Cobalt 60 polarisé dans un champ magnétique



La mesure est effectuée par M^{me} Wu la même année [2]. Le principe de son expérience, exposé figure 1, est riche d'enseignements pour toutes les futures mesures basées sur la violation de parité. Dans une première configuration (partie supérieure du schéma) le champ magnétique \vec{H} est orienté vertical vers le bas. Le spin du Cobalt s'aligne suivant \vec{H} et l'électron de décroissance β est détecté vers le haut. La conservation du moment cinétique total impose l'orientation du spin des produits de réaction comme indiqué. Le test de parité consiste alors à compter le taux d'électrons émis par le processus image miroir du premier. D'après les relations (1) la construction d'un tel processus nécessite de renverser toutes les positions et impulsions (vecteurs) sans changer les spins (pseudo-vecteurs). Cependant ceci nécessite un appareillage complètement symétrique qui est difficilement réalisable. En pratique on se ramène à la configuration inférieure du schéma dans laquelle toutes les positions et directions restent inchangées et seuls \vec{H} et les spins sont renversés. A une rotation de 180 degrés près, laissant la physique invariante, cette configuration est bien l'image par parité de la précédente. Dans l'expérience de M^{me} Wu le renversement de \vec{H} s'effectue simplement en inversant le courant dans la bobine d'excitation sans toucher au reste de l'appareillage.

Les résultats expérimentaux de la figure 1 montrent de façon indiscutable une asymétrie de taux de comptage. Quand le champ magnétique \vec{H} est vers le haut, il y a déficit en électrons de Cobalt 60 partant vers le haut. Si \vec{H} est dirigé vers le bas, il y a un excès en électrons vers le haut. L'électron de la désintégration β "préfère"

¹L'objet de la section 4.2 est de réfuter cette affirmation mais nous verrons que, bien que mesurés très précisément aujourd'hui, les effets de violation de parité dans les atomes restent loin au-delà du domaine "empirique" auquel nous référons ici.

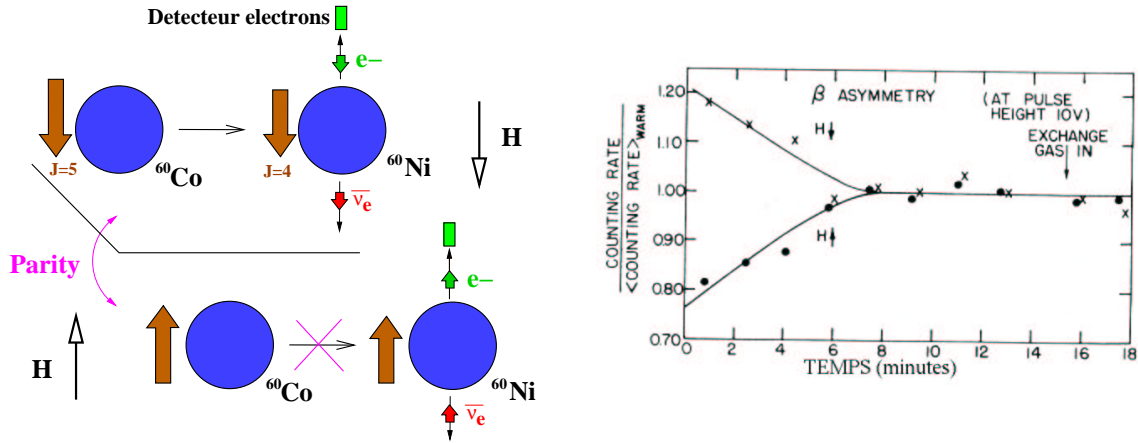


Figure 1: Gauche: schéma de l'expérience de M^{me} Wu. Le simple renversement du champ \vec{H} permet de comparer deux processus de désexcitation images par parité. Droite: illustration de l'asymétrie de taux de comptage électrons. L'évolution dans le temps est due au réchauffement de l'échantillon se dépoliarise.

la direction opposée au spin du noyau de Cobalt. Après 8 minutes, l'échantillon se réchauffe et se dépoliarise, l'asymétrie disparaît. La précision de cette première mesure ne permettait pas de chiffrer la violation de parité dans la désintégration β . De nombreux résultats montreront par la suite qu'elle est maximale: la désintégration faible du Cobalt produit *toujours* un électron gauche (spin aligné sur l'impulsion) et un anti-neutrino droit (spin anti-aligné). C'est l'origine du couplage $V - A$ de la théorie de l'interaction faible [3].

Une autre manière d'interpréter l'asymétrie non-nulle observée est de dire que la probabilité d'émission d'un électron β dépend fortement de la direction de son impulsion \vec{p} par rapport à \vec{H} , c'est-à-dire de la quantité pseudo-scalaire $(\vec{p} \cdot \vec{H})$. L'exemple de l'expérience de M^{me} Wu nous permet ainsi d'annoncer les premières règles d'or de tout test de violation de parité:

- Construire l'image par parité du processus observé en renversant un champ externe sans changer le dispositif expérimental.
- Définir une quantité pseudo-scalaire construite à partir de champs externes de l'expérience et des observables. La mesure d'une valeur non-nulle constitue un test de violation de parité.

2 Un faible pour le nucléon

La violation de parité est aujourd'hui incluse dans le cadre de l'unification électrofaible [4]. L'expression des vertex faibles chargé et neutre est rappelée figure 2 avec²

$$\begin{aligned} g_f^V &= 2T_{f,L}^3 - 4Q_f \sin^2 \theta_W \\ g_f^A &= -2T_{f,L}^3 \end{aligned} \quad (2)$$

Les fermions gauches sont regroupés dans des doublets d'isospin faible dont la troisième composante $T_{f,L}^3$ vaut $\pm 1/2$ (tableau 1). Le courant chargé ne se couple qu'à ces doublets, traduisant la violation de parité maximale de l'expérience de Mme Wu. En revanche l'unification électrofaible fait apparaître un terme supplémentaire dans le couplage vectoriel du courant neutre dépendant de la charge électrique et de l'angle de mélange de Weinberg θ_W . Il en résulte une violation de parité partielle, en accord avec les observations expérimentales.

Nous montrons dans cette partie du cours comment le courant neutre faible devient

The figure shows two Feynman diagrams representing weak current vertices. The left diagram shows a dashed line labeled W^\pm entering from the left, and two solid lines exiting to the right: one labeled e^\pm and the other labeled $\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_e$. Below this diagram is the expression $-i \frac{g}{\sqrt{2}} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5)$ and the text 'Violation maximale de \mathcal{P} '. The right diagram shows a dashed line labeled Z^0 entering from the left, and two solid lines exiting to the right: one labeled f and the other labeled \bar{f} . Below this diagram is the expression $-i \frac{g}{4 \cos \theta_W} \gamma^\mu (g_f^V + g_f^A \gamma^5)$ and the text 'Violation partielle de \mathcal{P} '.

Figure 2: Vertex des courants faibles chargé (gauche) et neutre (droite).

une nouvelle sonde de la matière hadronique en diffusion élastique d'électrons. A l'instar de l'électromagnétisme, l'interaction faible présente en effet les qualités d'une sonde bien connue théoriquement et se prêtant parfaitement à un traitement perturbatif.

Nous commençons par un rappel sur les facteurs de forme électriques et magnétiques qui contiennent l'information sur les distributions internes de charge et de courant du nucléon dans le cas de l'échange d'un photon. Nous montrons comment la combinaison des données sur le proton et sur le neutron permet d'extraire la contribution des

²On trouve aussi dans la littérature la convention $g_f^V = T_{f,L}^3 - 2Q_f \sin^2 \theta_W$ et $g_f^A = T_{f,L}^3$ avec le vertex de courant neutre $-i \frac{g}{\cos \theta_W} \gamma^\mu \frac{1}{2} (g_f^V - g_f^A \gamma^5)$. Cette expression reste identique à celle de la figure 2. La seule conséquence est de changer la normalisation des facteurs de forme faibles.

saveurs de quarks u et d à ces distributions.

La même approche en courant faible neutre élastique introduit les facteurs de forme faibles du nucléon, analogues des facteurs de forme électromagnétiques pour l'échange du Z^0 . Cette nouvelle information complémentaire permet de décomposer les distributions internes sur une base de trois saveurs de quarks (u, d, s) au lieu de deux. On accède ainsi au contenu étrange du nucléon qui est décorrélé de l'état de valence (u, d) et teste notre compréhension des fluctuations $q\bar{q}$ au sein du nucléon.

Expérimentalement le courant faible neutre est isolé du courant électromagnétique

fermions	\mathcal{Q}_f	$T_{f,L}^3$	g^V	g^A
ν_e, ν_μ, ν_τ	0	1/2	1	-1
e, μ, τ	-1	-1/2	$-1 + 4 \sin^2 \theta_W$	1
u,c,t	2/3	1/2	$1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W$	-1
d,s,b	-1/3	-1/2	$-1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W$	1

Table 1: Charge électrique \mathcal{Q}_f , troisième composante de l'isospin faible $T_{f,L}^3$, charge vectorielle g^V et charge axiale g^A des fermions.

très dominant par la mesure d'asymétries de violation de parité. Ces asymétries sont proportionnelles à l'interférence photon- Z^0 et donc fonctions des facteurs de formes électromagnétiques et faibles. Nous présentons l'ensemble du programme expérimental et la stratégie adoptée pour séparer les contributions électrique et magnétique sur un large domaine cinématique.

2.1 Les facteurs de forme électromagnétiques

La première évidence d'une structure interne au nucléon provient de la mesure de son moment magnétique qui dévie fortement de la prédiction de Dirac pour une particule ponctuelle. Cependant cette quantité reste une caractéristique globale du nucléon et ne renseigne pas directement sur les distributions internes. La réalisation dans les années 50 de faisceaux d'électrons de plusieurs dizaines de MeV a permis pour la première fois "d'observer" le nucléon avec une résolution comparable à sa taille [6]. En diffusion élastique, l'inconnue de la structure interne est paramétrisée par des fonctions en facteur devant chaque terme du courant hadronique le plus général que l'on puisse écrire. En utilisant les notations de la figure 3 l'amplitude de la diffusion élastique s'écrit

$$\mathcal{M} = j^\mu \left(\frac{1}{Q^2} \right) J_\mu$$

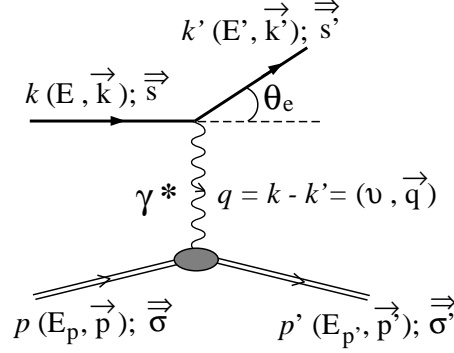


Figure 3: Notations de la diffusion élastique électron-proton. Les symboles avec une flèche double réfèrent au spin des particules.

avec les courants leptonique j^μ et hadronique J_μ

$$\begin{aligned}
 j^\mu &= (ie) \bar{u}(k', s') \gamma^\mu u(k, s) \\
 J_\mu &= \bar{u}(p', \sigma') (-ie) \left[F_1^{\gamma, N} \gamma_\mu + \frac{1}{2M_p} F_2^{\gamma, N} i\sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] u(p, \sigma)
 \end{aligned} \tag{3}$$

$F_1^{\gamma, N}(Q^2)$ et $F_2^{\gamma, N}(Q^2)$ sont appelés les facteurs de forme de Dirac et de Pauli. Par la suite la dépendance en Q^2 sera implicite, pour simplifier l'écriture. Dans la limite de bas transfert ($q \ll k, k', p, p'$) la cible réapparaît comme ponctuelle et l'expression de J_μ tend vers celle du courant leptonique. La normalisation $F_1^{\gamma, N}(0)$ correspond à la charge électrique \mathcal{Q}_N de la cible. $F_2^{\gamma, N}(0) = \kappa_N$ apparaît comme une correction au moment magnétique de Dirac, avec $\mu_N = \mathcal{Q}_N + \kappa_N$ et μ_N le moment magnétique du nucléon en unité de magnéton nucléaire. En pratique on utilise les facteurs de forme de Sachs [7], combinaisons linéaires des précédents

$$\begin{cases} G_E^{\gamma, N} = F_1^{\gamma, N} - \tau F_2^{\gamma, N} \\ G_M^{\gamma, N} = F_1^{\gamma, N} + F_2^{\gamma, N} \end{cases} \tag{4}$$

avec $\tau = Q^2/4M_N^2$. Les valeurs à l'origine pour le proton et le neutron correspondent alors aux charges et moments magnétiques

$$\begin{aligned}
 G_E^{\gamma, p}(0) &= 1 \quad , \quad G_M^{\gamma, p}(0) = \mu_p = 2.79 \\
 G_E^{\gamma, n}(0) &= 0 \quad , \quad G_M^{\gamma, n}(0) = \mu_n = -1.91
 \end{aligned}$$

Dans la limite de faible recul de la cible ($Q^2 \ll M_N^2$ et $E \simeq E'$), les facteurs de forme électrique et magnétique sont les transformées de Fourier des densités de charge et de magnétisation du nucléon [7]. Par un développement en puissance de l'impulsion transférée on montre que

$$G_E^{\gamma, N}(q^2) = \int \rho(r) \exp^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} d^3\vec{r} = 1 - \frac{1}{6}(\hbar c)^2 q^2 \langle r^2 \rangle^{Sachs} + \mathcal{O}(q^4)$$

ou $\langle r^2 \rangle$ est le rayon carré moyen de la distribution de charge, déduit de la pente à l'origine du facteur de forme

$$\langle r^2 \rangle^{Sachs} = -6 (\hbar c)^2 \left. \frac{dG_E^{\gamma, N}(q^2)}{dq^2} \right|_{q^2=0} = \int r^2 \rho(r) d\vec{r} \quad (5)$$

Cette quantité traduit l'étendue de la distribution de charge et donne une image de la "taille électrique" du nucléon

$$\sqrt{\langle r_p^2 \rangle^{Sachs}} = 0.870 \pm 0.008 fm \quad , \quad \langle r_n^2 \rangle^{Sachs} = -0.116 \pm 0.002 fm^2 \quad (6)$$

D'après l'équation (5) le rayon carré négatif traduit la prédominances de charges négatives à la périphérie et positives au centre. On remarque également que l'impulsion nécessaire pour sonder le proton avec une résolution équivalente à sa taille $q = \hbar c / \sqrt{\langle r_p^2 \rangle} \simeq 200 MeV/c$ est proche de son énergie de masse. Observer les détails de la structure interne implique donc un recul non-négligeable du nucléon qui empêche rapidement l'interprétation exacte en terme de transformée de Fourier. Les facteurs de forme deviennent moins intuitifs mais restent cependant des observables fondamentales du nucléon.

De façon similaire à l'équation (5) on peut définir un autre premier moment

$$\langle r^2 \rangle^{Dirac} = -6 (\hbar c)^2 \left. \frac{dF_1(q^2)}{dq^2} \right|_{q^2=0}$$

Ces quantités sont reliées simplement les unes aux autres par

$$\langle r^2 \rangle^{Sachs} = \langle r^2 \rangle^{Dirac} + \frac{3}{2} \frac{(\hbar c)^2}{M_N^2 c^4} \mu_N \quad (7)$$

Le terme correctif est appelé terme de Foldy. Pour le proton sa contribution est de 10% de $\langle r_p^2 \rangle^{Sachs}$. Dans le cas du neutron, la compensation globale des distributions de charges des quarks u et d rend $\langle r_n^2 \rangle^{Sachs}$ dominé par le terme de Foldy et $\langle r_n^2 \rangle^{Dirac}$ est négligeable. Les deux définitions de rayon de charge ne sont donc pas équivalentes.

Pour interpréter le terme de Foldy il est intéressant de noter que l'échelle de distance qui y apparaît est la longueur d'onde Compton du nucléon $\lambda_c = \hbar c / M_N$. Numériquement cette longueur est comparable au rayon que l'on cherche à mesurer ($\lambda_c \approx \langle r^2 \rangle / 4$). Or identifier les facteurs de forme en terme de transformée de Fourier des distributions n'est exacte que dans la limite d'un nucléon statique ($Q^2 \ll M_p^2$), c'est-à-dire localisé dans l'espace. Extraire le rayon de charge demande même de le localiser avec une précision bien meilleure que sa taille. On rentre alors en conflit avec le phénomène quantique du *zitterbewegung* [8] qui implique que toute

tentative de localisation d'une particule à mieux que λ_c fait apparaître des oscillations de la fonctions d'onde entre états nucléon et anti-nucléon. Une image équivalente est celle d'une particule dans un puit de potentiel de plus en plus étroit qui finit par faire passer le niveau fondamental au-dessus du seuil de création $N - \bar{N}$. Le terme de Foldy a donc une origine à la fois quantique et relativiste.

Ceci n'empêche pas de parler de rayon de charge du nucléon, il faut seulement accepter qu'il n'y a pas de définition unique. Dès lors qu'une définition est choisie il faut s'y tenir pour l'ensemble des calculs et interprétations. La passage d'une définition à l'autre fait intervenir des termes proportionnels à λ_c .

A partir des courants des Eq.(3), on obtient la formule de Rosenbluth [9] de la section efficace

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{eN \rightarrow eN}} = \underbrace{\frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \theta/2}}_{\frac{d\sigma}{d\Omega_{Mott}}} \frac{E}{E'} \left[\frac{G_E^{\gamma, N^2} + \tau G_M^{\gamma, N^2}}{1 + \tau} \cos^2 \theta/2 + 2\tau G_M^{\gamma, N^2} \sin^2 \theta/2 \right]$$

Toute la dépendance dans la structure de la cible se retrouve en facteur de la section efficace de Mott de diffusion sur une cible ponctuelle. La dépendance angulaire de ce facteur est inhérente au spin 1/2 de l'électron et de la cible. Elle est utilisée dans la méthode de Rosenbluth, deux mesures à même transfert mais à θ différents, pour séparer les contributions électriques et magnétiques.

L'information contenue dans les facteurs de forme se décompose naturellement sur la somme des ses constituants chargés, ceux qui se couplent au photon, pondérée par la charge électrique de chacun. Cette somme est dominée par les quarks de l'état de valence et les fluctuations $q\bar{q}$ de la mer. En se limitant aux saveurs u et d en première approximation

$$G_{E,M}^{\gamma,p} = \sum_{q=u,d} \mathcal{Q}_q^e G_{E,M}^q = \frac{2}{3} G_{E,M}^u - \frac{1}{3} G_{E,M}^d \quad (8)$$

ou $G_{E,M}^u$ et $G_{E,M}^d$ représentent la contribution de chaque saveur dans les distributions de charge et d'aimantation. Ils sont appelés *facteurs de forme de quark* par abus de langage mais ne réfèrent aucunement à une éventuelle structure interne des quarks. Cette décomposition n'a pour l'instant que multiplié le nombre d'inconnues par deux. Cependant, en faisant appel à la *symétrie de charge*, les mesures sur le neutron fournissent une seconde relation entre les facteurs de forme des quarks et permettent de résoudre le système. Cette symétrie décrit le neutron et le proton comme deux états identiques du point de vue de l'interaction forte. Elle est vérifiée au niveau de 1% [10]. En conséquence nous avons

$$G_{E,M}^{u,n} = G_{E,M}^{d,p} \quad , \quad G_{E,M}^{d,n} = G_{E,M}^{u,p}$$

Les facteurs de forme du neutron peuvent alors s'exprimer en fonction des mêmes facteurs de forme de quark

$$G_{E,M}^{\gamma,n} = \frac{2}{3}G_{E,M}^d - \frac{1}{3}G_{E,M}^u \quad (9)$$

où les exposants "u" et "d" réfèrent toujours au proton. Une forme dipolaire est un bon fit des données sur le proton

$$G_E^{\gamma,p} = G_D = \frac{1}{(1 + \lambda_D \tau)^2} \quad , \quad G_M^{\gamma,p} = \mu_N G_D \quad (10)$$

avec $\lambda_D = 4.97$. Pour le neutron, on utilise la paramétrisation de Galster

$$G_E^{\gamma,n} = -\frac{\mu_n \tau}{(1 + \lambda_n \tau)^2} G_D \quad , \quad G_M^{\gamma,n} = -\mu_n G_D \quad (11)$$

avec $\lambda_n = 5.6$. Les faisceaux polarisés intenses disponibles auprès des machines modernes permettent aujourd'hui de faire des mesures plus précises et à plus grand transfert. Elles semblent montrer une nette déviation de $G_E^{\gamma,p}$ à la forme dipolaire à grand Q^2 [11]. La valeur des facteurs de forme électromagnétiques sera par la suite un paramètre d'entrée des expériences de violation de parité. Les erreurs expérimentales liées à la mesure de A^{PV} sont décorréliées de ces inputs cependant l'apport des récentes mesures précises [12, 13] permet de réduire l'erreur systématique finale.

A partir des données sur le proton et le neutron, la résolution du système d'Eq.(8,9)

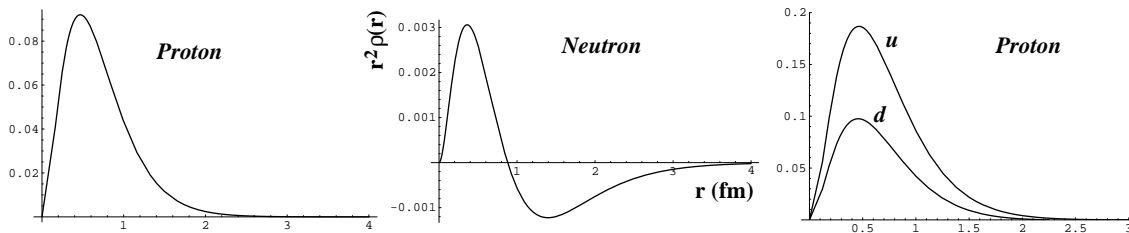


Figure 4: Distributions de charge dans le proton, le neutron et décomposition sur les saveurs u et d . Les courbes sont obtenues par transformée de Fourier des expressions 10 et 11.

est triviale. Les transformées de Fourier des facteurs de forme électriques du proton, du neutron et leur décomposition en quark u et d sont illustrés figure 4. Malgré la limitation aux bas transferts ($Q^2 \ll M_N^2$) mentionnée précédemment, nous interprétons ces transformées de Fourier comme les distributions spatiales de charge. L'axe des ordonnées est ainsi identifié à la charge par unité de volume avec pour normalisation $4\pi \int r^2 \rho_u(r) dr = 2$ et $4\pi \int r^2 \rho_d(r) dr = 1$. L'alternance de signe de la charge dans le volume du neutron est clairement visible. L'excès de charge négative aux grandes distances est en accord avec le signe négatif du rayon carré moyen (Eq.6).

2.2 La sonde faible neutre et la structure hadronique

L'électron peut également diffuser élastiquement sur le nucléon via l'échange d'un Z^0 . Les transferts typiques mis en jeu dans l'étude de la structure interne du nucléon sont très loin du pôle du Z^0 ($Q^2 \ll M_Z^2$). L'élément de matrice du courant faible neutre se réduit donc à une interaction de contact

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{2\sqrt{2}} j_\mu J^\mu, \quad G_F = \frac{\sqrt{2}g^2}{8M_Z^2 \cos^2 \theta_W} \quad (12)$$

entre les courant leptonique j_μ et hadronique J^μ .

2.2.1 Les facteurs de forme faibles

De manière analogue aux équations (3) le courant leptonique est fixé par les règles de Feynman du modèle standard et l'inconnue de la structure interne du hadron est paramétrisée par de nouveaux facteurs de forme, les facteurs de forme faibles

$$\begin{aligned} j_\mu &= (-1 + 4 \sin^2 \theta_W) \bar{u}(k', s') \gamma^\mu u(k, s) + \bar{u}(k', s') \gamma^\mu \gamma_5 u(k, s) \\ J_\mu^{(Z,N)} &= \bar{u}(p', \sigma') \left[\gamma^\mu F_1^{Z,p} + \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M_p} F_2^{Z,p} + \gamma^\mu \gamma_5 G_A^e + \frac{q^\mu}{M_p} \gamma_5 G_P \right] u(p, \sigma) \end{aligned} \quad (13)$$

Du fait de la compensation accidentelle $\sin^2 \theta_W \simeq 1/4$, le couplage du Z^0 à l'électron est essentiellement axial. Dans le courant hadronique se retrouvent les facteurs de forme de "Pauli-Dirac faibles" associés au couplage vectoriel du Z^0 au proton, similaire à celui du photon. Par les mêmes combinaisons linéaires que (4), on définit les facteurs de formes faibles de Sachs $G_E^{Z,N}$ et $G_M^{Z,N}$. La composante axiale fait apparaître deux quantités supplémentaires, les facteurs de forme axial G_A^e et pseudo-scalaire G_P .

2.2.2 L'étrangeté dans le nucléon

Toujours par analogie avec l'électromagnétisme, les facteurs de forme faibles vectoriels contiennent l'information sur les distributions de *charges faibles*. Nous pouvons alors appliquer la décomposition de l'eq.(8) à $G_{E,M}^{Z,p}$ en pondérant cette fois par les charges faibles vectorielles g^V répertoriées dans le tableau 1

$$G_{E,M}^{Z,p} = \sum_{q=u,d,s} g_q^V G_{E,M}^q \quad (14)$$

Les facteurs de forme des quarks sont identiques à ceux des équations (8,9), seule la pondération change en fonction de la sonde utilisée. L'apport d'une nouvelle mesure nous permet donc de développer la décomposition sur une saveur supplémentaire de

quark [15], l'étrangeté. On forme un système de 3 équations à 3 inconnues en faisant l'hypothèse supplémentaire que $G_{E,M}^s$ est le même dans le proton et le neutron. Son inversion est triviale et donne pour chaque saveur

$$\begin{aligned}
G_{E,M}^u &= (3 - 4 \sin^2 \theta_W) G_{E,M}^{\gamma,p} - G_{E,M}^{Z,p}, \\
G_{E,M}^d &= (2 - 4 \sin^2 \theta_W) G_{E,M}^{\gamma,p} + G_{E,M}^{\gamma,n} - G_{E,M}^{Z,p}, \\
G_{E,M}^s &= (1 - 4 \sin^2 \theta_W) G_{E,M}^{\gamma,p} - G_{E,M}^{\gamma,n} - G_{E,M}^{Z,p},
\end{aligned} \tag{15}$$

Première saveur sur l'échelle des masses de quarks au-delà de u et d , l'étrangeté n'est pas présente dans l'état de valence du nucléon. L'extraction de $G_{E,M}^s$, la contribution des quarks s aux distributions de charges et d'aimantation du nucléon, fournit donc une information sélective sur la mer des fluctuations $q\bar{q}$ dans le domaine non-perturbatif de QCD ($m_s \simeq \Lambda_{QCD}$).

D'autres secteurs de l'étrangeté dans le nucléon ont déjà été explorés. En diffusion profondément inélastique, la violation de la règle de somme d'Ellis-Jaffe peut s'expliquer par une polarisation soit des quarks étranges (Δs), soit des gluons (ΔG) qui contribuent au spin total du nucléon. En attendant les résultats de HERMES, COMPASS et plus tard PHOENIX, ΔG est supposé nul et implique Δs négatif entre 0 et -10% du spin [16]. La mesure du "sigma-term" en diffusion $\pi - N$ montre que les quarks étranges contribuent pour 130 MeV à la masse du nucléon [17]. Ces résultats suggèrent un rôle non négligeable de l'étrangeté dans la structure du nucléon mais ne sont pas concluants du fait d'importantes incertitudes. Les éléments de matrices contraints par ces deux types de mesures sont le vecteur axial $\langle p' | \bar{s} \gamma_\mu \gamma_5 s | p \rangle$ pour le spin et le scalaire $\langle p' | \bar{s} s | p \rangle$ pour la masse.

Bien-que motivée par les résultats ci-dessus, la mesure de $G_{E,M}^s$ est indépendante. Elle est reliée au secteur vectoriel $\langle p' | \bar{s} \gamma_\mu s | p \rangle$ et sensible à la dissymétrie entre les distributions des quarks s et \bar{s} .

2.2.3 Les facteurs de forme axiaux

Les facteurs de forme liés au couplage axial au nucléon sont moins "intuitifs" que $G_{E,M}^{\gamma,N}$ car ils connectent des états de parité différentes. Ils restent cependant des observables tout aussi fondamentales de la diffusion élastique.

Le facteur de forme pseudo-scalaire G_P est de loin le moins bien connu. Seules des données à bas Q^2 sont disponibles provenant de la capture de μ ou de l'électroproduction de π [18]. L'asymétrie de violation de parité ne peut pas apporter d'information supplémentaire sur G_P car sa contribution dans A^{PV} est nulle au premier ordre en G_F .

Suivant la cinématique et la cible utilisées, A^{PV} peut être sensible au facteur de

forme axial (section 2.3.2). Sa décomposition sur les saveurs de quarks fait intervenir la charge axiale g^A du tableau 1

$$G_A^e = \sum_{q=u,d,s} g_q^A G_A^q = \underbrace{-G_A^u + G_A^d}_{-G_A} + \underbrace{G_A^s}_{\Delta s} \quad (16)$$

Chaque saveur de quark $q = u, d, s$ est directement reliée à l'élément de matrice axial $\langle N | \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q | N \rangle$ dont la valeur à $Q^2 = 0$ est la fraction de spin Δq portée par le quark q , accessibles via les mesures de diffusion profondément inélastique polarisée. La différence des composantes u et d correspond au facteur de forme isovecteur G_A qui est relié à la constante de désintégration β du neutron par $G_A(0) = 1.2673 \pm 0.0035$ [5]. Sa dépendance en Q^2 est mesurée jusqu'à $Q^2 \leq 1$ (GeV/c)² par diffusion de neutrino ou électroproduction de π [18]

$$G_A \approx \frac{G_A(0)}{(1 + Q^2/M_A^2)^2}, \quad M_A \approx 1.069 \pm 0.016 \text{ GeV}$$

En courant neutre G_A^e est particulièrement sensible aux corrections électrofaibles des ordres supérieurs qu'il faut corriger ou évaluer expérimentalement (sections 2.3.2). Une mesure directe par le courant chargé $\bar{e}p \rightarrow \nu n$ permettrait des mesures précises dans le domaine $1 < Q^2 < 3$ (GeV/c)² encore inexploré [19].

2.3 Asymétrie de violation de parité en diffusion d'électrons

Nous avons montré qu'en diffusion élastique d'électrons sur le nucléon le courant faible neutre contient de nouvelles informations sur la structure interne paramétrisées par les facteurs de forme faibles. Combinés avec les mesures de diffusion électromagnétiques ils donnent accès à la contribution des quarks étranges aux distributions de charge et de magnétisation du nucléon.

Comment extraire expérimentalement le courant neutre? Toute mesure de diffusion d'électrons contient nécessairement la somme cohérente des deux amplitudes d'échange du photon et du Z^0

$$\begin{aligned} \sigma_{eN \rightarrow eN} &= |\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_{Z^0}|^2 \\ &= |\mathcal{M}_\gamma|^2 + 2\mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_{Z^0}^*) + |\mathcal{M}_{Z^0}|^2 \end{aligned} \quad (17)$$

En négligeant les effets de structure interne de la cible, une première estimation de l'intensité de chaque terme est donnée par les constantes de couplage et les propagateurs des bosons intermédiaires. D'après (12) l'interaction faible se réduit à une interaction de contact. On obtient donc les contributions relatives suivantes avec

$\alpha = 1/137$ la constante de structure fine, $G_F = 1.17 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ la constante de Fermi et $Q^2 = 0.1 (\text{GeV}/c)^2$

$$\underbrace{|\mathcal{M}_\gamma|^2}_{\left(\frac{\alpha}{Q^2}\right)^2} : \underbrace{2\Re(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_{Z^0}^*)}_{\frac{\alpha}{Q^2} G_F} : \underbrace{|\mathcal{M}_{Z^0}|^2}_{G_F^2} = 1 : 10^{-4} : 10^{-8} \quad (18)$$

La contribution au premier ordre du Z^0 est déjà très inférieure à celle du photon. Etant donné les erreurs de normalisation qui impliquent une incertitude sur les sections efficaces au mieux de l'ordre du pourcent, l'extraction de la contribution faible par une mesure absolue est illusoire. De là l'intérêt de la violation de parité, propriété exclusive de la force faible. Si nous pouvons construire deux processus de diffusion, images l'un de l'autre par parité, la différence de leur taux de comptage isole le couplage faible de la dominance électromagnétique.

Les techniques employées sont similaires à celles de l'expérience de M^{me} Wu. Un vecteur de polarisation est introduit dans le processus. Dans la pratique, polariser le faisceau d'électrons est plus performant que de polariser la cible (section 3). Comme le renversement du champ magnétique pour le Cobalt, le renversement de cette polarisation, *toutes autres quantités identiques par ailleurs*, est équivalent à la symétrie de parité. Nous notons $N_{R(L)}$, ou de manière équivalente $N^{+(-)}$, le taux de comptage pour une polarisation parallèle (anti-parallèle) à l'impulsion du faisceau et formons une quantité pseudo-scalaire comme dans l'expérience de M^{me} Wu, l'asymétrie de violation de parité

$$A^{PV} = \frac{N_R - N_L}{N_R + N_L}$$

Au numérateur, la différence entre les deux états symétriques par parité supprime le terme purement électromagnétique $|\mathcal{M}_\gamma|^2$ de l'Eq.(17). Le premier terme qui contribue est l'interférence $\gamma - Z^0$. Le dénominateur, somme des deux états, reste dominé par l'amplitude électromagnétique. L'avantage du rapport A^{PV} est de supprimer au premier ordre les erreurs de normalisation inhérentes à une mesure absolue. D'après Eq.(18) une très bonne approximation de l'asymétrie est alors

$$A^{PV} \simeq \frac{2\Re(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_{Z^0}^*)_R - 2\Re(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_{Z^0}^*)_L}{2|\mathcal{M}_\gamma|^2} \quad (19)$$

où $|\mathcal{M}_\gamma|^2$ désigne l'amplitude de diffusion non-polarisée

$$|\mathcal{M}_\gamma|^2 = \frac{1}{2} (|\mathcal{M}_\gamma|_L^2 + |\mathcal{M}_\gamma|_R^2)$$

Toute valeur non-nulle de A^{PV} est signe de violation de parité. Nous avons donc construit une observable proportionnelle au signal faible recherché. Malgré sa petitesse,

A^{PV} vaut typiquement quelques *ppm* ($1 \text{ ppm} = 10^{-6}$), la suppression de la plupart des erreurs de normalisation en permet une mesure précise.

Nous détaillons à présent les expressions de A^{PV} sur le nucléon et quelques noyaux. Nous montrons en particulier comment la combinaison de différentes cinématiques et de différentes cibles hadroniques permet d'extraire la contribution du quark étrange aux facteurs de forme du nucléon.

2.3.1 Stratégie pour extraire les différentes contributions du courant faible neutre

A partir des expressions des courants (3) et (13), l'asymétrie de violation de parité sur le proton s'écrit, au premier ordre [20]

$$\begin{aligned}
A_{ep}^{PV} &= \frac{-G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \times \left(A_0 + \frac{A_E + A_M + A_A}{\varepsilon(G_E^{\gamma,p})^2 + \tau(G_M^{\gamma,p})^2} \right) \\
A_0 &= 1 - 4 \sin^2 \theta_W \\
A_E &= -\varepsilon G_E^{\gamma,p} (G_E^{\gamma,n} + G_E^s) \\
A_M &= -\tau G_M^{\gamma,p} (G_M^{\gamma,n} + G_M^s) \\
A_A &= -(1 - 4 \sin^2 \theta_W) \varepsilon' G_M^{\gamma,p} (-G_A + G_A^s)
\end{aligned} \tag{20}$$

ou $\varepsilon = [1 + 2(1 + \tau) \tan^2(\theta/2)]^{-1}$ est le degré de polarisation longitudinale du photon échangé et $\varepsilon' = \sqrt{\tau(1 + \tau)(1 - \varepsilon^2)}$. Le premier facteur fait apparaître le rapport des constantes de couplages faible et électromagnétique comme attendu par l'estimation (18). L'effet de la structure interne est paramétrisé par les facteurs de forme électromagnétiques et faibles. $G_{E,M}^{Z,p}$ ont été remplacés au profit des facteurs de forme étranges à l'aide de la dernière relation du système d'équation (15).

Le but est de recueillir toute l'information disponible en effectuant des mesures sur une large gamme de Q^2 et pour chaque Q^2 de séparer les contributions électrique (A_E), magnétique (A_M) et axiale (A_A). La figure 5 donne l'importance de chacune de ces contributions en fonction de l'angle de diffusion dans le laboratoire pour un transfert fixé à $Q^2 = 0.25 (GeV/c)^2$. L'effet des quarks étranges dans l'asymétrie totale est illustrée en choisissant

$$\langle r_s^2 \rangle^{Sachs} = 0.033 \text{ fm}^2 \quad \mu_s = -0.3 \mu_N, \quad G_A^s = 0$$

Une forme dipolaire est utilisée pour G_M^s et G_A et la paramétrisation de Galster (Eq.11) pour G_E^s . La dépendance en angle fait apparaître une première séparation efficace avec les angles avants qui mesurent une combinaison de G_E^s et G_M^s et les angles arrières qui mesurent une combinaison de G_A et G_M^s . Les mesures aux angles

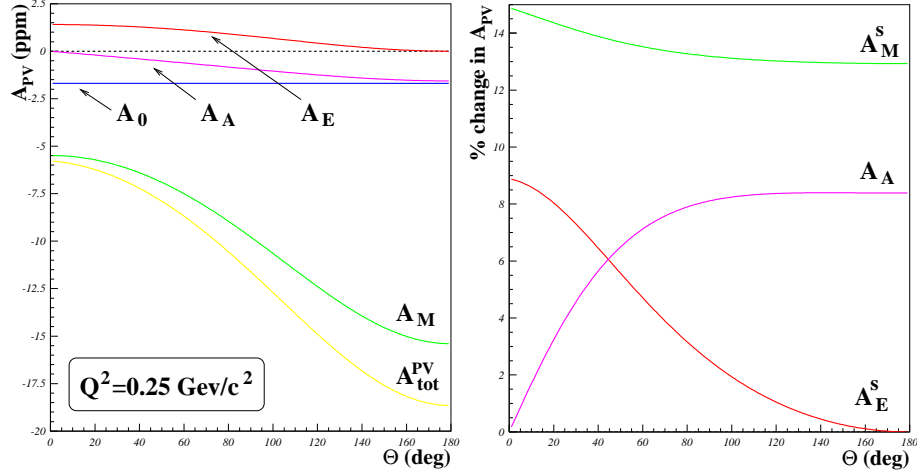


Figure 5: Décomposition de A^{PV} en chacun des termes de l'équation (20) en fonction de l'angle de diffusion et pour $Q^2 = 0.25 (GeV/c)^2$. Gauche: contribution absolue, Droite: contribution relative à A_{tot} portée par les quarks étranges pour A_E^s et A_M^s et contribution relative de A_A en supposant $G_A^s = 0$.

intermédiaires apportent cependant peu de bras de levier pour extraire les trois contributions indépendantes. Une autre méthode efficace consiste alors à diffuser sur une cible différente. Le cas des noyaux isoscalaires de spin nul tels que 4He ou ${}^{12}C$ est particulièrement intéressant. L'asymétrie de violation de parité devient [20]

$$A_{00}^{PV} = \frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \left[4 \sin^2 \theta_W + \frac{G_E^s}{2(G_E^{\gamma,p} + G_E^{\gamma,n})} \right] \quad (21)$$

qui ne dépend que de la composante électrique étrange. Sachant que $G_E^s(0) = 0$, la mesure de A_{00}^{PV} à bas Q^2 est essentiellement une mesure de $\sin^2 \theta_W$. Cette propriété a été mise à profit dans les années 80 avec une expérience sur le ${}^{12}C$ à MIT-Bates [21] visant à contraindre le modèle standard (section 4.1).

Corrections électrofaibles Les expressions des asymétries sont jusqu'à présent données à l'ordre le plus bas des constantes de couplage. Or la mesure par les détecteurs contient la somme à tous les ordres des corrections électrofaibles. Heureusement, la théorie a le bon goût d'être renormalisable (avait-elle le choix?) et de se prêter à un développement perturbatif qui converge rapidement permettant de ne traiter, dans la grande majorité des cas, que le premier ordre des corrections. Dans ce cadre, l'expression (20) devient

$$A_{ep}^{PV} = \frac{-G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \rho'_{eq} \left(1 - 4\kappa'_{eq} \sin^2 \theta_W + A_E + A_M + A'_A \right) \quad (22)$$

avec $\rho'_{eq} = 0.9879$ et $\kappa'_{eq} = 1.0029$. L'effet de ρ'_{eq} est de changer la normalisation globale de A_{ep}^{PV} d'un peu plus de 1%. En revanche l'effet de κ'_{eq} est amplifié par

la compensation accidentelle $1 - 4 \sin^2 \theta_W \simeq 0$. Il est donc crucial d'effectuer cette correction. Nous verrons en section 4.1 comment cette propriété est exploitée pour tester la théorie électrofaible elle-même.

La correction du facteur de forme axial contenue dans A'_A est un autre effet important lié à la valeur numérique de $\sin^2 \theta_W$. Pour violer la parité, le couplage axial au nucléon est nécessairement associé à un couplage vectoriel à l'électron. C'est pourquoi $1 - 4 \sin^2 \theta_W$ est en facteur dans la contribution A_A (Eq.20). Cette suppression n'est pas vraie pour toutes les corrections qui se retrouvent alors amplifiées par rapport au premier ordre. L'expression (16) devient

$$G_A^e = -G_A + G_A^s + \eta F_A + R_e, \quad \eta = 8\pi\sqrt{2}\alpha/(1 - 4 \sin^2 \theta_W) \quad (23)$$

Cette écriture regroupe l'effet des corrections dans les deux derniers termes. F_A est appelé facteur de forme anapolaire. Il contient les contributions d'échange de photons qui violent la parité. Le mécanisme invoqué est un réarrangement de la structure interne de la cible lors du couplage du photon faisant intervenir un processus faible (fig.6). Cet effet est estimé jusqu'à présent compatible avec zéro dans le nucléon mais

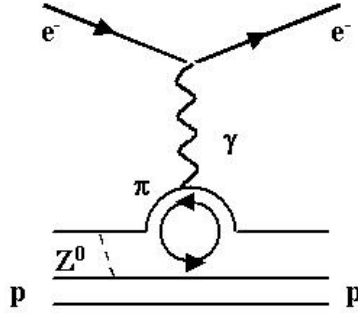


Figure 6: Illustration d'un processus contribuant au facteur de forme anapolaire du nucléon.

a été clairement mis en évidence par les expériences sur les atomes de césium (section 4.2.2). La correction totale peut se calculer à l'aide de la théorie des perturbations chirales. Elle est de l'ordre de $20 \pm 20\%$ [22] pour $Q^2 = 0.1(GeV/c)^2$

$$G_A^e(Q^2 = 0.1) = -0.83 \pm 0.26 \quad (24)$$

La composante isovecteur ($T = 1$) reste largement dominante, la partie isoscalaire ($T = 0$) provient de G_A^s et d'une faible partie des corrections.

2.3.2 Programme expérimental

Nous passons à présent en revue les expériences en cours ou à venir sur l'extraction des facteurs de formes étranges. Ce programme expérimental est également présenté

dans plusieurs articles de revue [30, 31, 32].

SAMPLE L'expérience SAMPLE à MIT-Bates mesure la diffusion d'électrons aux angles arrières. L'asymétrie de violation de parité est donc sensible à une combinaison de G_M^s et G_A^e (fig.5). La détection utilise le rayonnement Cerenkov dans l'air des électrons émis entre 130 et 170° (fig.7). L'énergie faisceau de 200 MeV fixe $Q^2 =$

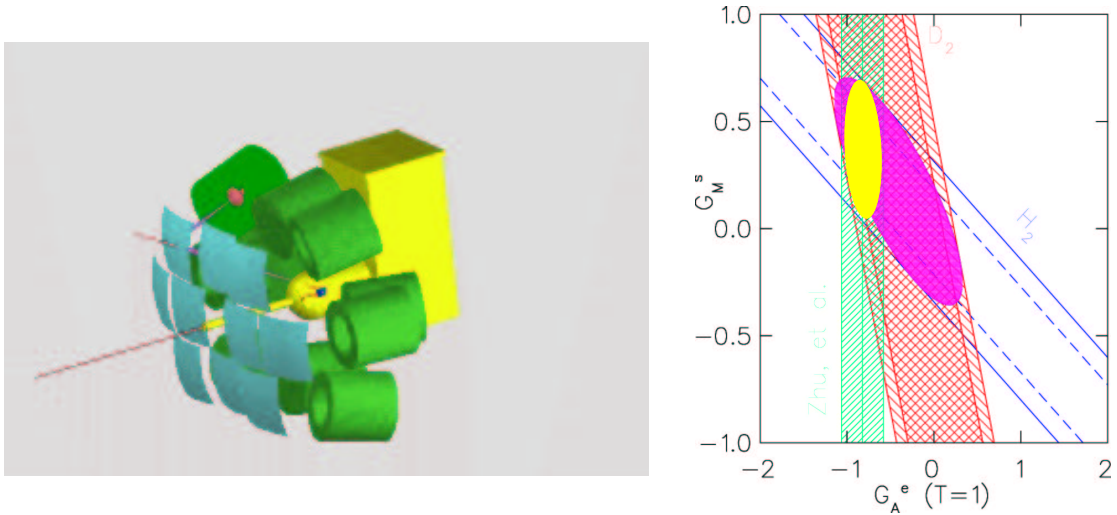


Figure 7: Expérience SAMPLE. Gauche: Illustration du système de détection. Droite: mesures à $Q^2 = 0.1 (GeV/c)^2$.

$0.091 (GeV/c)^2$ en moyenne. La séparation des deux contributions tire profit des caractéristiques complémentaires de deux cibles, l'hydrogène et le deutérium. Dans l'approximation dite "statique" [23], la diffusion quasi-élastique sur les nucléons du deuteron faiblement liés est décrite par la somme des sections efficaces élastiques σ_{ep} et σ_{en}

$$A_{eD}^{PV} = \frac{\sigma_{ep} A_{ep}^{PV} + \sigma_{en} A_{en}^{PV}}{\sigma_{ep} + \sigma_{en}} \quad (25)$$

L'asymétrie sur le neutron s'obtient par un simple échange $p \leftrightarrow n$ dans l'expression (20). Du fait des signes opposés de μ_p et μ_n la composante magnétique de A_{eD}^{PV} est fortement réduite. Les résultats sont [24]

$$\begin{aligned} A_{ep}^{PV}(Q^2 = 0.091) &= -5.61 \pm 0.68_{stat} \pm 0.88_{syst} ppm \\ A_{ed}^{PV}(Q^2 = 0.091) &= -7.77 \pm 0.73_{stat} \pm 0.62_{syst} ppm \end{aligned}$$

Les résultats des mesures donnent ainsi deux bandes qui se croisent dans le plan $[G_M^s, G_A^e]$ (fig.7). La plus grande ellipse matérialise la zone d'intersection à un écart

standard, en bon accord avec la bande verticale de la prédiction théorique (Eq.24). On en déduit

$$G_M^s(Q^2 = 0.091) = 0.37 \pm 0.20_{stat} \pm 0.26_{syst} \pm 0.07_{theo}$$

Des mesures complémentaires [25] effectuées à $Q^2 = 0.038 (GeV/c)^2$ confirment les calculs de l'évolution en Q^2 de G_A^e et accréditent l'extraction de G_M^s .

HAPPEX La première mesure de violation de parité à Jefferson Lab a été conduite par la collaboration HAPPEX avec une technique expérimentale complémentaire à SAMPLE. Les électrons diffusent sur une cible d'hydrogène et sont détectés à l'avant (12.5°) dans des spectromètres de haute résolution (fig.14). HAPPEX est la première

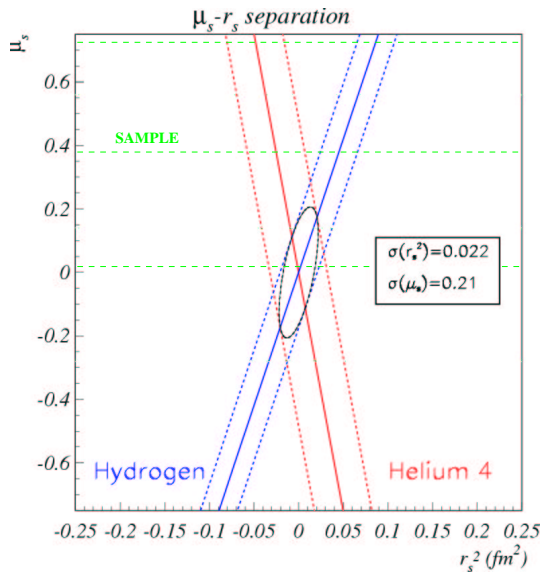


Figure 8: Séparation électrique-magnétique des mesures HAPPEX2 et contraintes attendues sur le moment magnétique μ_s et le rayon de charge étrange $\langle r_s^2 \rangle^{Dirac}$.

expérience a avoir utilisé un cristal de GaAs contraint comme source d'électrons. Ce type de cristal, aujourd'hui utilisé par toutes les expériences, produit une forte polarisation mais présente une plus grande sensibilité aux fausses asymétries faisceau. La section 3 détaille les techniques mises en œuvre pour réduire les erreurs systématiques associées. L'asymétrie de violation de parité pour un Q^2 moyen de $0.477 (GeV/c)^2$ est [26] $A_{ep}^{PV}(Q^2 = 0.477) = -15.05 \pm 0.98_{stat} \pm 0.56_{syst}$ ppm, correspondant à la combinaison de facteur de forme

$$G_E^s + 0.39 G_M^s = 0.025 \pm 0.020_{exp} \pm 0.014_{theo}$$

où l'erreur théorique provient essentiellement de l'incertitude sur les facteurs de forme électromagnétiques. Une deuxième génération d'expériences est à venir, HAPPEX2,

qui détectera les électrons diffusés encore plus l'avant ($Q^2 = 0.1 (GeV/c)^2$) et sur deux cibles, l'hydrogène [27] et l'hélium 4 [28], afin de séparer les contributions électriques et magnétiques. Les fortes contraintes apportées par ces nouvelles mesures sont illustrées figure 8 dans le plan [$\langle r_s^2 \rangle^{Dirac}, \mu_s$] où les facteurs de forme à bas Q^2 ont été assimilés à leur premier moment non nul. Les valeurs équivalentes de ρ_s ou $\langle r_s^2 \rangle^{Sachs}$ se déduisent directement des relations 7.

En toute rigueur ces contraintes devraient s'appliquer aux facteurs de forme eux-mêmes. L'erreur rajoutée par toute hypothèse sur l'évolution en Q^2 est cependant limitée par le faible bras de levier $Q^2 = 0 \rightarrow 0.1$.

PVA4 L'expérience PVA4 se déroule auprès du microtron MAMI. Son appareillage est basé sur une couronne de 1022 cristaux Cerenkov de PbF_2 qui peut s'installer en aval ou en amont de la cible pour détecter les électrons diffusés à l'avant entre 30 et 40° ou à l'arrière entre 140 et 150° (section 3.3.5). Une première série de données à 855 MeV de faisceau et $Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2$ vient d'être publiée [29] et fournit une asymétrie $A^{PV} = -5.44 \pm 0.54_{stat} \pm 0.26_{syst}$ correspondant à la combinaison de facteurs de forme

$$G_E^s + 0.225 G_M^s = 0.039 \pm 0.034 \quad (26)$$

Des données supplémentaires ont été prises cet été au même angle mais à 570 MeV de faisceau réduisant le Q^2 moyen à $0.33 (GeV/c)^2$. Combiner cette mesure avec celles de SAMPLE fournira la première contrainte sur G_E^s . Les prochaines mesures se feront aux angles arrières à $Q^2 = 0.23$ et $0.48 (GeV/c)^2$ en retournant le détecteur, permettant à nouveau une séparation G_E^s, G_M^s en combinant avec les données existantes de PVA4 et HAPPEX.

G0 L'expérience G0 à Jefferson Lab complète parfaitement les précédentes. Sa stratégie ambitieuse consiste à séparer les trois composantes G_E^s, G_M^s, G_A^e dans un large domaine en Q^2 avec un seul appareillage. Le détecteur est constitué d'un spectromètre supraconducteur à champ toroïdal équipé de lattes de scintillateurs dans le plan focal qui définissent les bins en Q^2 (fig.9). La séparation est effectuée en retournant le détecteur comme pour PVA4 et en combinant des données sur l'hydrogène et le deutérium aux angles arrières comme pour SAMPLE. Aux angles avants les protons élastiques de recul sont détectés par temps de vol (fig.9). A l'arrière les électrons sont discriminés par effet Cerenkov. Cinq Q^2 seront mesurés à l'avant mais seulement 3 à l'arrière permettant une séparation complète: 0.3, 0.5 et 0.8 $(GeV/c)^2$. Les précision attendues sont illustrée figure 11.

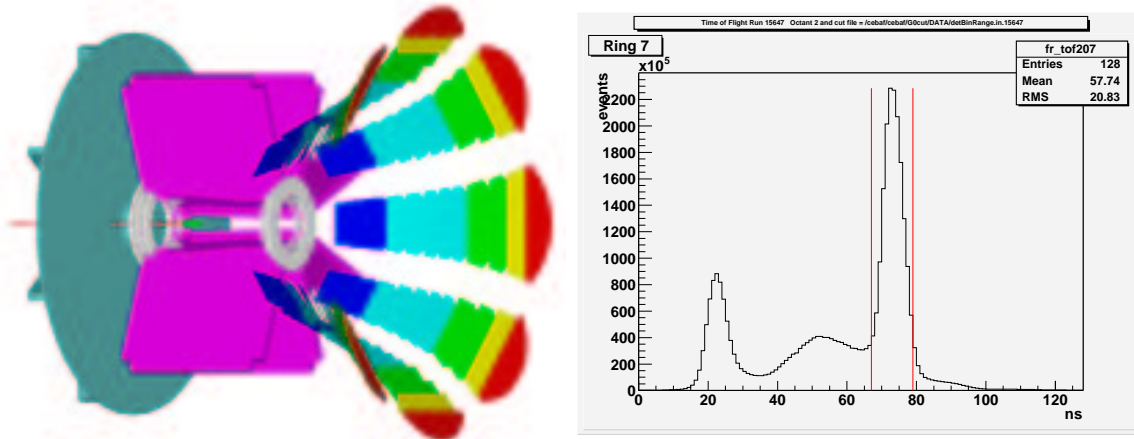


Figure 9: Illustration du détecteur G0 et d'un spectre en temps de vol des protons diffusés pour la mesure aux angles avant. Les événements élastiques sont sélectionnés par la coupure représentée sur le spectre.

Discussion et perspectives Le programme expérimental des expériences de parité offre une couverture complète de la problématique avec la séparation de chaque composante, électrique, magnétique et axiale, sur un domaine de Q^2 entre 0.1 et 1 (GeV/c)². Les mesures existantes prises isolément sont toutes compatibles avec une

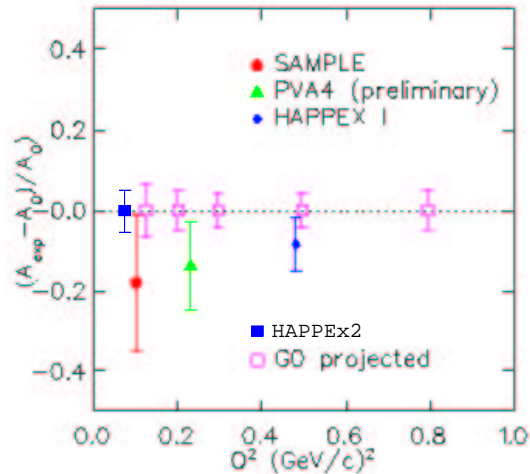


Figure 10: Ecart des asymétries mesurées à la prédiction A_0 du modèle standard sans quarks étranges (figure extraite de [32]).

contribution nulle des quarks étranges. Prises dans leur ensemble elles semblent montrer une déviation à l'asymétrie prédite par le modèle standard sans quarks étranges (fig.10). Les barres d'erreurs annoncées par les futures expériences (fig.11) permettront de confirmer ou non cette tendance.

A bas Q^2 , l'expérience SAMPLE valide le calcul théorique de $G_A^e(Q^2)$ et permet d'extraire une première contrainte sur le moment magnétique étrange du nucléon, μ_s .

La valeur extrapolée des mesures à 0.1 (GeV/c)^2 donne [25]

$$\mu^s = 0.37 \pm 0.20_{stat} \pm 0.26_{syst} \pm 0.15_{theo}$$

de signe opposé à la plupart des prédictions théoriques qui se moyennent à -0.3 (fig.12). Les prédictions pour le rayon de charge étrange sont beaucoup plus dispersées

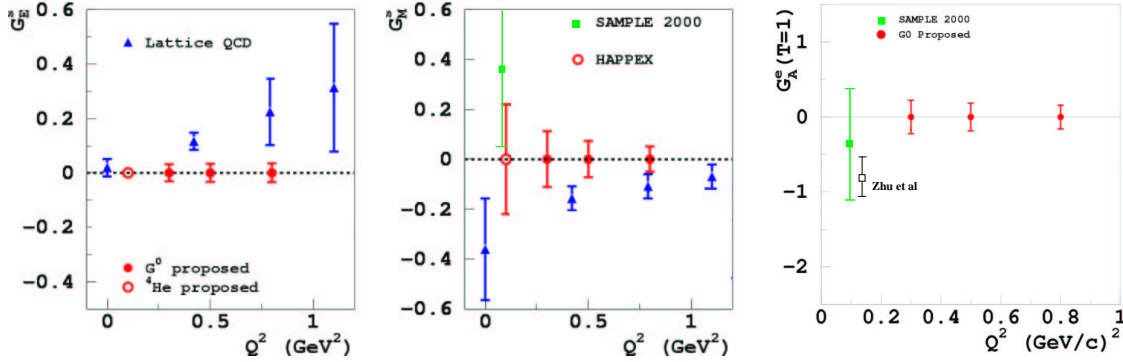


Figure 11: Précision attendue de l'expérience G0 pour chaque facteur de forme (rond plein). Les données complémentaires à bas Q^2 de SAMPLE sont indiquées par les carrés pleins, et celles attendues d'HAPPEX2 par les ronds ouverts. Les autres points sont des exemples de prédictions théoriques (figure extraite de [34]).

à la fois en amplitude et en signe. La discussion de chaque calcul théorique n'est pas abordée dans ce cours, pour une revue récente le lecteur est renvoyé à la référence [33]. La combinaison des mesures de SAMPLE, PVA4 et HAPPEX2 devrait permettre d'atteindre les contraintes

$$\delta(\mu_s) \simeq 0.16, \quad \delta \langle r_s^2 \rangle^{Sachs} \simeq 0.20 \text{ fm}^2$$

Nous serons donc capables à terme de dire si oui ou non la contribution des quarks étranges est importante. Concernant le rayon de charge, la valeur pour le neutron est une bonne échelle de référence puisque comme les quarks s dans le nucléon, la charge totale du neutron est nulle. On voit que

$$\delta \langle r_s^2 \rangle^{Sachs} \simeq \frac{\langle r_n^2 \rangle^{Sachs}}{6}$$

ce qui démontre une bonne sensibilité des mesures. L'ensemble des cinématiques mesurées est résumé dans le tableau 2.

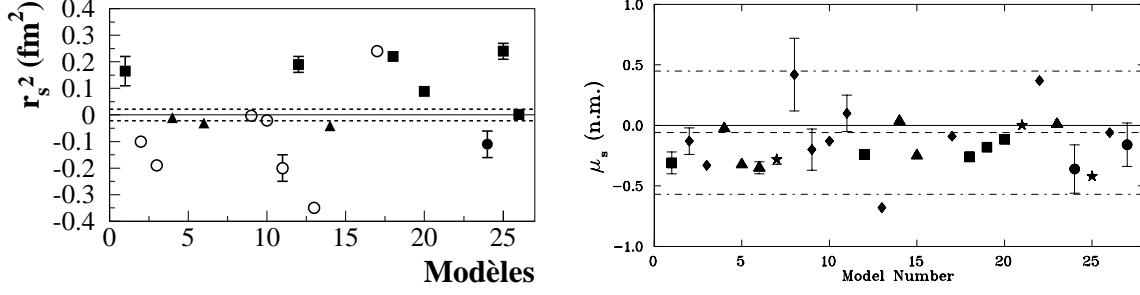


Figure 12: Résumé des prédictions théoriques pour $\langle r_s^2 \rangle^{Sachs}$ (gauche) et μ_s (droite). Carrés pleins: VDM pôles, triangles: boucles de kaons, diamants: Skyrme, étoiles: QCD sur réseau.

Expérience	Cible	θ_e (deg)	Q^2 (GeV/c) ²	Combinaisons	Année
G0	H	10.6	0.3	$G_E^s + 0.24G_M^s + 0.01G_A^e$	2004
	H	14.0	0.5	$G_E^s + 0.41G_M^s + 0.02G_A^e$	2004
	H	18.2	0.8	$G_E^s + 0.68G_M^s + 0.04G_A^e$	2004
	H	110.0	0.3	$G_E^s + 1.29G_M^s + 0.34G_A^e$	2005
	D	110.0	0.3	$G_E^s + 0.36G_M^s + 0.52G_A^e$	2005
	H	110.0	0.5	$G_E^s + 2.24G_M^s + 0.47G_A^e$	2005
	D	110.0	0.5	$G_E^s + 0.61G_M^s + 0.69G_A^e$	2005
	H	110.0	0.8	$G_E^s + 3.80G_M^s + 0.66G_A^e$	2006
SAMPLE	D	146.0	0.091	$G_M^s + 0.44G_A^e$	1998
	D	146.0	0.091	$G_M^s + 2.16G_A^e$	1999
	H	146.0	0.038	$G_M^s + 2.81G_A^e$	2001-02
HAPPE _x	H	12.5	0.477	$G_E^s + 0.39G_M^s$	1998-99
HAPPE _{x2}	H	6.0	0.11	$G_E^s + 0.08G_M^s$	2004
HAPPE _x - ⁴ He	⁴ He	6.0	0.10	G_E^s	2004
PVA4	H	35.0	0.225	$G_E^s + 0.22G_M^s$	2001-02
PVA4	H	35.0	0.1	$G_E^s + 0.12G_M^s$	2003

Table 2: Synthèse des mesures de facteurs de forme étranges. Tableau extrait de [52]

3 Techniques expérimentales

Nous avons montré l'intérêt de la sonde faible pour extraire de nouvelles informations sur la structure du nucléon. Le courant faible, largement dominé par le courant électromagnétique au cinématiques qui nous intéressent ici, est cependant isolé grâce à sa propriété unique de violer la parité. Une asymétrie de taux de comptage

$$A_{exp} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad (27)$$

est ainsi formée où N^+ et N^- sont illustrés figure 13. La présence du dénominateur est cruciale car elle supprime les erreurs de normalisation habituelles provenant de la connaissance de l'acceptance et de la luminosité. En revanche elle diminue fortement A^{PV} qui vaut typiquement 1 ppm. Nous exposerons en section 4 un programme expérimental parallèle qui vise à tester l'interaction faible elle-même en mesurant des asymétries encore plus petites avec $A^{PV} \approx 0.13 \pm 0.01$ ppm!

L'évolution des expériences vers de tels niveaux de précision est intimement liée

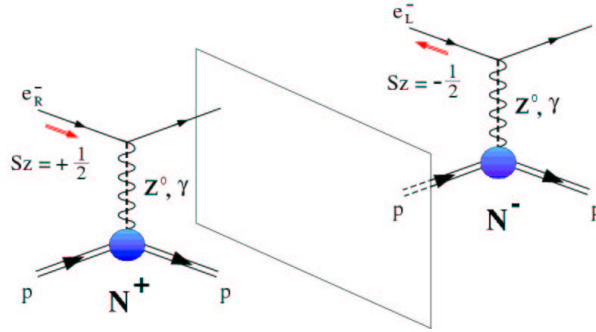


Figure 13: Taux de comptage N^+ et N^- de deux processus de diffusion images par parité.

aux performances des faisceaux polarisés. Nous décrivons ici les éléments clés d'une mesure de très faible asymétrie et les techniques expérimentales associées. Il est remarquable de constater que les bases des ces techniques furent établies dès 1978 lors de la première mesure de A^{PV} en diffusion inélastique sur le deuton [36] au SLAC.

3.1 De l'asymétrie expérimentale à l'asymétrie physique

Pour extraire l'information de la sonde faible, les taux de comptages N^\pm de l'équation (27) doivent comparer deux processus images par parité. C'est-à-dire qu'hormis le retournement du spin toutes les conditions expérimentales doivent rester les mêmes.

Or, en pratique, le nombre de diffusions observées dépend de nombreux paramètres tels que le courant du faisceau, sa position, son angle d'incidence, son énergie, sa polarisation, ... etc ... Le taux de comptage devient ainsi une fonction compliquée de nombreuses variables

$$N^\pm = N(P^\pm) \quad (28)$$

avec $P^\pm = [I^\pm, x^\pm, y^\pm, \theta_x^\pm, \theta_y^\pm, E^\pm, \dots]$. Si un paramètre varie d'une quantité ΔP entre les deux états d'hélicité, une asymétrie sera mesurée par les détecteurs, même en l'absence de violation de parité. C'est pourquoi nous parlons de "fausse" asymétrie

$$A_P = \frac{\Delta N_P}{2N} = \frac{1}{2N} \frac{\partial N}{\partial P} \Delta P$$

où $\partial N/\partial P$ est la sensibilité du détecteur au paramètre P considéré et $2N$ est le nombre d'événements total collecté dans les deux états d'hélicité. Réduire l'impact de A_P sur A_{exp} demande donc de minimiser et de mesurer ΔP et $\partial N/\partial P$. Pour fixer les idées, maintenir A_P à 1% de A_{exp} demande typiquement de contrôler ΔX moyen (fluctuations horizontales du faisceau) à quelques dizaines de nanomètres près.

Dans la procédure d'extraction de l'asymétrie physique, la première étape sera ainsi de corriger A_{exp} de toutes les fluctuations résiduelles des paramètres faisceau corrélées avec le retournement du spin

$$A_{exp}^{\Delta P} = A_{exp} - \sum_i \frac{1}{2N} \frac{\partial N}{\partial P_i} \Delta P_i \quad (29)$$

Suivant l'appareillage, la cinématique recherchée (S) est plus ou moins contaminée par d'autres processus. Ce bruit de fond (B) augmente artificiellement le nombre d'événements détectés et doit être corrigé par un facteur de dilution. Si le bruit de fond possède lui-même une asymétrie A_B un terme correctif supplémentaire de fausse asymétrie apparaît

$$A_{exp}^{\Delta P, B} = A_{exp}^{\Delta P} \left(1 + \frac{B}{S}\right) - \frac{B}{S} A_B \quad (30)$$

La dernière correction est celle de la polarisation P_e du faisceau, qui donne accès à l'asymétrie de violation de parité

$$A^{PV} = \frac{A_{exp}^{\Delta P, B}}{P_e} \quad (31)$$

Suivant le système de détection, des corrections de temps mort peuvent s'ajouter (Cf. section 3.3.5)

3.2 Des expériences ... de coin de table

La mise en œuvre de la procédure décrite précédemment va dépendre dans ses détails de l'appareillage utilisé. Nous pouvons cependant en tirer les "grandes lignes" communes aux expériences de violation de parité en diffusion d'électrons. Le schéma de la figure 14 nous servira de guide.

Les électrons polarisés sont extraits d'un cristal d'arséniure de galium et accélérés

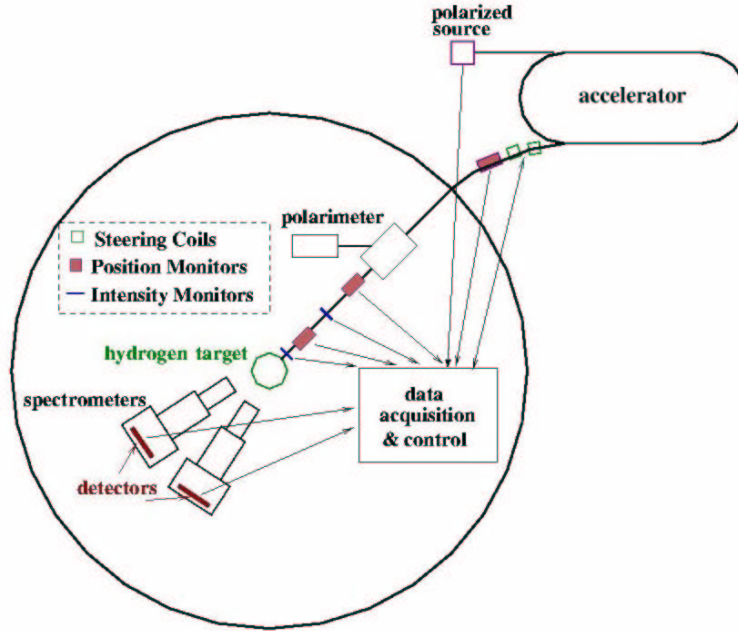


Figure 14: Vue d'ensemble d'un appareillage typique pour une mesure de faible asymétrie.

jusqu'à la cible du hall expérimental.

Le contrôle de tous les paramètres faisceau nécessaire aux corrections (29) implique la mise en place d'une batterie de moniteurs de courant et de position. L'angle d'incidence sur la cible est déduit de deux moniteurs de positions placés à quelques mètres l'un de l'autre. L'entrée du faisceau dans le hall expérimental fait généralement suite à un arc de déviation magnétique qui fait la jonction avec l'accélérateur. Un moniteur de position placé au point de dispersion magnétique maximale permet d'accéder aux fluctuations en énergie. Dans l'expression 29 intervient également la sensibilité des taux de comptage. Il est donc souhaitable d'avoir plusieurs aimants correcteurs le long de la ligne faisceau pour induire des variations calibrées de P_i et ainsi mesurer $\partial N/\partial P_i$.

Le dernier élément crucial de la ligne faisceau est la polarimétrie. D'après la formule (31) l'erreur relative sur P_e se propage directement sur A^{PV} , une bonne précision est

donc cruciale.

Autour de la cible le système de détection est chargé d'isoler le processus à étudier, dans la plupart des cas la diffusion élastique, et de mesurer les taux de comptage N^\pm de chaque état d'hélicité. A titre d'exemple des spectromètres et leur détecteurs de plan focal sont représentés figure 14.

Avec ses nombreux moniteurs de positions et courant, les données de la ligne faisceau font partie intégrante de l'expérience. De plus nous verrons section 3.3 que la simple mesure passive des paramètres faisceau entrainerait de larges corrections de l'asymétrie expérimentale avec des erreurs systématiques importantes. Pour le courant par exemple, la valeur des fluctuations mesurées dans le hall sera injectée dans une boucle de contre-réaction au niveau de la source pour ramener cette valeur à zéro, minimisant ainsi la correction finale et son erreur. Ceci implique une communication permanente entre les détecteurs, la ligne faisceau et la source polarisée. De ce point de vue les expériences de violation de parité élargissent "le banc de mesure" à la machine toute entière et réunissent l'accélérateur et le hall expérimental en une seule entité. Lors de la construction de l'accélérateur linéaire de Stanford à la fin des années 60, Wolfgang Panofski, premier directeur du laboratoire, déclarait[35]:

As experimental techniques have grown from the top of a laboratory bench to the large accelerators of today, the basic components have changed vastly in scale but only little in basic function. More important, the motivation of those engaged in this type of experimentation has hardly change at all.

Il est vrai que depuis Rutherford finalement l'étude de la structure hadronique se résume souvent à compter les diffusions sur le noyau à différents angles...

3.3 Eléments clé d'une mesure précise

Dans cette section nous rentrons plus en détails dans le cahier des charges d'une mesure précise.

3.3.1 Source d'électrons polarisés

L'alpha de toute expérience de faisceau polarisé est bien-sur la source d'électrons. Les électrons gauches ou droits étant équiprobables dans la matière, on utilise des transitions électromagnétiques sélectives pour isoler une polarisation donnée par la technique standard du pompage optique. Il faut ensuite être capable d'extraire ces électrons de la matière vers le vide du tube faisceau pour les accélérer.

La photocathode La technique employée actuellement consiste à illuminer un cristal d'Aséniure de Gallium ($GaAs$) par un laser polarisé circulairement. Les propriétés de cette *photocathode*, issues des recherches en physique du solide, sont illustrées figure 15. La séparation entre les bandes de valence et de conduction possède

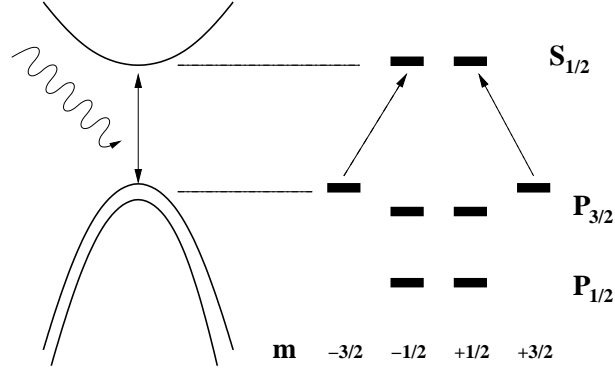


Figure 15: Schéma de niveau du cristal GaAsP.

un minimum de l'ordre de 1.5 eV. Les deux derniers états de la bande de valence sont des états $P_{1/2}$ et $P_{3/2}$ dont la dégénérescence est levée par le couplage spin-orbite. Les niveaux $m_j = \pm 1/2$ et $m_j = \pm 3/2$ de $P_{3/2}$ peuvent être séparés à leur tour en dopant le cristal avec des atomes de phosphore ($GaAsP$) qui introduisent une contrainte sur la maille du réseau.

La conservation du moment angulaire total implique que les transitions induites par la lumière laser polarisée doivent absorber un $J_z = \pm 1$. En réglant soigneusement la longueur d'onde du laser du niveau $m_j = \pm 3/2$ vers le premier état $S_{1/2}$ de la bande de conduction (1.5eV \leftrightarrow 800nm) on peuple donc sélectivement des électrons gauche ou droits, suivant la polarisation circulaire gauche ou droite du laser. Une fois dans la bande de conduction ces électrons peuvent migrer vers la surface où un fin revêtement électronégatif à base de Césium aide à les extraire. La physique atomique prévoit ainsi une polarisation théorique des électrons de 100%. Toutefois la présence de défauts cristallins et de perte de polarisation lors de la migration vers la surface mettent les meilleures performances actuelles à 85%.

Historiquement les premiers faisceaux polarisés furent extraits de cristaux purs de $GaAs$. En l'absence de dopage au phosphore, les niveaux $m_j = \pm 1/2$ de $P_{3/2}$ participent également aux transitions et le calcul des différentes probabilités montre que la polarisation est limitée à 50%. Doubler la polarisation est un gain énorme pour des mesures de haute précision. En effet on démontre facilement que l'erreur relative sur l'asymétrie expérimentale mesurée s'écrit

$$\frac{\delta A_{exp}}{A_{exp}} = \frac{1}{A^{PV} \times P_e \times \sqrt{N}} \quad (32)$$

Cette quantité est aussi appelée la figure de mérite (FOM) de la mesure. Gagner en polarisation est donc plus efficace que de gagner en courant. Ce dernier dépend directement de l'efficacité quantique Q_e de la photocathode, c'est-à-dire de la fraction de photons laser qui extraient effectivement un électron. Dans le domaine du visible Q_e est une fonction décroissante de la longueur d'onde incidente alors que P_e est évidemment piquée autour de la transition $P_{3/2} \rightarrow S_{1/2}$. Pour les raison invoquée ci-dessus, le réglage optimum donne la priorité à P_e et Q_e est alors typiquement de 0.1%. La figure 16 montre une cartographie de Q_e sur la surface de la photocathode.

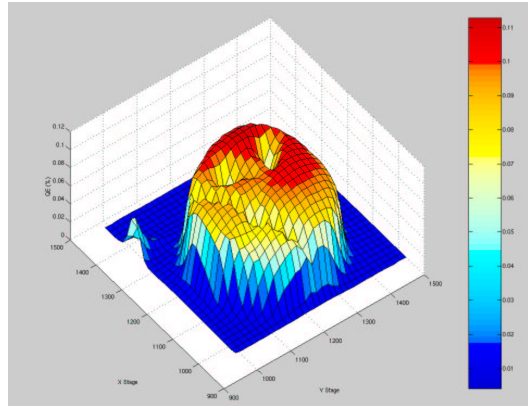


Figure 16: Efficacité quantite à la surface de la photocathode. Les "creux" correspondent aux emplacements des spots laser utilisés pour la production de faisceau.

Les deux trous d'efficacité nettement visibles correspondent aux emplacement de spot laser utilisés et illustrent la durée de vie finie du cristal. Des étude menées à JLab ont mis en évidence l'importance d'un vide très poussé (10^{-11} torr!) près de la photocathode afin d'éviter les dommages créés par les ions positifs du gaz résiduel qui remontent le potentiel électrostatique d'extraction des électrons et détériorent la surface du cristal.

Structure en temps du faisceau Nous sommes donc au point où chaque pulse de lumière laser polarisée circulaire gauche (droite) fournit un pulse d'électrons d'hélicité gauche (droite). Quelle structure temporelle donner aux états de polarisation? Minimiser tout changement des paramètres faisceau conduit à la stratégie suivante:

- Renversement rapide de l'hélicité: plus la fréquence de renversement du spin est élevée, moins l'appareillage a le temps de varier entre deux polarisations consecutives.
- Renversement aléatoire: supposons comme sur la figure 17-a) une dérive constante positive du gain du détecteur (liée à la température par exemple). Si les

renversements sont régulièrement alternés (R,L,R,L,...) cet effet se cumule dans le temps, quelque soit la fréquence de renversement. En pratique on regroupe donc les états par paires (ou multiples pairs) avec le premier état aléatoire et le deuxième complémentaire.

- En phase avec le secteur: la phase des renversement est calée sur celle du secteur (50 ou 60 Hz) afin de moyenner à zéro tout bruit électronique résiduel.

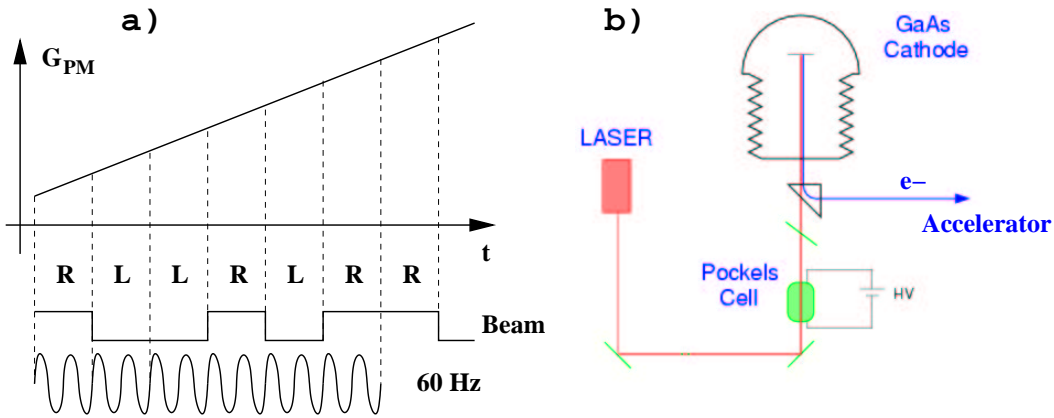


Figure 17: a): Structure en temps du faisceau, avec un renversement rapide (ici 15 Hz) et pseudo-aléatoire de l'hélicité. b): Schéma de base d'une source polarisée.

On obtient ainsi le dispositif typique de la figure 17-b). Le renversement rapide et pseudo-aléatoire de l'hélicité est effectué par une cellule de Pockels placée dans le faisceau laser. Ce composant optique agit comme une lame à retardation dont le déphasage est commandé par une tension. En réglant des tensions correspondant à $\pm\pi/4$ la lumière laser, initialement polarisée linéairement, est convertie en circulaire gauche ou droite et ceci à une fréquence pouvant atteindre quelques kHz. La stabilisation après chaque renversement impose cependant des fréquences plus lentes, entre 1 et 600 Hz.

Le vecteur polarisation nécessaire aux mesures de violation de parité pourrait en principe être porté par la cible aussi bien que le faisceau. Cependant les qualités de forte polarisation et haute fréquence de renversement des faisceaux sont loin devant les performances des cibles actuelles.

3.3.2 Convergence statistique

A présent que nous disposons d'un faisceau polarisé avec une séquence de renversement optimisée reste la question de l'intensité. Nous pouvons utiliser l'expression

(27) pour chaque paire j d'hélicités complémentaires

$$A_j = \frac{N_j^+ - N_j^-}{N_j^+ + N_j^-} \quad (33)$$

L'expérience mesure ainsi N_p asymétries paire à paire qui ont chacune une largeur statistique

$$\sigma(A_j) = 1/\sqrt{N_j^+ + N_j^-}$$

La figure 18 montre un exemple de distribution des A_j extrait des données de HAPPEX. Lorsque toutes les fluctuations de l'appareillage sont négligeables ou corrigées, la largeur de la gaussienne est purement statistique et vaut $\sigma(A_j)$. La précision sur la valeur moyenne quant à elle converge comme $\sigma(A_j)/\sqrt{N_p}$.

A titre d'exemple, supposons 1 MHz de taux de comptage dans les détecteurs

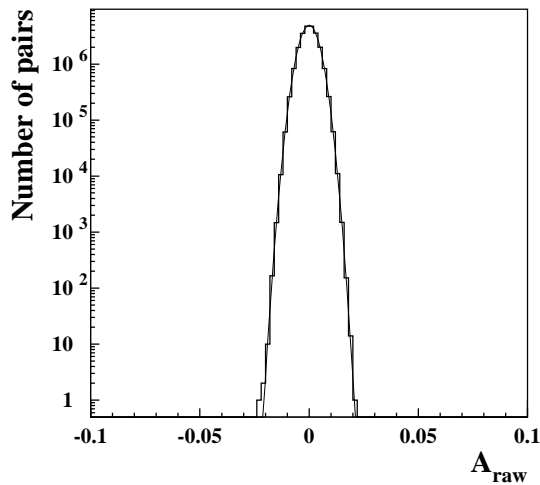


Figure 18: Distribution des asymétries paires à paires pour les données de l'expérience HAPPEX. Le comportement des fluctuations est gaussien sur 6 ordres de grandeurs et la largeur est celle attendue par la pure statistique.

et des "fenêtres de polarisation" de 33ms. Nous avons alors pour chaque paire $\sigma(A_j) = 4000\text{ppm}$. Maintenant supposons $A^{PV} \simeq 1\text{ppm}$ que nous voulons mesurer à 10% près. Il faudra accumuler $N_p \simeq 1.5 \cdot 10^9$ paires soit 1200 jours de faisceau! Le taux de comptage de 1 MHz, pourtant a priori très élevé, est loin d'être suffisant. On voit donc la nécessité de très grandes luminosités.

Les intensités maximales des expériences actuelles sont de $100 \mu\text{A}$ pour les faisceaux continus à JLab, 10^{12} électrons par pulse de 300 ns à SLAC. Une nouvelle technologie basée sur un gradient de dopage du cristal GaAs permet d'extraire des courants instantanés très élevés sans limite de charge de surface [53]. Développés pour des faisceaux pulsés, ces cristaux sont également testés sur des faisceaux continus. Des premiers résultats indiquent une polarisation toujours élevée (80%) avec une augmentation de l'efficacité quantique et une réduction du pouvoir d'analyse [54].

3.3.3 Contrôle des paramètres faisceau

Dans la section 28 nous avons vu que les taux de comptage mesurés étaient fonctions des nombreux paramètres de l'appareillage. Ces paramètres fluctuent dans une certaine largeur et ont deux effets sur les asymétries A_j paire à paire: une augmentation de la largeur de distribution des A_j au-delà de la pure statistique, une fausse asymétrie si une partie de ces fluctuations est corrélée avec le renversement d'hélicité. Nous donnons ci-dessous les principaux éléments de la stratégie expérimentale du contrôle de ces effets. Une revue complète des corrélations à l'hélicité du faisceau à été publiée suite au performances réalisées auprès de la source polarisée de SLAC [55].

Le courant Un exemple de fluctuations du courant est donné figure 19 pour le faisceau de JLab. L'enveloppe des variations relatives du courant dans le temps est typiquement de 1%. Les corrélations avec l'état de polarisation du faisceau sont décrites par l'asymétrie

$$A^I = \frac{I_R - I_L}{I_R + I_L} \quad (34)$$

dont la distribution est de largeur $\sigma(A^I) = 150$ ppm, très inférieure au %. Ceci illustre bien l'intérêt d'un renversement de l'hélicité rapide par rapport aux fluctuations faisceau. D'après la figure 19 la valeur moyenne $\langle A^I \rangle = 8$ ppm mais l'asymétrie "naturelle" en courant peut facilement atteindre plusieurs centaines de ppm. En général $\sigma(A^I)$ et $\langle A^I \rangle$ sont respectivement supérieures à la largeur statistique et à la valeur moyenne des asymétries de violation de parité que l'on recherche. Une première réduction des effets liés au courant consiste à construire une asymétrie de taux normalisés

$$A^D = \frac{D^R - D^L}{D^R + D^L} = A_{exp} - A^I, \quad D^{R,L} = \frac{N^{R,L}}{I^{R,L}} \quad (35)$$

qui supprime la contribution au premier ordre de A^I . Restent les ordres supérieurs qui peuvent être importants si $A^I \gg A^{PV}$. De plus l'expérience montre que l'asymétrie en courant est une source d'effets systématiques induits vers d'autres paramètres faisceau tels que la position et l'énergie. Il est donc crucial d'avoir un contrôle actif de A^I par une boucle de contre-réaction. Sa mise en œuvre demande en premier lieu de comprendre les mécanismes qui peuvent engendrer une asymétrie de courant.

La plupart des corrélations avec l'hélicité observées dans le hall trouvent leur origine auprès du faisceau laser de la source polarisée. D'après fig.17-b), la Cellule de Pockels (CP) est sensée transformer la polarisation initialement linéaire du laser en circulaire.

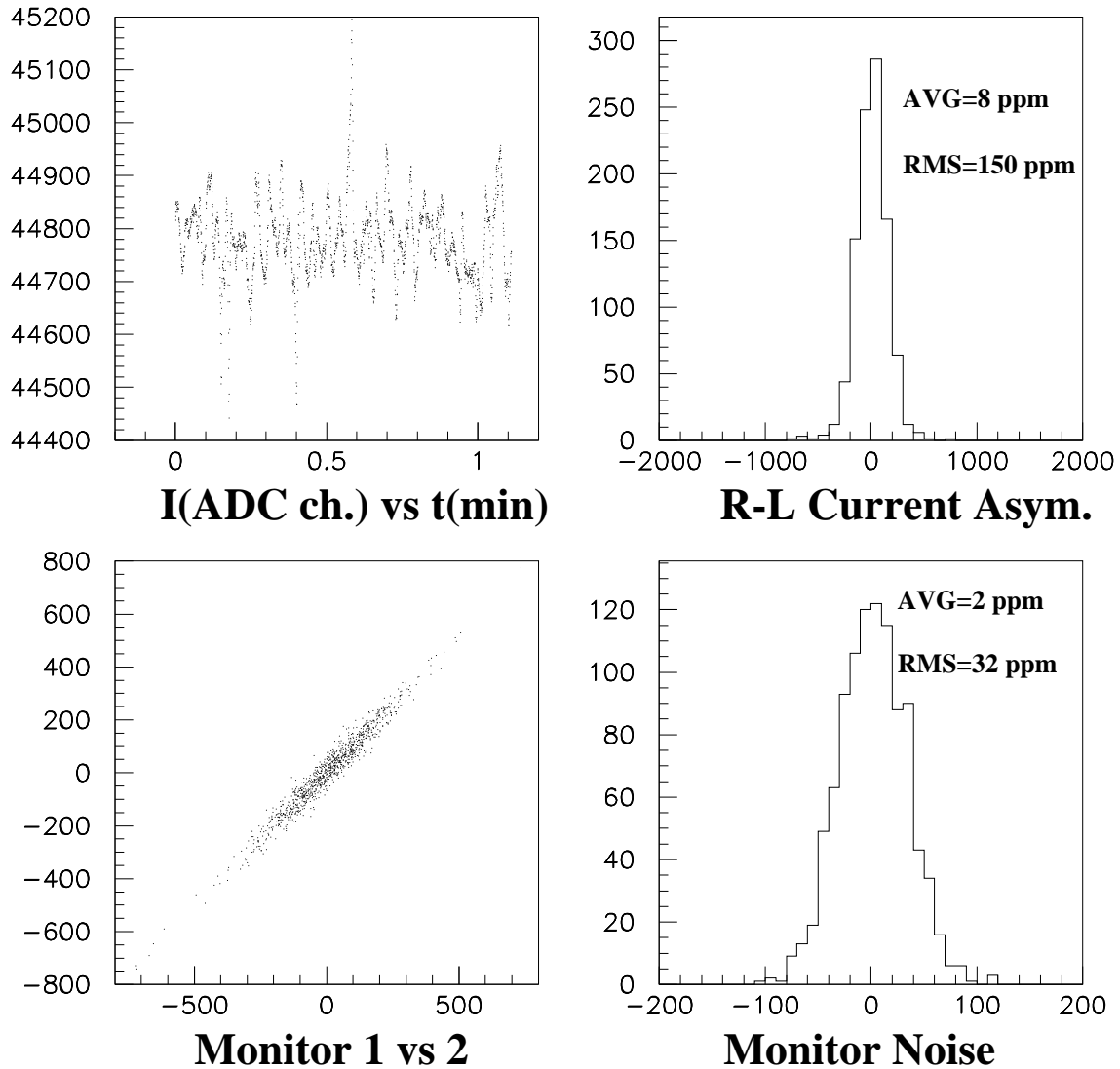


Figure 19: Données des moniteurs de courant pour le faisceau du hall A à JLab avec un renversement de polarisation à 30 Hz. Haut à gauche: fluctuations dans le temps. Haut à droite: fluctuations corrélées à l'hélicité. Bas à gauche: corrélation entre deux moniteurs. Bas à droite: résolution intrinsèque des moniteurs extraite du graphe précédent.

Mais une CP réelle ne se comporte jamais comme une quart d'onde parfaite et une composante linéaire subsiste dont l'orientation peut dépendre de l'hélicité. Ainsi la lumière en aval de la CP forme une *ellipse* de polarisation avec des axes différents pour les pulses gauches ou droits. Supposons maintenant que l'optique laser transporte la

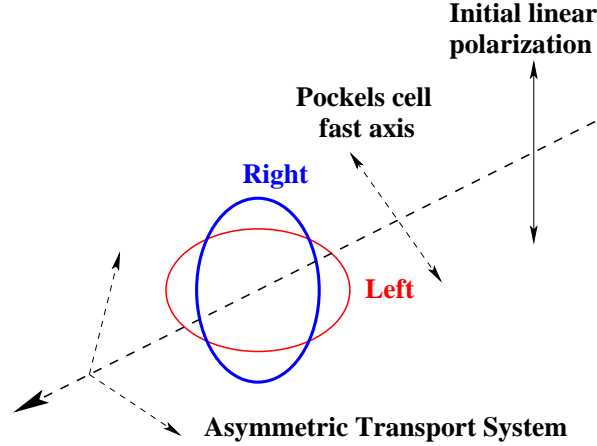


Figure 20: Illustration du mécanisme PITA (Polarisation Induced Transport Asymmetry).

lumière plus efficacement selon un axe que selon sa perpendiculaire, c'est-à-dire qu'il présente un *pouvoir d'analyse*. La différence d'orientation des ellipses de polarisation se traduit par une différence d'intensité (fig.20). Ce mécanisme est nommé PITA pour l'acronyme anglais de Polarisation Induced Transport Asymmetry.

Dans les sources d'électrons à haute polarisation, le principal pouvoir d'analyse est porté par le cristal de la photocathode lui-même. En effet, conjointement à l'augmentation de P_e , l'emploi de GaAs dopé au phosphore introduit des contraintes non-isotropes sur la matrice du cristal qui développe une efficacité quantique différentes suivant les axes de sa surface. Les pouvoir d'analyse mesurés atteignent typiquement 10%.

Puisque le déphasage induit par la CP est proportionnel à la tension appliquée à ses bornes, l'orientation de l'ellipse dans chaque état de polarisation peut se corriger en appliquant un offset de la forme

$$V^\pm = \pm V + \Delta V \quad (36)$$

Pour de petites excursions autour du point de fonctionnement, A^I varie linéairement avec ΔV

$$A^I = \alpha \Delta V$$

avec α la "pente PITA". Cette relation simple fournit la base de la boucle de contre-réaction. L'asymétrie moyenne A^I mesurée dans le hall pendant un certain laps de

temps est corrigée par un changement de tension sur la CP

$$\Delta V_{new} = \Delta V_{old} - \frac{A^I}{\alpha} \quad (37)$$

Chaque mesure de A^I par les moniteurs est affectée par les fluctuations dans une paire (graphe en haut à droite fig.19). A partir de la largeur $\sigma(A^I)$ de la distribution, on s'attend à ce que la précision sur la valeur moyenne varie comme $\sigma(A^I)/\sqrt{N}$ avec N le nombre de mesures. Mais l'application de la correction (37) "remet à zéro" l'asymétrie mesurée à chaque itération. Tout se passe donc comme si seule la dernière des N mesures contribuait à la moyenne et la convergence devient $\sigma(A^I)/N$. Ce processus efficace de contre-réaction est illustré figure 21.

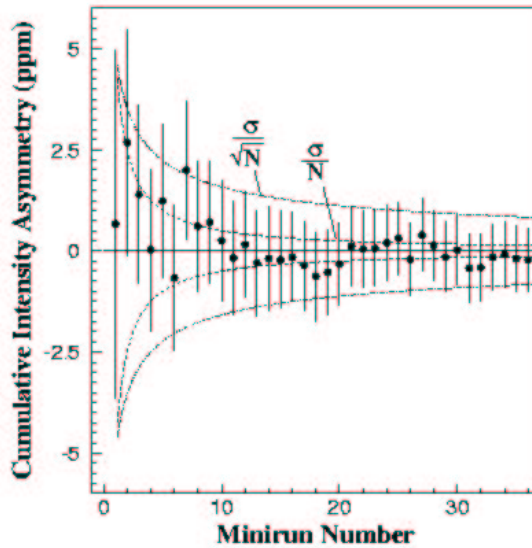


Figure 21: Asymétrie en courant cumulée, en fonction du nombre d'itérations. L'enveloppe des valeurs moyennes suit une convergence en $1/N$, beaucoup plus rapide que la simple convergence statistique en $1/\sqrt{N}$ utilisée ici pour représenter les barres d'erreurs.

Cependant aux fluctuations du faisceau s'ajoutent le bruit intrinsèque $\sigma(noise)$ des moniteurs de courant (graphes en bas de fig.19). Cette quantité étant indépendante de A^I , elle se comporte, après N itérations, comme N mesures indépendantes et son effet cumulé converge en $\sigma(noise)/\sqrt{N}$ seulement.

Au final la convergence de A^I sur l'expérience entière sera donc limitée par le bruit des moniteurs. La largeur $\sigma(A^I)$ ne détermine que le point de départ de la convergence et l'intervalle de temps entre deux itérations. Par exemple la valeur $\sigma(A^I) = 150$ ppm de la fig.19 permet une mesure toutes les 10 minutes avec une précision de 1.5 ppm. Nous pouvons tirer quelques conclusions importantes de cette étude:

- L'étude des paramètres faisceau et leur contrôle actif n'est possible que si la

résolution des moniteurs permet "d'aller chercher à l'intérieur des fluctuations statistiques". Sous forme d'équation ceci se résume à

$$\sigma(\textit{noise}) < \sigma(A^P)$$

où $\sigma(A^P)$ représente les fluctuations paire à paire du paramètre faisceau P et $\sigma(\textit{noise})$ la résolution intrinsèque du moniteur. Cette résolution se mesure en regardant la corrélation entre deux moniteurs proches, mesurant la même grandeur. D'où l'importance d'avoir toujours de la *redondance* dans le diagnostic des paramètres faisceau.

- La difficulté des expériences de violation de parité réside dans la maîtrise des erreurs systématiques liées aux fausses asymétries. On cherchera donc toujours à se ramener au cas idéal où la largeur dominante est celle des fluctuations statistiques (section 3.3.6). Ceci implique

$$\sigma(\textit{noise}) \ll \sigma(A_{\textit{paire}})$$

Il est confortable que $\sigma(A^P)$ soit elle aussi inférieure à $\sigma(A_{\textit{paire}})$ mais cette condition est rarement réalisée par les accélérateurs. Dans ce cas c'est la convergence rapide de la contre-réaction et la bonne résolution des moniteurs qui permettent de revenir à des effets négligeables sur l'asymétrie physique³. L'expérience E158 au SLAC (section 4.1) illustre bien cette situation avec $\sigma(A^I) = 5000$ ppm et $\sigma(A_{\textit{paire}}) \simeq 150$ ppm mais $\sigma(\textit{noise}) = 27$ ppm.

Les positions Nous avons vu dans le paragraphe précédent comment une composante résiduelle de polarisation linéaire dans la lumière laser pouvait générer une asymétrie en courant si l'orientation de cette polarisation était corrélée à l'hélicité (Eq.(36)). A l'ordre supérieur, un changement *graduel* de cette orientation à l'intérieur du spot laser va générer un gradient d'asymétrie de courant en plus de l'effet global A^I (figure 22). La position étant définie comme le premier moment de la distribution de charges dans le pulse faisceau

$$\langle X \rangle \propto \int_{\textit{spot}} x \rho(x) dx \quad (38)$$

ce gradient produit une asymétrie en position. En poursuivant ce parallèle, une *courbure* de la phase de l'ellipse de polarisation induit une asymétrie dans la taille du

³Dans le cas de larges fluctuations en courant il faudra également une bonne linéarité des moniteurs. Si la réponse d'un moniteur au courant I est $(\alpha I + \beta I^2)$, l'asymétrie mesurée dévie de l'asymétrie réelle par un facteur $(1 + \frac{\beta}{\alpha} I)$

faisceau d'électrons, reliée au deuxième moment de la distribution.

Une autre origine des asymétries en position est l'effet de lentille de la CP. L'établissement des tensions V_{\pm} associées à chaque hélicité peut engendrer des déformations physiques du matériau par effet piezo-électrique qui conduisent à la déviation du faisceau laser. Tous ces effets sont minimisés par un alignement minutieux du montage optique et un diamètre de faisceau laser réduit. L'effet mécanique de déviation est largement

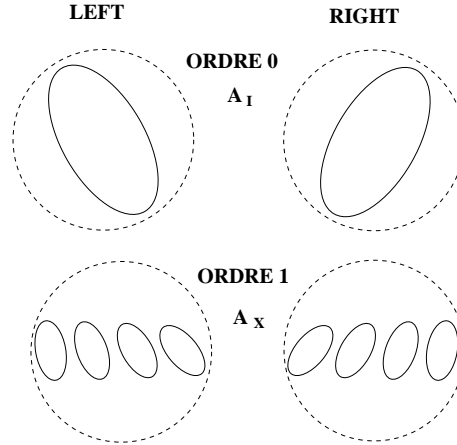


Figure 22: Illustration de la composante linéaire résiduelle de polarisation à l'intérieur du spot laser (cercle pointillé).

supprimé en plaçant la CP et la photocathode aux foyers d'une lentille convergente. En appliquant la formule (29) au cas d'une position X, la fausse asymétrie résiduelle engendrée par la différence moyenne ΔX entre les deux états d'hélicité s'écrit

$$A^X = \frac{1}{2N} \alpha_x \Delta X, \quad \alpha_x = \frac{\partial N}{\partial X}$$

Comme pour le courant, des moniteurs sont nécessaires pour mesurer ΔX dans le hall expérimental. Cependant des moniteurs supplémentaires sont placés très en amont dans la machine, au niveau de l'injecteur, pour une meilleure sensibilité. En effet le processus d'accélération réduit l'émittance du faisceau d'électron qui varie en $1/\sqrt{E}$ (adiabatic damping). Les fluctuations apparaissent ainsi nettement plus grandes à l'injecteur et le diagnostic gagne en précision.

Le coefficient α_x traduit la sensibilité de l'appareillage au paramètre X. Il dépend de la configuration de l'expérience et n'est pas facile à estimer précisément par simulation. La technique employée est donc de moduler les paramètres faisceau un à un et de mesurer en ligne la variation induite dans les taux de comptage des détecteurs. Le principe de cette modulation est illustré figure 23. Un ensemble d'aimants correcteurs (M_i) est installé sur la ligne faisceau en amont du hall expérimental. Il faut s'arranger pour avoir au moins 5 modulations indépendantes correspondant à X, Y, θ_X, θ_Y et E .

La modulation en énergie s'effectue en jouant sur le gain d'une cavité accélératrice en bout de ligne. Les graphes à droite de la figure 23 montrent la correspondance directe entre la réponse des moniteurs de position et l'excitation des correcteurs horizontaux ou verticaux. Dans la réponse en énergie, on constate une corrélation entre E et X qui s'explique par le fait que l'énergie est déduite de la position du faisceau dans un arc de dispersion horizontal.

D'autres corrélations non-triviales peuvent surgir de la variation de l'optique fais-

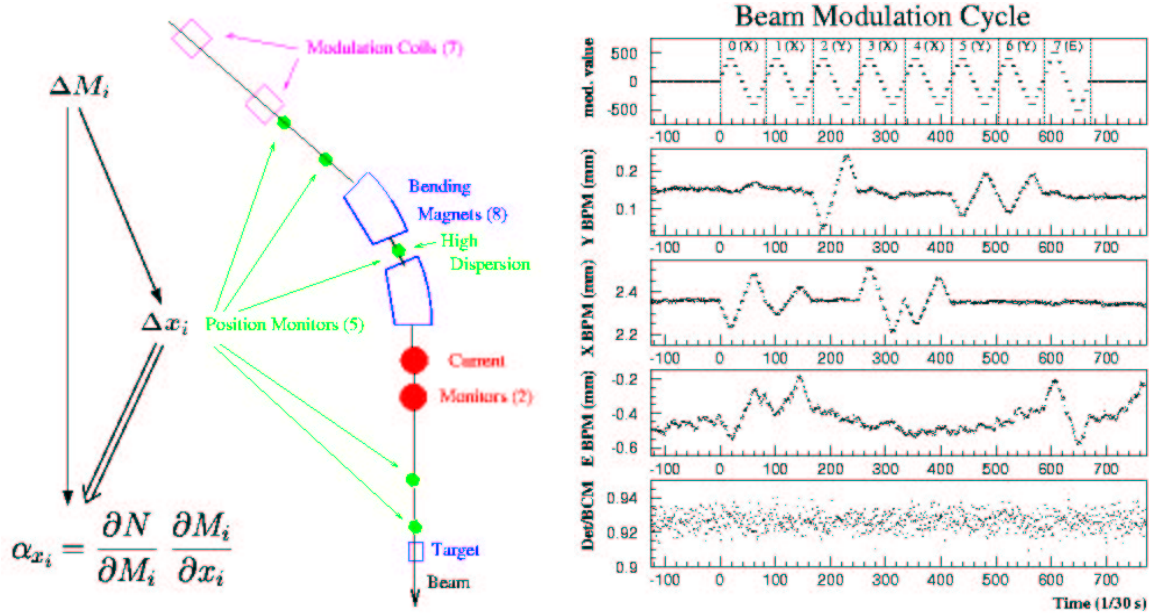


Figure 23: Gauche: schéma de la modulation des paramètres faisceau et de l'extraction des sensibilité α_{x_i} . Droite: Exemple de réponse des moniteurs et des taux de comptage à la modulation de chaque paramètre faisceau.

ceau. La conduite des électrons par les dipôles et les quadrupôles de l'accélérateur définit en effet une enveloppe faisceau avec des zones de grande sensibilité ou de sensibilité nulle à la modulation d'un paramètre. La position de ces "ventres" ou de ces "nœuds" par rapport aux moniteurs devant la cible est alors cruciale pour extraire les coefficients α . En pratique on prévoit une redondance des aimants de modulation et une analyse matricielle permet de sortir l'information pour les 5 paramètres indépendants. L'amplitude de la modulation est réglée comparable aux variations de position du faisceau dans le temps (qq 100 μm) mais grande devant les fluctuations pulse à pulse (typiquement qq 10 μm). La réponse des détecteurs sort à peine des fluctuations statistiques sur une modulation et nécessite le cumul de plusieurs cycles d'excitation pour extraire les α_{x_i} .

Le grand avantage de cette méthode est de fournir en ligne les α_{x_i} dans les conditions exactes de l'expérience et de suivre leur éventuelles variation dans le temps. Un cycle

de modulation dure typiquement de l'ordre d'une minute et peut occuper jusqu'à 30% du temps de prise de données. Ceci n'est nullement pénalisant pour l'expérience puisque l'excitation des aimants correcteurs se fait par paliers successifs qui ne sont pas corrélés avec l'hélicité du fait de la structure des renversements. Les événements

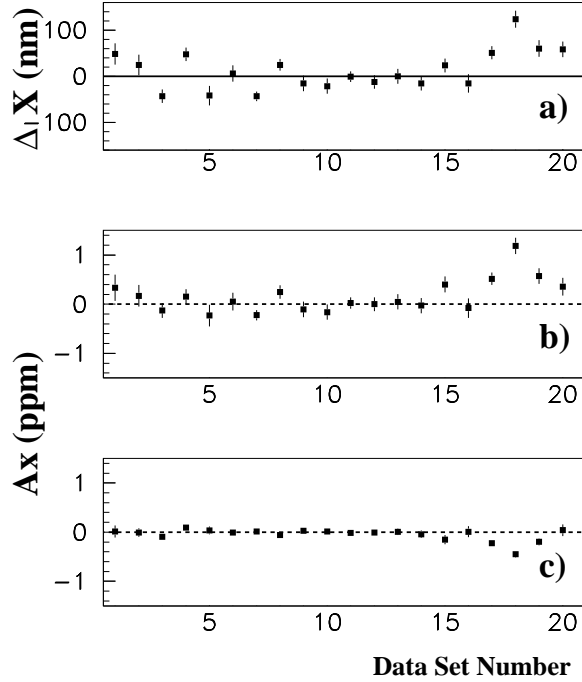


Figure 24: a): Différences de position horizontale corrélées à l'hélicité pour 20 sous-ensemble de données. b) et c): Fausse asymétrie induite dans chacun des détecteurs, respectivement à $\varphi = 0$ et $\varphi = 180$ degrés.

enregistrés pendant une modulation sont donc exploités pour la mesure physique au même titre que les autres.

La figure 24 montre les performances réalisées pour l'expérience HAPPEX au Jefferson Laboratory avec une contre-réaction sur le courant mais pas sur les positions. On voit que la réduction de A^I , l'ordre 0, contraint également les effets en position, ordre 1, à de faibles valeurs ($\Delta X < 20$ nm dans ce cas). Le "décrochage" des 4 derniers points illustre la difficulté de maîtriser l'optique faisceau, la fonction de transfert des positions à la source vers les positions sur la cible. La symétrie azimutale des détecteurs est alors un atout important qui annule les fausses asymétries au premier ordre. Les graphes b) et c) de la figure 24 montrent en effet une compensation partielle entre les détecteurs à $\varphi=0$ et 180 degrés.

Pour ces mêmes raisons d'optique faisceau difficile à appréhender la convergence des systèmes de contre-réaction en position n'est pas optimale et la philosophie de la plupart des expériences de violation de parité reste de minimiser avant tout A^I , qui apparaît comme le générateur des effets d'ordre supérieur. Des corrections de posi-

tions, basées sur la mise en place de miroirs piezo-électriques dans le trajet du laser

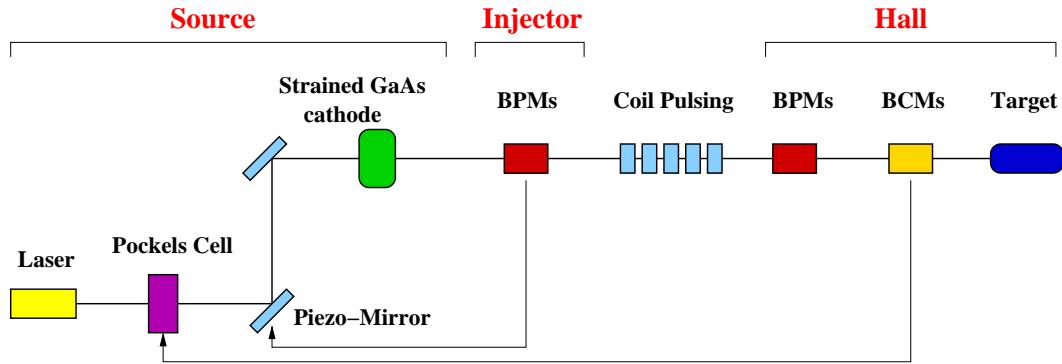


Figure 25: Schéma des ingrédients pour le contrôle des paramètres faisceau.

de la source, peuvent toutefois être effectuées.

La figure 25 résume ainsi les ingrédients essentiels pour le contrôle des paramètres faisceau avec les diagnostics au niveau de l'injecteur et du hall expérimental et les contre-réactions vers la source.

La polarimétrie Dernier paramètre que nous aborderons ici, la polarisation du faisceau d'électrons n'induit pas de fausse asymétrie au premier ordre mais intervient directement dans la normalisation et l'erreur de la mesure (Eq.31). Les techniques utilisées sur accélérateurs sont les diffusions Mott, Moller et Compton [37, 38].

Le cahier des charges ambitieux des futures expériences de violation de parité (typiquement 1% à 1 GeV [39, 40]) relance le développement de ces techniques éprouvées auprès de nombreux accélérateurs. A ce niveau de précision, des nouvelles contraintes viennent se greffer sur la mesure de la polarisation. On souhaitera en particulier rester le plus proche possible des conditions faisceau de l'expérience en cours. Par exemple les polarimètres à cible solide (Mott et Moller) nécessitent des mesures à faible courant faisceau afin de limiter la chaleur déposée. Suivant le mécanisme d'atténuation utilisé, cette réduction du courant peut induire un changement de polarisation faisceau non-négligeable à l'échelle du %.

La polarimétrie Mott étant adaptée à des mesures à basse énergie, près de l'injecteur, les développements se focalisent sur les deux autres méthodes, plus proches du cas idéal d'une mesure dans le hall et dans les mêmes conditions que l'expérience. La polarimétrie Moller bénéficie d'une figure de mérite quasi-indépendante de l'énergie faisceau et permet des mesures rapides. L'essentiel de l'erreur systématique est portée par l'incertitude sur la polarisation de la cible ($\simeq 3\%$), habituellement constituée d'une feuille d'alliage magnétique saturée dans un champ de quelques centaines de Gauss. L'utilisation d'un champ magnétique très intense de 4 Teslas et d'une cible

de fer pur réduit l'erreur totale en-dessous du pourcent [41]. Cependant l'utilisation à fort courant reste problématique. Un développement à plus long terme mais très prometteur en terme d'erreurs systématiques, consiste à mesurer la diffusion Moller sur les électrons d'un gaz d'atomes polarisés à 100% [42].

La polarimétrie Compton apparaît comme le candidat idéal "sur le papier". La seule interaction avec le faisceau de l'accélérateur est le croisement avec un laser qui joue le rôle de cible de photons. La mesure est donc complètement transparente pour les utilisateurs de hall est permet en principe un suivie de la polarisation durant toute la prise de données. Le point faible est le pouvoir d'analyse, qui dépend linéairement de l'énergie laser et de l'énergie faisceau. Des mesures précises à 1 GeV demandent donc de fortes densités de photons (laser puissants [43] ou amplifiés dans une cavité optique [44]) et des longueurs d'onde les plus courtes possibles [45].

Une polarimétrie au % demandera le développement de ces techniques complémentaires pour être crédible. L'utilisation intensive des faisceaux polarisés constitue un moteur pour relever les défis technologiques dans les années à venir.

3.3.4 La cible

Les expériences de violation de parité imposent un cahier des charges spécifique aux cibles cryogéniques. En premier lieu la convergence statistique vers des précisions inférieures au ppm demande une forte luminosité, c'est-à-dire des cibles étendues pouvant supporter de forts courants faisceau. Le record actuel est détenu par la cible de E158 au SLAC, qui mesure 1.5 m de long et peut dissiper jusqu'à 700W de puissance déposée par le faisceau [46].

Une telle dimension n'est utilisable qu'avec une détection très à l'avant, qui réduit l'effet de cible étendue dans les variations d'acceptance. La plupart des cellules utilisées font plutôt entre 5 et 20 cm de long. Dans ce cas la contribution relative du bruit de fond provenant des parois de la cible peut devenir importante. Le processus dominant est la diffusion quasi-élastique sur les nucléons des noyaux dans les parois. On utilisera donc des fenêtres les plus fines possible, entre 100 et 250 μm suivant la pression interne de la cellule.

Enfin il faut garder l'épaisseur totale de cible constante dans le temps. Une première considération géométrique est de construire des cellules avec des fenêtres d'entrée et de sortie de courbure opposée, de telle sorte que le faisceau traverse toujours la même longueur de cible lors d'un déplacement transversal. Dans le cas des cibles liquides (hydrogène, deutérium) l'échauffement du faisceau fait diminuer la densité moyenne ou peut même conduire à l'ébullition le long de la trajectoire des électrons. Le paramètre critique est encore et toujours la dépendance en temps des fluctua-

tions et leur corrélation avec le renversement d'hélicité du faisceau. L'effet s'ajoute quadratiquement à la largeur purement statistique de l'asymétrie

$$\sigma(A_{\text{paire}}) = \sqrt{\frac{1}{N_{\text{paire}}} + \left(\frac{\sigma(l)}{l}\right)^2}$$

avec l la longueur totale et $\sigma(l)$ le rms des fluctuations. On cherche donc à conserver $\sigma(l)/l \ll 1/N$. Une première méthode de mise en évidence de l'ébullition de la cible est de mesurer la largeur de l'asymétrie dans les détecteurs sur une large gamme en intensité et de vérifier le comportement purement statistique

$$\sigma(A_{\text{paire}}) \propto \frac{1}{\sqrt{I}}$$

Une seconde méthode consiste à regarder la corrélation entre deux détecteurs indépendants. Soient A_1 et A_2 les deux asymétries mesurées et en supposant $N_1 \simeq N_2$ pour simplifier

$$C = \frac{\langle A_1 A_2 \rangle}{\sigma(A_1)\sigma(A_2)} \simeq \frac{(\sigma(l)/l)^2}{1/N + (\sigma(l)/l)^2}$$

Le bruit des fluctuations de la cible sera commun à tous les détecteurs, quelque soit leur taux de comptage, et dans ce cas $C \neq 0$.

Les expériences récentes incluent toutes dans leur appareillage des moniteurs dits de luminosité, situés aux angles très avants. Le taux de comptage y est énorme et fournit une largeur statistique paire à paire petite devant celle des détecteurs pour l'asymétrie physique. Ces moniteurs sont donc particulièrement sensibles à toutes les autres fluctuations, des paramètres faisceau ou de la densité de cible. De plus l'implémentation très à l'avant annule toute asymétrie physique ($Q^2 \simeq 0$), la qualité du contrôle des fluctuations est donc quantifiée par une mesure de zéro. Au Jefferson Lab, de simples scintillateurs accolés au tube faisceau en aval de la cible ont ainsi pu fournir de précieux renseignements pour les expériences à venir [47], montrant en particulier l'importance de l'écoulement du liquide dans la cellule cible près des parois, qui apparaissent comme les principaux points de chauffe du liquide.

3.3.5 Détection

Au bout de la chaîne de l'appareillage qui a commencé à la source polarisée se trouve les détecteurs d'électrons dont le signal pour chaque état d'hélicité nous permet de constituer l'asymétrie de violation de parité. Une première considération générale de la détection est de respecter la symétrie azimutale autour de l'axe faisceau. La plupart des fausses asymétries s'annulent en effet en sommant sur φ . C'est le cas

par exemple de l'asymétrie générée par une composante transverse de la polarisation faisceau. Concernant les fluctuations en positions, prenons le plan horizontal, on s'attend également à un changement de signe de A_X entre $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi = 180^\circ$. L'acceptance des détecteurs couvre donc soit une couronne complète autour d'un angle moyen de diffusion (E158,G0,PVA4), soit un secteur plus réduit de l'espace de phase avec son complément à $\varphi + 180^\circ$ (SAMPLE, HAPPEX).

Au-delà de la réduction des effets systématiques moyens, cette symétrie en φ peut être exploitée pour mieux contrôler les corrections appliquées à l'asymétrie de violation

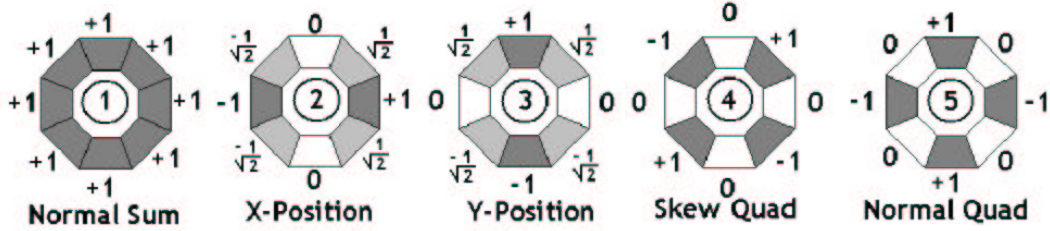


Figure 26: Ensemble de pondérations sur un détecteur à 8 segments pour faire ressortir les composantes dipolaires ou quadrupolaires des fluctuations faisceau (extrait de [48]).

de parité. En assurant une segmentation suffisante du détecteur, on pourra en effet utiliser d'autres pondérations que la simple sommation pour amplifier et non plus annuler les fluctuations. La figure 26 illustre la géométrie du détecteur de luminosité de E158 et les différentes pondérations exploitées. Par exemple la sensibilité aux fluctuations de position horizontale est amplifiée d'un facteur 100 entre la première et la deuxième pondération.

A l'intérieur de ces caractéristiques globales, la stratégie de détection se regroupe en deux classes, l'intégration du signal et la détection de chaque événement, que nous illustrons par les exemples des expériences E158 au SLAC et PVA4 à Mainz.

Intégration du signal Dans cette approche le signal en sortie du détecteur est envoyé dans un ADC intégrateur de haute résolution et linéarité [49] qui mesure la charge totale produite pendant un état de polarisation du faisceau. A_{paire} est ainsi simplement l'asymétrie des ces charges intégrées pour les deux états complémentaires d'une paire. L'avantage majeur de cette technique est de pouvoir supporter des taux de comptage très élevés (100 MHz) sans aucun temps mort puisque la fréquence d'acquisition est celle de renversement de l'hélicité, typiquement entre 30 et 600 Hz. La méthode de détection utilisée repose sur une structure alternée de matériau dense, qui induit une gerbe électromagnétique au passage de l'électron, et de matériau optique, qui recueille la lumière Cerenkov produite par les particules chargées de la

gerbe. Le matériau dense ne doit pas contenir d'éléments magnétiques tels que le fer ou le nickel qui pourraient se polariser sous l'effet d'un champ externe et engendrer des diffusions Moller doublement polarisées possédant une forte asymétrie. Le cuivre est un bon candidat, moins cher que le tungstène. La dose accumulée au cours d'une prise de données peut atteindre plusieurs dizaines de MRad. A ce niveau d'irradiation, la plupart des matériaux optiques deviennent opaques. La lumière cérenkov est donc



Figure 27: Gauche: Détecteur d'électrons de E158 en construction. Le plateau supérieur assure la connexion entre les fibres optiques et les PM. Droite: Illustration du positionnement des plaques de cuivre entre lesquelles sont disposées les fibres de quartz.

captée dans des fibres ou des plaques de quartz amorphe (silice pure), connu pour résister à des doses 100 fois plus élevées [50]. Un guide de lumière assure ensuite la connexion au photo-multiplicateur. L'axe de propagation de la lumière dans la silice est orienté à $\simeq 45^\circ$ par rapport à l'électron incident de manière à s'aligner sur une génératrice du cône Cerenkov et récupérer des photons avec un nombre réduit de rebonds.

L'épaisseur totale du détecteur est suffisante pour absorber la majeure partie de l'énergie incidente afin de réduire la sensibilité au bruit de fond basse énergie (figure 27). Bien que l'information de calorimétrie ne soit pas directement utilisée du fait de l'intégration, la résolution du détecteur doit être suffisamment bonne pour ne pas détériorer la largeur statistique de l'asymétrie

$$\sigma(A_{paire}) = \sqrt{\frac{1}{N} \times \left[1 + \left(\frac{\Delta E}{E} \right)^2 \right]}$$

avec $\Delta E/E$ la résolution. Si l'on souhaite un effet relatif sur $\sigma(A_{paire})$ de moins de 5%, cette relation fixe le minimum de photo-électrons par électron incident à 10 au

moins. Les forts taux de comptage imposent alors aux photo-multiplicateurs à fonctionner à très bas gain pour limiter le courant de sortie.

Le point faible de l'intégration du signal est son fonctionnement en aveugle vis-à-vis du bruit de fond. La stratégie des expériences HAPPEX est d'utiliser des spectromètres de haute résolution pour séparer spatialement la cinématique élastique dans le plan focal. Le prix à payer est une acceptation réduite. Pour des acceptances plus larges la séparation est moins bonne, le niveau de bruit est d'abord diminué par une série de blindages et la composante résiduelle soustraite par des études spécifiques et des simulations détaillées (SAMPLE,E158). La possibilité de mesurer l'énergie de chaque événement donne alors une meilleure sélectivité. Cette stratégie, utilisée par les expériences G0 et PVA4, est brièvement abordée au paragraphe suivant.

Détection de chaque événement Le fort taux de comptage des expériences de parité impose, pour recueillir de l'information sur chaque événement, une segmentation importante du détecteur. La figure 28 montre le calorimètre de PVA constitué de 1022 cristaux de PbF_2 . L'énergie de chaque électron incident est calculée en

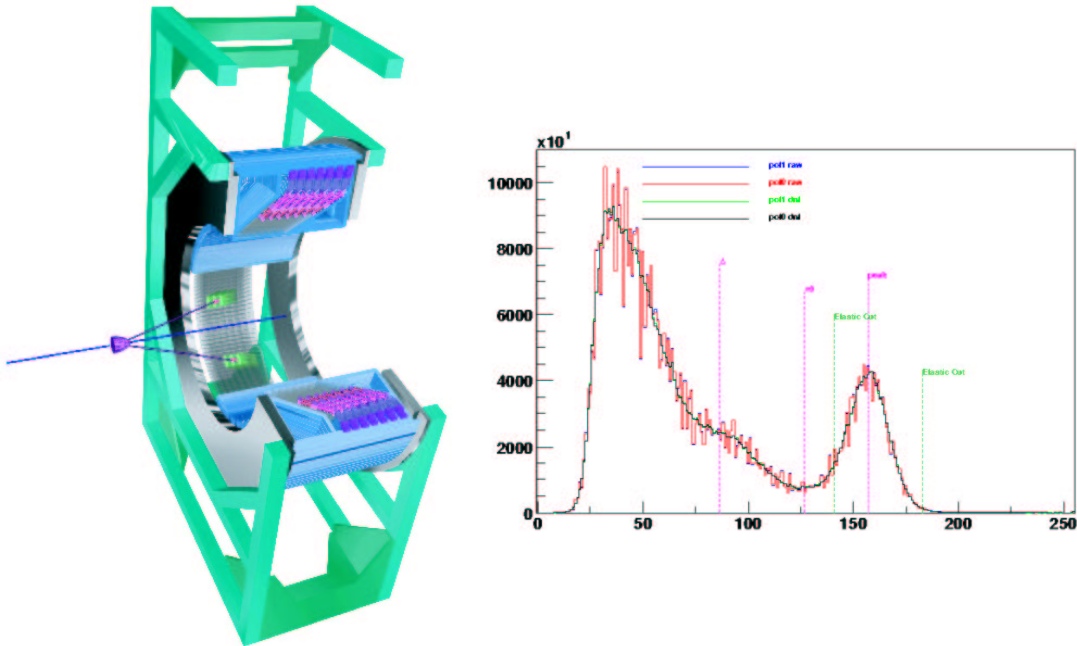


Figure 28: Gauche: Calorimètre électronique de PVA4. Droite: exemple d'histogramme de l'énergie déposée dans un cluster de 3x3.

faisant la somme du cluster 3x3 centré sur le point d'impact de la particule. La position, l'énergie et l'hélicité de l'électron sont alors stockées dans un histogramme à trois dimensions. L'asymétrie de violation de parité s'obtient alors à partir du nombre d'événements de chaque hélicité contenus entre deux coupures définissant la

cinématique élastique (fig.28). Le taux de comptage des processus inélastiques (production de π au seuil et résonances) atteint 90 MHz pour l'ensemble du détecteur pour seulement 10 MHz d'événements élastiques. Une bonne résolution en énergie est cruciale pour la suppression du bruit de fond. Elle atteint ici $4\%/\sqrt{E}$ (GeV) [51]. Pour la mesure de G0 aux angles avants la particule détectée est le proton de recul. Son énergie est mesurée par temps de vol et histogrammée. La sélection de la cinématique élastique se fait à nouveau par des coupures sur les spectres. La segmentation en 8 octants de 15 scintillateurs permet de garder la fréquence d'acquisition de chaque voie inférieure à 1 MHz. Le développement d'une électronique rapide permet de garder le temps mort $< 10\%$. La correction de ce temps mort reste toutefois cruciale pour la précision des mesures [52]. L'information sur l'énergie fournit une bonne réjection des processus inélastiques mais une simulation fine reste nécessaire pour comprendre l'origine du bruit de fond résiduel et son asymétrie propre. Cette technique de détection, complémentaire à l'intégration du signal, est parfaitement adaptée aux larges acceptances. Elle permet dans le cas de G0 une large couverture en Q^2 en une seule prise de données.

3.3.6 Les preuves par 9

En dernière étape de l'analyse, des vérifications très générales permettent de confirmer le bon contrôle des effets systématiques. Le test du comportement gaussien de la distribution des asymétries paire à paire (fig18) permet de vérifier que les fluctuations sont dominées par les fluctuations statistiques du taux de comptage.

Une constante de toutes les mesures d'asymétrie est de multiplier les renverse-

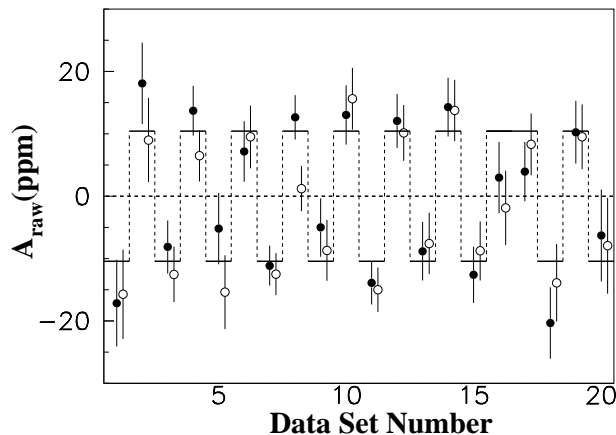


Figure 29: Alternance de signe corrélée à l'insertion de la lame demi-onde dans le trajet du laser de la source. Les données sont issues de l'expérience HAPPEX. Les cercles pleins et vides correspondent aux deux détecteurs.

ments de signe de la physique et des fausses asymétries de manière indépendante. Au niveau de la source polarisée, l'insertion d'une lame demi-onde dans le faisceau laser renverse les propriétés de polarisation du faisceau sans changer ses propriétés spatiales. Si tous les effets systématiques sont bien corrigés, on s'attend alors à observer un renversement de signe parfait dans l'asymétrie mesurée (fig.29). D'autres renversements complémentaires sont exploitables. L'orientation de la polarisation du faisceau au niveau de la cible est sensible à l'énergie via le phénomène de précession du spin. Dans certains dispositifs, deux énergies voisines peuvent correspondre à une rotation de 180° , générant un renversement similaire à la lame demi-onde.

Un jeu de lentilles optiques peu également inverser les propriétés spatiales sans changer la polarisation. Ce renversement est à priori complémentaire aux deux précédents mais les défauts liés à l'insertion de nouveaux éléments optiques dans le faisceau laser et la fonction de transfert nontriviale de l'injecteur à la cible limitent la qualité du changement de signe.

L'ensemble des techniques expérimentales exposées dans cette section permet des mesures très précises des asymétries de violation de parité avec des faisceaux polarisés intenses d'électrons. Le contrôle des fausses asymétries liées aux paramètres faisceau atteint aujourd'hui la limite de quelques dizaines de ppb (quelques 10^{-8}). Nous montrons à présent comment cette précision peut-être mise au service de tests du modèle standard.

4 L'interaction faible est-elle fiable?

Nous avons montré en première partie de ce cours comment en diffusion d'électrons le courant neutre faible pouvait être utilisé comme une nouvelle sonde pour étudier la matière hadronique. Dans ce chapitre nous traitons une approche différente dans laquelle les effets de structure interne de la cible sont minimisés, ou suffisamment contraints par les mesures, pour permettre un test précis de l'interaction faible elle-même. L'enjeu est la mise en évidence d'une nouvelle physique non-incluse dans le modèle standard actuel.

Les différentes approches expérimentales peuvent se regrouper en 4 classes de mesures:

- *Les collisions à haute énergie proches du pôle du Z^0 ou du W*

Dans ce domaine cinématique les interactions sont dominées par le courant faible et permettent des mesures très précises des paramètres de la force faible, masse des bosons intermédiaires, constantes de couplage, angle de mélange.

- *La violation de symétries discrètes incluses dans le modèle standard*

Citons par exemple la non-conservation du nombre leptonique et le moment électrique dipolaire permanent du neutron qui font l'objet de nombreux projets expérimentaux sur la prochaine décennie pour tester les prédictions du modèle standard.

- *Les transitions rares ou interdites*

Cette approche fait l'objet de plusieurs autres cours de cette école.

- *Les effets des corrections électrofaibles*

L'interaction faible permet un développement perturbatif en puissance de la constante de couplage. Dès le premier ordre, les corrections à une boucle font intervenir une sommation sur tous les états intermédiaires possibles, incluant éventuellement une physique non détectée jusqu'à présent.

Le développement constant des technologies ouvre ainsi de nombreuses fenêtres d'étude à basse énergie, qui contraignent cependant l'apparition d'une nouvelle physique jusqu'à l'échelle du TeV dans des domaines tout à fait complémentaires aux mesures des grands collisionneurs. Nous allons montrer ici comment la violation de parité est un outil performant au service de la dernière approche à travers les programmes expérimentaux de mesure précise de l'angle de mélange θ_W et de la violation de parité dans les atomes.

4.1 Evolution de $\sin^2 \theta_W$ avec Q^2

La sensibilité des processus d'ordre supérieur à de la nouvelle physique a été une approche fructueuse dans le domaine des saveurs des quarks. Dès 1974 Iliopoulos prédit l'existence du quark charmé, "nécessaire" dans les diagrammes de désintégration des Kaons pour expliquer l'absence de décroissance en paire de muons. Plus tard de fortes

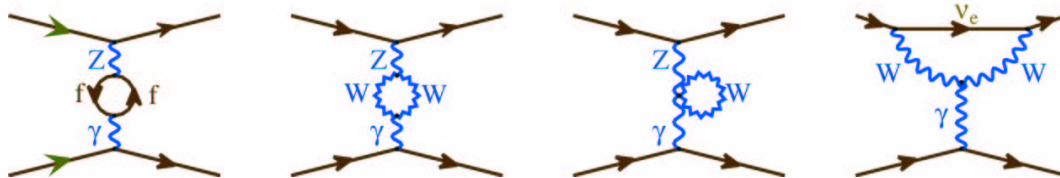


Figure 30: Diagrammes de mélange $\gamma - Z$, par l'intermédiaire de boucles de fermions (premier diag.), de bosons (diag. 2 et 3) ou par le moment anapolaire de l'électron (dernier diag.).

contraintes sont données sur la masse du quark top, bien avant sa mise en évidence

directe au Fermilab [56]. L'expérience E158 au Stanford Linear Accelerator Center [57] utilise la même méthode pour tester de nouveaux scénarii de physique encore non observés. Autre clin d'œil de l'histoire, il y a 25 ans E122 mesurait pour la première fois la violation de parité en diffusion d'électron auprès du même accélérateur [36]. Il sagissait à l'époque d'évaluer $\sin^2 \theta_W$ afin d'établir le modèle de l'interaction faible qui allait devenir le modèle standard.

4.1.1 Expérience E158 au SLAC

La quantité mesurée est la violation de parité dans la diffusion Möller $\bar{e} - e$. Comme pour la diffusion sur le nucléon, cette asymétrie est proportionnelle à l'interférence $Z^0 - \gamma$. Du fait de la nature ponctuelle de l'électron, son expression au premier ordre ne dépend que de paramètres du modèle standard et de termes cinématiques

$$A_{ee}^{PV} = \frac{G_F}{\sqrt{2}\pi\alpha} mE \frac{16 \sin^2 \theta_{cm}}{(3 + \cos^2 \theta_{cm})^2} \times (1 - 4 \sin^2 \theta_W (M_Z)_{\bar{M}S}) \quad (39)$$

On retrouve le rapport des constantes de couplage G_F et α de l'Eq.(20). m est la masse de l'électron, E l'énergie du faisceau, θ_{cm} l'angle de diffusion dans le centre de masse et θ_W l'angle de mélange de Weinberg issu de l'unification électrofaible. La valeur utilisée, $\sin^2 \theta_W = 0.23113(15)$, est extraite des mesures précises réalisées au pôle du Z^0 en utilisant le schéma de renormalisation $\bar{M}S$ [5]. Ce choix de schéma est arbitraire mais il peut simplifier certains calculs intermédiaires et le résultat physique n'en dépend pas.

A l'ordre supérieur les corrections électrofaibles font intervenir de nombreux graphes. Le détails de leur calcul [58] est au-delà du cadre de ce cours et nous nous contenterons de regrouper l'essentiel de l'effet final sous la forme de facteurs correctifs qui modifient l'expression (39) selon

$$A_{ee}^{PV} = \frac{G_F}{\sqrt{2}\pi\alpha} mE \frac{16 \sin^2 \theta_{cm}}{(3 + \cos^2 \theta_{cm})^2} \times (1 - 4\kappa(Q^2) \sin^2 \theta_W (M_Z)_{\bar{M}S} + \delta_{box}) \quad (40)$$

Le terme δ_{box} provient des diagrammes d'échange de deux bosons intermédiaires (WW , ZZ , γZ), dits diagrammes en boîte. Il induit une correction de $\simeq 2\%$ sur A_{ee}^{PV} . Le facteur $\kappa(Q^2)$ contient la principale correction. Il provient des diagrammes de la figure 30 où l'échange d'un photon produit une violation de parité par l'intermédiaire d'une conversion en Z^0 ou par le moment anapolaire de l'électron. Ce dernier terme est comparable à celui déjà rencontré dans les corrections du facteur de forme axial (23). La prise en compte des diagrammes à une boucle équivaut donc à une redéfinition de l'angle de mélange par un angle effectif

$$\sin^2 \theta_W \rightarrow \sin^2 \theta_W(Q^2) = \kappa(Q^2) \sin^2 \theta_W (M_Z)_{\bar{M}S} \quad (41)$$

qui prend alors une dépendance en Q^2 . A faible transfert $\kappa(0) = 1.0301 \pm 0.0025$, avec une incertitude dominée par l'habillage QCD des quarks dans la boucle de fermions du premier diagramme. Cette faible augmentation de $\sin^2 \theta_W$ est largement amplifiée dans l'asymétrie par la compensation accidentelle $4 \sin^2 \theta_W \simeq 1$. Ainsi 3% d'augmentation de $\sin^2 \theta_W$ se traduit par 40% de réduction de l'asymétrie et confert à E158 une très bonne sensibilité. Parmi les scénarii de "nouvelle physique" impliquant une déviation de A_{ee}^{PV} on peut citer l'existence d'une nouvelle interaction de contact entre électrons gauches [59] caractérisée par un terme du lagrangien

$$\mathcal{L} = \frac{4\pi}{2\Lambda_{LL}^2} \bar{e}_L \gamma_\mu e_L \quad (42)$$

où l'échelle d'énergie Λ_{LL} est équivalent à G_F pour la désintégration β . E158 teste également l'existence d'un boson de jauge Z' supplémentaire. En revanche, l'absence de hadrons dans le processus mesuré rend l'expérience insensible à d'éventuels lept-quarks.

L'évolution sur un large domaine de Q^2 est illustrée par la courbe figure 33. La mesure précise de $\sin^2 \theta_W(M_Z)$ par les collisionneurs SLD et LEP [60] fixe un point de référence expérimental et les calculs au premier ordre fixent l'évolution de part et d'autre, à la manière du "running" des constantes de couplage. Le but de E158 est de tester cette évolution dans la région du plateau prédit à très bas transfert.

La haute énergie du faisceau de SLAC est avantageuse car elle augmente l'asymétrie

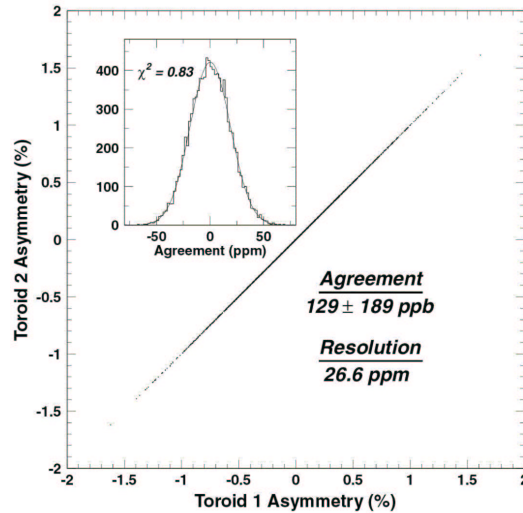


Figure 31: Illustration des importantes fluctuations pulse à pulse du courant faisceau à SLAC et de la très bonne résolution des moniteurs.

(Eq.39). Deux énergies, 45 et 48 GeV, sont utilisées pour chaque moitié des données. L'écart correspond à une précession de 180 degrés de la polarisation faisceau dans

l'accélérateur, permettant un renversement de signe supplémentaire pour le contrôle des systématiques. L'étude de la figure de mérite de la mesure (Eq.32) affiche une dépendance relativement plate en θ_{CM} . L'acceptance est fixée à l'intervalle $0 < \cos \theta_{CM} < 0.5$. La cinématique Moller implique que deux électrons sont associés à chaque $\cos \theta_{CM}$. Afin d'éviter le double comptage on sélectionne ceux de plus basse énergie, qui ont le bon gout d'être aussi à plus grand angle dans le laboratoire, grand signifiant entre 4 et 9 mrad... Le Q^2 moyen est alors de $0.026 (GeV/c)^2$. Une simple application numérique de la formule Eq.(39) donne $A_{ee}^{PV} = -280$ ppb. En incluant les corrections d'ordre supérieur et les facteurs de dilution expérimentaux, l'asymétrie attendue se réduit à -130 ppb. L'objectif de E158 est de la mesurer à 20 ppb près, équivalant à

$$\delta \sin^2 \theta_W (Q^2 = 0.026(GeV/c)^2) = 0.001 \quad (43)$$

L'évolution entre le pôle du Z^0 et le point de mesure est donc testée à 6σ .

Une première conséquence d'une si petite asymétrie est de définir une nouvelle unité peu usitée jusqu'à présent en diffusion d'électron, le "ppb", qui correspond à une partie pour un milliard ou 0.001 ppm. Les techniques expérimentales pour mesurer un effet si ténu ont été largement exposées au chapitre 3. Elle sont poussées ici dans leur derniers retranchements. Nous nous contenterons de ne citer que quelques aspects marquants de l'appareillage, une description plus complète est renvoyée en référence [61, 62].

Pour garder la prise de données dans un temps raisonnable, la luminosité doit atteindre $5 \cdot 10^{38} cm^{-2} s^{-1}$ malgré le faible cycle utile de SLAC (10^{-4}). Le taux de comptage dans le détecteur monte alors à 4 GHz ce qui équivaut à 200 ppm seulement de largeur statistique pour chaque paire de pulses. Cela a rendu nécessaire la mise au point d'une cible très étendue avec très peu de fluctuations de densité. Puisque

$$\frac{\sigma_{Moller}}{\sigma_{Mott}} \propto \frac{1}{Z}$$

avec Z le numéro atomique, la meilleure cible d'électrons atomiques est l'hydrogène. Une cellule de 1.5 m de long a ainsi été conçue pour E158 [46] pouvant absorber jusqu'à 700 W avec des fluctuations de densité pulse à pulse mesurées ≤ 65 ppm.

Le fort taux de comptage imposé ne permet plus de garder les fluctuations des paramètres faisceau en-dessous des fluctuations purement statistiques. Comme démontré en section 3.3.3, les moniteurs doivent donc posséder une très bonne résolution intrinsèque et rester linéaires sur une grande gamme (figure 31).

Les électrons Moller sont séparés des autres processus par un spectromètre à l'avant dans lequel passe également le faisceau primaire. Ils sont focalisés dans une couronne de détection présentée section 3.3.5. La figure 32 donne une vue d'ensemble de

l'appareillage.

Un résultat préliminaire, correspondant au quart de la statistique seulement vient d'être soumis à publication [63]. L'asymétrie de violation de parité mesurée vaut

$$A_e^{PV}(Q^2 = 0.026) = -175 \pm 30 (stat) \pm 20 (syst) ppb \quad (44)$$

ce qui constitue la mesure d'asymétrie en diffusion d'électron la plus précise à l'heure actuelle. De cette mesure on extrait

$$\sin^2 \theta_W(Q^2 = 0.026) = 0.2354 \pm 0.0025 (stat) \pm 0.0017 (syst) ppb \quad (45)$$

Reportée sur la figure 33 cette valeur est pour l'instant en accord avec la prédiction du modèle standard. Le cumul de la totalité de la statistique permettra de tester Λ_{LL} (Eq.42) jusqu'à 15 TeV et $M_{Z'}$ jusqu'à 1 TeV. Atteindre de telles échelles d'énergies avec des mesures à bas Q^2 est remarquable.

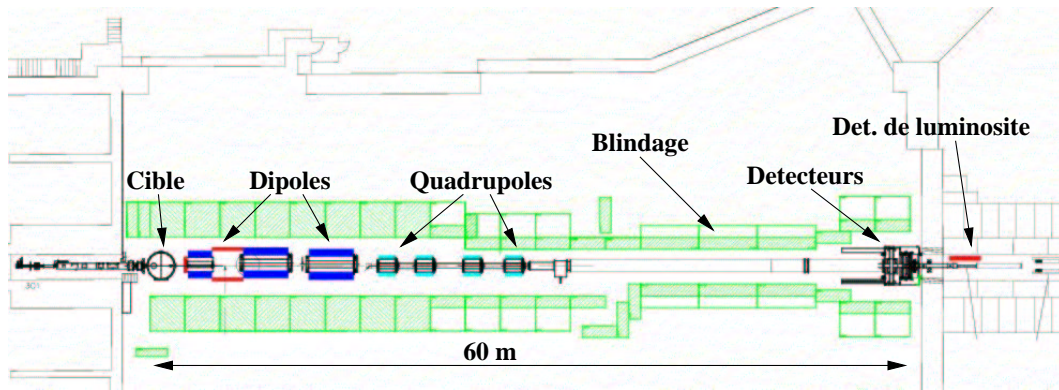


Figure 32: Vue d'ensemble de E158 dans End Station A.

Sont également indiquées sur la figure 33 les perspectives pour une étude complète de l'évolution de $\sin^2 \theta_W$. Qweak est une expérience déjà acceptée dans le hall C de JLab pour faire la même mesure d'asymétrie mais sur le proton [40]. La sensibilité est alors très complémentaire à celle de E158 et permettra, en cas de déviation observée, de pointer vers un type précis de nouvelle physique. A un Q^2 intermédiaire entre le plateau et le pôle du Z^0 , le contrôle des fausses asymétries démontré par les expériences récentes permettrait de refaire la mesure de E122 en diffusion inélastique sur le deutérium [36] avec une précision de 1% sur l'asymétrie. Ce projet n'est qu'à l'état de lettres d'intention au JLab et au SLAC. Les mesures au-delà du pôle du Z^0 devront attendre la mise en service des prochains grands collisionneurs d'électrons. Nous finirons par quelques mots sur un autre résultat publié, l'expérience NuTeV [64]. Les processus mesurés sont les diffusions de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ sur une cible de Fer, considérée comme une cible nucléaire N isoscalaire de quarks u et d . L'observable est définie par

$$R^- = \frac{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu X) - \sigma(\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \bar{\nu}_\mu X)}{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- X) - \sigma(\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \mu^+ X)} \quad (46)$$

R^- est essentiellement le rapport des courants neutres sur les courants chargés. La différence des sections efficaces ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ permet de réduire l'erreur systématique liée à la production de quarks charmés lors de l'interaction avec la cible [65]. En contrepartie, l'évaluation de R^- nécessite une normalisation précise des flux de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$

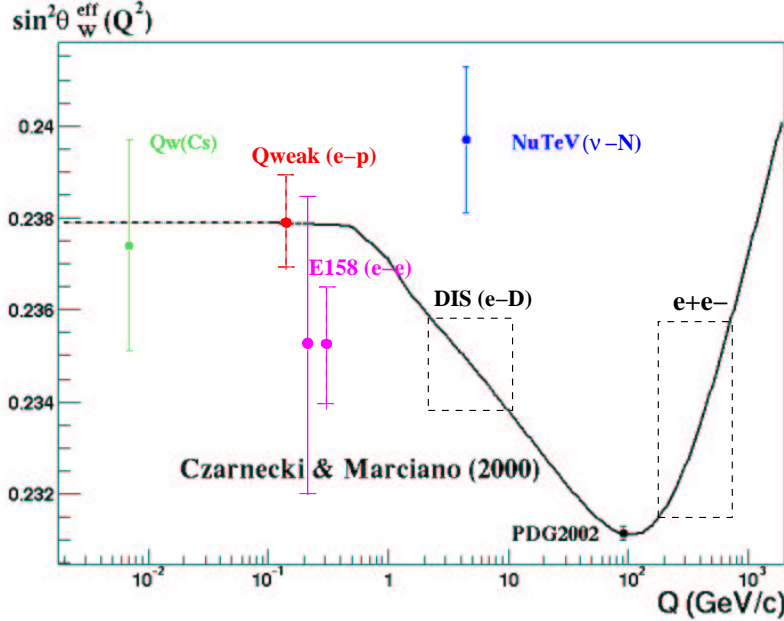


Figure 33: Vue d'ensemble de résultats (couleurs) et des perspectives sur l'évolution de $\sin^2 \theta_W$ avec Q^2 .

ainsi qu'une bonne maîtrise de leur degré de pureté. Le résultat présent est à 3σ du modèle standard. De récentes publications étudient les sources potentielles d'incertitudes théoriques qui pourraient simuler cette déviation [66], en particulier la brisure d'isospin.

Enfin le dernier point indiqué est issu des mesures de violation de parité dans les atomes qui font l'objet du reste de cette section.

4.2 Violation de parité dans les atomes

La recherche des valeurs propres de l'hamiltonien quantique d'un électron plongé dans le potentiel coulombien classique d'un noyau fait apparaître des niveaux d'énergie ne dépendant que d'un nombre n dit nombre quantique principal. Chacun de ces niveaux est dégénéré $(2J + 1)$ fois en fonction du moment angulaire total J associé. Cette dégénérescence est partiellement levée par le couplage spin-orbite de l'électron (structure fine) et le couplage avec le moment magnétique du noyau (structure hyperfine).

Le cas simple de l'atome d'hydrogène [67] se généralise naturellement à la structure des atomes alcalins qui possèdent un électron seul, à l'extérieur d'un noyau compact. Par analogie avec le potentiel coulombien, l'existence du courant faible neutre pour l'électron et le nucléon permet de définir un *potentiel faible* du noyau. Il s'en suit une modification des états propres du système à l'origine d'une possible violation de parité dans les transitions électroniques. La mesure de cette violation de parité dans les atomes et ses conséquences sur le modèle standard de l'interaction faible sont l'objet de cette section.

4.2.1 Principe

L'exposé du principe de ces expériences est inspiré de l'article de revue de M.-A. et C. Bouchiat [68]. Nous commençons par calculer la limite classique du potentiel coulombien à partir de l'amplitude de diffusion Rutherford d'un électron sur une charge Ze statique

$$-i\mathcal{M} = (ie\bar{u}_f\gamma^\mu u_i) \frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2} (-iJ^\nu)$$

où J^ν est le courant électromagnétique associé au noyau. L'approximation statique est tout à fait justifiée pour les transitions atomiques qui impliquent de faibles transferts et aucun recul notable du noyau. Nous avons alors $E_i = E_f$, $q^2 = -|\vec{q}^2|$. En supposant de plus le noyau ponctuel pour la simplicité de l'exercice

$$J^0(x) = Ze\delta(x), \quad \vec{J}(x) = 0$$

d'où

$$\mathcal{M} = -\left(e\bar{u}_f\gamma^0 u_i\right) \frac{1}{|\vec{q}^2|} (Ze) \quad (47)$$

Le potentiel est obtenu par transformée de Fourier inverse [14]. On retrouve alors l'expression bien connue du potentiel coulombien

$$V^{Coulomb}(r) = -\frac{Ze^2}{(2\pi)^3} \int d^3q e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \frac{1}{|\vec{q}^2|} = -\frac{Ze^2}{4\pi r} \quad (48)$$

Une démarche similaire nous permet d'obtenir la forme du potentiel faible du noyau. Le courant neutre de l'électron dans le champ du noyau s'écrit

$$-i\mathcal{M} = \frac{-ig}{\cos\theta_W} \left[\bar{u}_f\gamma^\mu \left(\frac{1}{4} - \sin^2\theta_W + \frac{1}{4}\gamma^5 \right) u_i \right] \frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2 - M_{Z^0}^2} [-iJ_Z^\nu]$$

Nous recherchons les termes pseudo-scalaires qui pourront donner naissance à une asymétrie de violation de parité. Cela sélectionne soit un couplage axial à l'électron

et vectoriel au noyau soit un couplage vectoriel à l'électron et axial au noyau. Parce que $\sin^2 \theta_W \simeq 1/4$ ce dernier terme est fortement supprimé. Nous ne retenons donc que le couplage vectoriel au noyau⁴. Par analogie avec le potentiel coulombien statique (Eq.47), le courant vectoriel du noyau se réduit à

$$J_Z^0(x) = \frac{g}{4 \cos \theta_W} Q_W \delta(x)$$

avec Q_W la charge faible ponctuelle, somme des charges faibles vectorielles de tous ses composants

$$\begin{aligned} Q_W &= (2Z + N) g^V(u) + (Z + 2N) g^V(d) \\ Q_W &= -N + (1 - \sin^2 \theta_W) Z \simeq -N \end{aligned}$$

La partie axiale du courant leptonique quant à elle se réduit à

$$\bar{u} \gamma^0 \gamma^5 u = u^\dagger \gamma^5 u = \vec{\sigma}_e \cdot \vec{v}_e + \vec{\sigma}_{e'} \cdot \vec{v}_{e'}$$

avec σ_e le spin de l'électron et \vec{v}_e sa vitesse. En regroupant les précédentes expressions l'amplitude devient

$$\mathcal{M} = \frac{g^2}{16 \cos^2 \theta_W} Q_W \frac{1}{q^2 - M_{Z^0}^2} (\vec{\sigma}_e \cdot \vec{v}_e + \vec{\sigma}_{e'} \cdot \vec{v}_{e'})$$

La transformée de Fourier du propagateur donne une dépendance en r à la Yukawa et le potentiel faible pseudo-scalaire s'écrit finalement

$$V^{PV} = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{g^2}{16 \cos^2 \theta_W} Q_W \frac{e^{-rM_Z}}{r} (\vec{\sigma}_e \cdot \vec{v}_e + \vec{\sigma}_{e'} \cdot \vec{v}_{e'}) \quad (49)$$

Les expressions 48 et 49 montrent l'analogie entre Ze^2 et $Q_W g^2 / \cos^2 \theta_W$ qui représentent l'intensité des interactions coulombienne et faible entre électron et noyau. En conséquence de l'unification électrofaible ces intensités intrinsèques sont comparables. La petitesse de la contribution du courant neutre provient de sa portée $r_{Z^0} \simeq \hbar c / M_{Z^0} c^2$, extrêmement courte devant les dimensions atomiques dont l'échelle est donnée par le rayon de Bohr $a_0 = \hbar c / m_e c^2 \alpha = 2.10^7 r_{Z^0}$.

Dans la limite de masse infinie du Z^0 nous retrouvons une interaction de contact

$$M_Z \xrightarrow{\text{lim}} \infty \left[\frac{1}{(2\pi)^3} \left(\frac{M_Z c^2}{\hbar c} \right)^2 \frac{e^{M_Z c^2 r / \hbar c}}{r} \right] = \delta^3(r)$$

paramétrisée par la constante de Fermi de la désintégration β

$$V^{PV}(r) = \frac{Q_W G_F}{2\sqrt{2}} \delta^3(r) (\vec{\sigma}_e \cdot \vec{v}_e + \vec{\sigma}_{e'} \cdot \vec{v}_{e'})$$

⁴Le terme avec couplage axial au noyau donne une dépendance dans le spin du noyau similaire au moment anapolaire du noyau, présenté en section 4.2.2.

avec $G_F = \sqrt{2}g^2/8M_{Z^0}^2 \cos^2 \theta_W$.

Les opérateurs intervenant dans l'expression (49) commutent avec le moment angulaire total de l'électron. V^{PV} relie donc des états de même moment angulaire et de parité opposée. Une conséquence importante pour les expériences de violation de parité atomique est la formation de nouveaux états propres $|nS_{1/2}\rangle$ de l'électron, très proches des états $|nS_{1/2}\rangle$ purement coulombiens mais avec une infime contamination de niveaux $|nP_{1/2}\rangle$. La mesure de violation de parité dans les atomes va ainsi consister à observer des transitions radiatives électriques dipolaires du type

$$E1_{PV} = \overline{\langle n'S | D | nS \rangle}$$

De telles transitions sont interdites par les règles de sélection de QED ($\Delta l = \pm 1$ pour un dipole électrique) et mettent en évidence la présence du potentiel faible du noyau. La comparaison entre la valeur expérimentale de Q_W et sa prédiction théorique est un test important du modèle standard dans une zone de transfert $Q^2 \simeq 10^{-6} (GeV/c)^2$, dix ordres de grandeurs inférieure au pôle du Z^0 .

En reprenant l'estimation naïve de Une première estimation de l'importance du courant neutre par rapport aux effets électromagnétiques est donnée en reprenant l'asymétrie "gauche-droite" des expériences de diffusion d'électrons présentées en début de ce cours

$$A^{PV} = 2 \mathcal{R}e \left(\frac{A_Z}{A_{em}} \right) \simeq \frac{G_F q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \quad (50)$$

En prenant pour valeur de transfert typique dans les atomes l'inverse du rayon de Bohr ($qc \simeq m_e c^2 \alpha$) on obtient $A^{PV} \simeq 5.10^{-15}$. La mesure d'une quantité aussi petite n'est pas concevable. Cependant les physiciens atomistes disposent de plusieurs facteurs d'amplification [69]:

- Noyaux de charge élevée:
Un examen rapide de l'expression (49) du potentiel faible montre l'intérêt d'utiliser des atomes de Z élevé. Le coefficient de proportionnalité de la charge faible $Q_W \simeq N$ compte pour un premier facteur Z puisque pour les atomes stables $N \geq Z$. Un second facteur provient du terme $\sigma_e \cdot v_e$ car dans le potentiel coulombien du noyau, la vitesse des électrons est proportionnelle à la charge nucléaire. Enfin la densité électronique des orbitales de valence qui pénètrent le noyau croît également avec Z . On montre qu'au total les effets électrofaibles dans les atomes croissent plus vite que Z^3 .
- Excitation de transitions interdites:
Un second mécanisme d'amplification efficace réside dans l'observation des transitions très supprimées par les règles de sélection de l'électromagnétisme (parité,

moment cinétique total). Prenons l'exemple d'une transition

$$|n; l = 0; j = 1/2\rangle \rightarrow |n + 1; l = 0; j = 1/2\rangle$$

La symétrie parité de QED interdit une transition dipolaire électrique ($\Delta l = \pm 1$) entre ces deux niveaux. Une transition dipolaire magnétique ($\Delta l = 0$) est possible mais parce que les niveaux ont un nombre quantique principal différent, le recouvrement des fonctions radiales sera faible et l'intensité de la transition fortement réduite. Cette amplification est donc plutôt une réduction du dénominateur dans l'expression (50). Elle peut faire gagner de nombreux ordres de grandeur par un choix judicieux de niveaux.

- Quasi-dégénérescence de deux niveaux de parité opposées:

Supposons deux états $|nS_{1/2}\rangle$ et $|n'P_{1/2}\rangle$ d'énergies très voisines. Au premier ordre de la perturbation, le coefficient de mélange du au potentiel faible

$$C_{nn'}^{PV} = \frac{\langle nS_{1/2} | V^{PV} | n'P_{1/2} \rangle}{E_{nS_{1/2}} - E_{n'P_{1/2}}}$$

se retrouve amplifié par la faible différence d'énergie au dénominateur. Une telle condition se réalise dans quelques atomes. C'est le cas par exemple de l'état métastable $2s_{1/2}$ de l'hydrogène qui n'est distinct du niveau $2p_{1/2}$ que par le déplacement de Lamb et la structure hyperfine.

Dans le prochain paragraphe nous montrons comment le cumul de ces différents facteurs d'amplification produit des effets mesurables de violation de parité dans l'atome de césium.

4.2.2 Expériences sur le Césium

L'isotope stable $^{133}_{55}\text{Cs}$, atome métrologique par excellence, s'est imposé comme le meilleur compromis entre un Z élevé et une structure atomique calculable précisément. Cet alcalin possède un électron dans la couche externe $6s_{1/2}$. Dans leur article fondateur de 1974, M.A. et C. Bouchiat [69] proposent de mesurer la violation de parité dans la transition interdite $6s_{1/2} - 7s_{1/2}$. Comme mentionné précédemment, les règles de sélection de l'électromagnétisme interdisent une transition dipolaire électrique $E1$ et une transition dipolaire magnétique $M1$ est fortement réduite du fait qu'elle connecte deux niveaux avec un nombre quantique principal différent. La combinaison de ces effets d'amplification donne une asymétrie

$$A^{PV} \simeq \frac{\mathcal{I}m(E1^{PV})}{M1} \simeq 5 \cdot 10^{-5} \quad (51)$$

quelques 10 ordres de grandeurs supérieure à l'estimation (50)!

L'asymétrie devient accessible expérimentalement mais les taux de transitions extrêmement faibles de $E1^{PV}$ et $M1$ rendent les mesures très sensibles au moindre bruit de fond. En pratique on observe que le signal de violation de parité est noyé dans le bruit provenant des molécules de CS_2 faiblement liées.

L'astuce consiste alors à appliquer un champ électrique statique E_0 dans la cellule de mesure. Par effet Stark [67], les états propres de l'atome de césium deviennent des mélanges d'états S et P dont les proportions sont contrôlées par l'intensité du champ appliqué. Des transitions électriques dipolaires $E1^{ind}$, qui respectent la parité, sont donc induites par la présence du champ statique. Elles interfèrent avec l'amplitude de violation de parité pour donner une nouvelle contribution à l'asymétrie expérimentale

$$A^{PV} \simeq \frac{\mathcal{I}m(E1^{PV}) \cdot E1^{ind}}{|E1^{ind}|^2} \quad (52)$$

Le taux de transition $E1^{PV}$ est donc amplifié par l'interférence avec $E1^{ind}$. La contrepartie est une dilution de l'asymétrie expérimentale due au dénominateur de (52). Au total le taux de transition croît comme E_0^2 et l'asymétrie décroît en $1/E_0$. Par analogie avec la diffusion d'électrons nous pourrions dire que la figure de mérite de la précision statistique de la mesure (32) reste constante. Tout le gain de l'effet Stark est dans le meilleur contrôle des erreurs systématiques car en instaurant un champ électrique suffisamment intense, la transition $6s_{1/2} - 7s_{1/2}$ sort du bruit de fond. En pratique la dilution de l'asymétrie et la tension de claquage des vapeurs de césium sont les limitations au champ appliqué, de l'ordre du kV/cm. E_0 est équivalent à un bouton de contrôle de l'intensité des transitions purement électromagnétiques et se révèle un paramètre critique à ce type d'expériences. Dans le cas de la diffusion d'électrons l'interférence avec le courant électromagnétique amplifie également le courant faible (Eq.19) mais l'intensité relative des deux est fixée.

Le cœur de tous les dispositifs expérimentaux comprend donc un laser d'excitation calé sur la fréquence de transition $6s_{1/2} - 7s_{1/2}$ (540 nm) qui irradie une vapeur de césium entre deux électrodes planes. L'ensemble de tous les effets contribuant à la transition $6s_{1/2} - 7s_{1/2}$ peut s'écrire comme l'interaction $E1 = \vec{d}_{eff} \cdot \vec{\epsilon}$ entre le laser de vecteur d'onde \vec{k} et de polarisation $\vec{\epsilon}$ et le dipole effectif

$$\vec{d}_{eff} = \underbrace{-\alpha \vec{E}_0 - i\beta \vec{\sigma} \times \vec{E}_0}_{E1^{ind}} + M1 \vec{\sigma} \times \vec{k} - i \mathcal{I}m(E1^{PV}) \vec{\sigma} \quad (53)$$

Les deux premiers termes correspondent au dipole $E1^{ind}$ induit par E_0 . α est la polarisabilité scalaire et β la polarisabilité vectorielle (terme relativiste provenant du champ magnétique équivalent vu par l'électron). Les deux derniers termes regroupent la transition dipolaire magnétique $M1$ et la violation de parité, avec $\vec{\sigma}$ le

spin de l'électron. Le taux de transition $6s_{1/2} - 7s_{1/2}$ mesurée est l'interférence de tous ces termes. Le fait que $E1^{ind}$ soit dominant conduit à l'expression 52 de l'asymétrie de violation de parité. Du point de vue des niveaux atomiques, $E1^{PV}$ mélange environ 10^{-11} d'état P dans les états $6S$ et $7S$ alors que la contribution de $E1^{ind}$ est typiquement 10^5 fois plus élevée d'où la valeur de A^{PV} dans l'Eq.(52).

La première mesure sur le césium est effectuée en 1982-83 par le groupe de l'ENS à Paris [70]. Elle fournit une précision expérimentale de 12% sur la charge faible du noyau. A l'époque l'erreur sur la prédiction théorique était de 8%. Par améliorations successives les performances atteignent aujourd'hui les chiffres impressionnants de 0.35% pour l'asymétrie de violation de parité et 0.4% pour la théorie. La mesure la plus précise provient du groupe de Boulder [71] dont nous décrivons brièvement le dispositif expérimental.

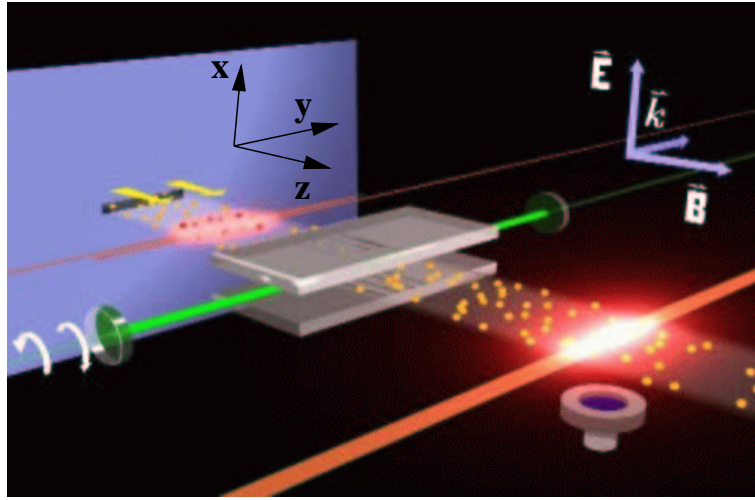


Figure 34: Dispositif expérimental de l'expérience de Boulder.

Le groupe de Boulder La figure 34 montre les trois étapes de l'expérience. Les atomes de césium traversent d'abord une zone où règne un champ magnétique B_y qui résout la structure hyperfine. Deux diodes laser pompent optiquement les atomes dans un seul sous-niveau Zeeman, $6S_{F=3}$ (fig. 35). Le ^{137}Cs ayant un spin $I = 7/2$, la structure hyperfine des niveaux $S_{1/2}$ se décompose en deux séries de niveaux $F = 3$ ou 4, avec $F = I \oplus 1/2$. Le champ magnétique est graduellement orienté vers l'axe z jusqu'à une seconde région où est appliqué un champ E_x pour l'effet Stark. Au centre de cette région les atomes croisent un faisceau laser polarisé circulairement et orienté suivant l'axe y et réglé sur la transition $6S_{F=3} - 7S_{F=4}$ ($\lambda = 539.4 \text{ nm}$). Les atomes décroissent ensuite majoritairement dans le niveau $6S_{F=4}$ qui était dépeuplé

au départ. Cette repopulation est détectée dans la troisième région à l'aide d'une diode laser qui excite chaque atome de $6S_{F=4}$ vers $6P_{3/2}$ un grand nombre de fois. Les photons diffusés sont alors détectés par une photo-diode dont le signal est proportionnel au taux de transition vers l'état $7S_{F=4}$. En jouant sur l'hélicité du laser et sur le réglage des diodes 1 et 2, les transitions $\Delta F = -1$ peuvent également être

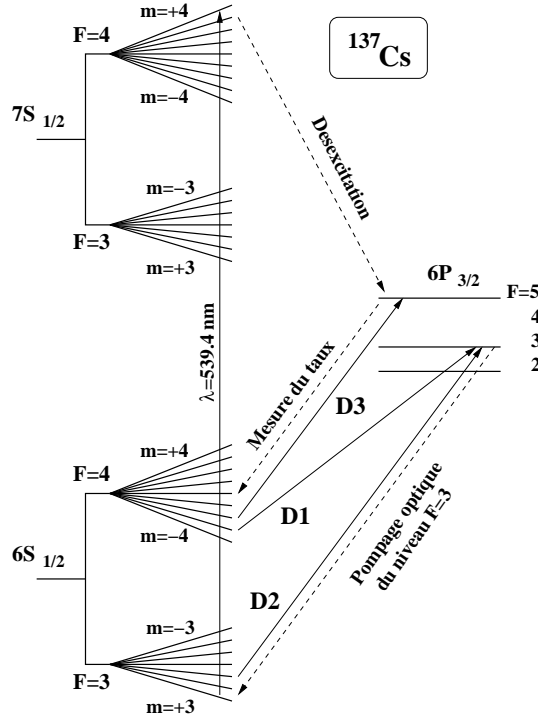


Figure 35: Illustration du pompage optique du niveau $6S_{F=3}$ du ^{137}Cs (diodes D1 et D2), de l'excitation vers le niveau $7S$ (laser à 539.4 nm) et de la détection de cette transition après décroissance dans le niveau $6S_{F=4}$ (diode D3).

mesurées en complément des $\Delta F = +1$ de la figure 35.

D'après (53), le taux de transition mesuré se décompose en un terme de Stark pur A_S et des interférences $[A_S, A_{M1}]$, $[A_S, A_{PV}]$ et $[A_{M1}, A_{PV}]$ (nous négligeons le terme d'ordre 2 en violation de parité). Parceque le dispositif ne sélectionne que des transitions $\Delta F = \pm 1$, seule la polarisabilité vectorielle β contribue dans l'amplitude Stark. La contribution de l'interaction faible est de l'ordre de 10^{-5} du signal de la photodiode total mais elle est la seule à changer de signe lors du renversement de E , B et de la polarisation laser, ce qui permet de l'isoler. L'observable est donc formée de l'asymétrie associée à ces renversements

$$A^{PV} = \frac{-i \text{Im}(E1^{PV})}{\beta E} \quad (54)$$

La contribution de $[A_S, A_{M1}]$ est supprimée en amplifiant le laser d'excitation dans une cavité Fabry-Pérot haute finesse ($\mathcal{F} = 100000$). Les multiples aller-retours entre les deux miroirs annulent ce terme d'interférence qui dépend linéairement du vecteur d'onde \vec{k} (Eq.53). Grâce à la forte puissance accumulée, jusqu'à 2.5 kW, le taux de transition $6S - 7S$ est en même temps grandement amplifié. De même qu'en diffusion d'électrons (section 3.3.6) la qualité et la multiplicité des renversements est primordiale pour le contrôle des erreurs systématiques.

D'après Eq.(54), une mesure très précise de $E1^{PV}$ nécessite de connaître β avec la même précision. La théorie ne pouvant contraindre suffisamment cette quantité, elle est mesurée à l'aide du même dispositif en tirant parti de l'existence d'une transition M_1^{hf} calculable précisément [72] (M_1^{hf} est la partie non-diagonale, $\Delta F = \pm 1$, de la transition permise M1). En pratique on mesure le rapport R des taux de transition $\Delta F = \pm 1$ avec et sans le champ E . En présence de champ le terme de Stark βE domine, en l'absence de champ on mesure essentiellement M_1^{hf} . En effet l'interférence $[\beta E, M_1]$ reste négligeable du fait de la dépendance linéaire en \vec{k} et des aller-retours du laser dans la cavité, et les termes de violation de parité ne sont que des offsets de quelques 10^{-6} d'où

$$R = \frac{M_1^{hf}}{\beta E}$$

On accède ainsi à la détermination absolue de β et l'extraction précise de $E1^{PV}$ se fait en trois étapes, illustrées par les trois blocs de l'équation suivante

$$E1^{PV}(exp) = [M_1^{hf}(th)] \times \frac{[E1^{PV}/\beta E]^{exp}}{[M_1^{hf}/\beta E]^{exp}}$$

Reste l'extraction de la charge faible du noyau Q_W^{exp} qui se fait via un terme de structure atomique du césium

$$Q_W^{exp} = -N \times \frac{E1^{PV}(exp)}{\epsilon_1^{PV}(th)}$$

L'erreur théorique associée à $\epsilon_1^{PV}(th)$ est l'erreur dominante. La grande précision atteinte par les mesures a motivé la prise en compte d'effets auparavant négligés dans les calculs [73]. La valeur de Q_W^{exp} intégrant ces derniers raffinements est

$$Q_W^{exp} = -72.71 \pm 0.29(exp) \pm 0.39(theo)$$

soit une erreur relative de 0.7% seulement. Ce résultat est compatible avec la prédiction théorique [74]

$$Q_W^{th} = -73.09 \pm 0.03$$

En exprimant Q_W en fonction de $\sin^2 \theta_W$ [74], on obtient le résultat reporté sur la figure 33. Bon, le modèle standard semble encore tenir la route, même dans les atomes... Soulignons cependant la grande sensibilité de cette compatibilité à nombre d'effets systématiques expérimentaux et de termes correctifs théoriques. Il paraît crucial, avant de conclure sur le sujet, de valider ce résultat par des mesures indépendantes, soit en diffusion d'électrons soit dans les atomes. Une expérience sur le césium est en cours actuellement à l'ENS Paris, basée sur une méthode astucieuse d'émission stimulée qui rend A^{PV} une fonction croissante du champ E [75]. Un premier résultat à 9% a été publié [76] avec pour objectif final une précision inférieure au %. Malgré l'échelle réduite des appareillages de physique atomiques comparés à ceux de haute énergie, la grande précision de ces mesures amène à des échelles de temps comparables, d'une dizaine d'années, pour l'étude des effets systématiques. En récompense de cet effort les mesures à basse énergie posent de fortes contraintes sur les scénarii de nouvelle physique dans des domaines complémentaires et à des échelles d'énergie encore inaccessible aux machines existantes [59].

Les perspectives à plus long terme en parité atomique concernent des mesures sur des chaînes d'isotopes stables où sur l'alcalin suivant le césium, le francium. Les meilleurs candidats pour les chaînes d'isotopes sont des terres rares possédant des niveaux atomiques quasi-dégénérés et de parités opposées [77] qui jouent ainsi "naturellement" le rôle d'amplification de l'effet Stark. C'est le cas du dysprosium [78] et de l'ytterbium [79] qui possèdent chacun 7 isotopes stables. L'intérêt est que le rapport des éléments de matrice E_1^{PV} de deux isotopes donne accès directement au rapport des charges faibles sans dépendre des calculs de structure atomique.

Le cas du francium est attractif pour son Z élevé (87 protons) qui fournit un effet de violation de parité attendu 18 fois plus important que pour le césium, tout en gardant une structure atomique calculable précisément. Une difficulté de taille tient au fait que le francium est instable et que pour faire la mesure il faut réussir à refroidir et piéger suffisamment d'atomes issus soit d'une source radioactive soit d'un faisceau d'ions accélérés [80].

Le moment anapolaire du noyau Un corollaire de l'expérience sur le césium décrite ci-dessus est la possibilité d'extraire la dépendance de E_1^{PV} dans le spin I du noyau. A partir des mesures sur les différents niveaux hyperfins on construit la quantité

$$r_{hf} = \frac{E_1^{PV}(\Delta F = -1)}{E_1^{PV}(\Delta F = +1)} - 1 \quad (55)$$

Toute dépendance en I se manifestant par une valeur non-nulle de r_{hf} . La mesure du groupe de Boulder [71] est la première mise en évidence de cet effet

$$r_{hf} = (4.8 \pm 0.7) \times 10^{-2} \quad (56)$$

soit une valeur non-nulle établie à 7 écarts standards. L'explication la plus évidente est d'invoquer l'échange d'un Z^0 entre l'électron et le noyau avec un couplage axial au noyau et vectoriel au lepton. Ce terme est cependant fortement supprimé par le couplage au lepton en $1 - 4 \sin^2 \theta_W$ (il a été négligé dans toute la section 4.2.1) et ne suffit pas à expliquer l'amplitude observée du phénomène. Le mécanisme proposé est donc de revenir à un couplage vectoriel au lepton par l'échange d'un photon. Le couplage au noyau est alors aussi vectoriel et la violation de parité est introduite par des processus *internes* au noyau figure 6. On retrouve un cas similaire aux corrections anapolaires du facteur de forme G_A (Eq.23) où un terme axial est issu de l'échange d'un photon. L'intérêt d'une mesure précise du moment anapolaire réside dans la connexion avec les constantes de couplages au nucléon violant la parité [81]. Une méthode de mise en évidence directe a été proposée par M.A. et C. Bouchiat [82].

5 Conclusion

L'historique de la violation de parité en diffusion d'électrons est illustré figure 36. Depuis E122 à SLAC [36] qui a fourni en 1978 la première mesure de $\sin^2 \theta_W$ et contribué à l'établissement du modèle standard tel que nous le connaissons aujourd'hui, les techniques de base sont restées essentiellement les mêmes. Le développement des faisceaux intenses polarisés et la maîtrise des fausses asymétries à la source a cependant permis de gagner plusieurs ordres de grandeur sur la précision expérimentale. Fin des années 90 une nouvelle voie d'exploration est ainsi apparue avec l'étude de la contribution du quark étrange dans les distributions de charge et d'aimantation du nucléon. Un vaste programme expérimental est engagé dans plusieurs laboratoires couvrant un large domaine cinématique. Les premiers résultats publiés ne permettent pas de conclure sur la présence ou non d'un effet des quarks étranges. Cependant la précision attendue des futures mesures contraindra le contenu étrange à des échelles nettement inférieures aux grandeurs typiques du nucléon tels que le moment magnétique et le rayon de charge du neutron.

Les importantes avancées technologiques des faisceaux polarisés ont motivé un "retour" aux tests du modèle standard à basse énergie avec des mesures très précises de $\sin^2 \theta_W$. Le niveau de contrôle des effets systématiques, 4 ordres de grandeur en-

dessous de ceux de E122, nécessitent plusieurs approches indépendantes. Des mesures sont en cours d'analyse en diffusion Moller (E158) et commenceront sur le proton d'ici quelques années (Qweak). Dans ce dernier cas, la contribution de la structure interne

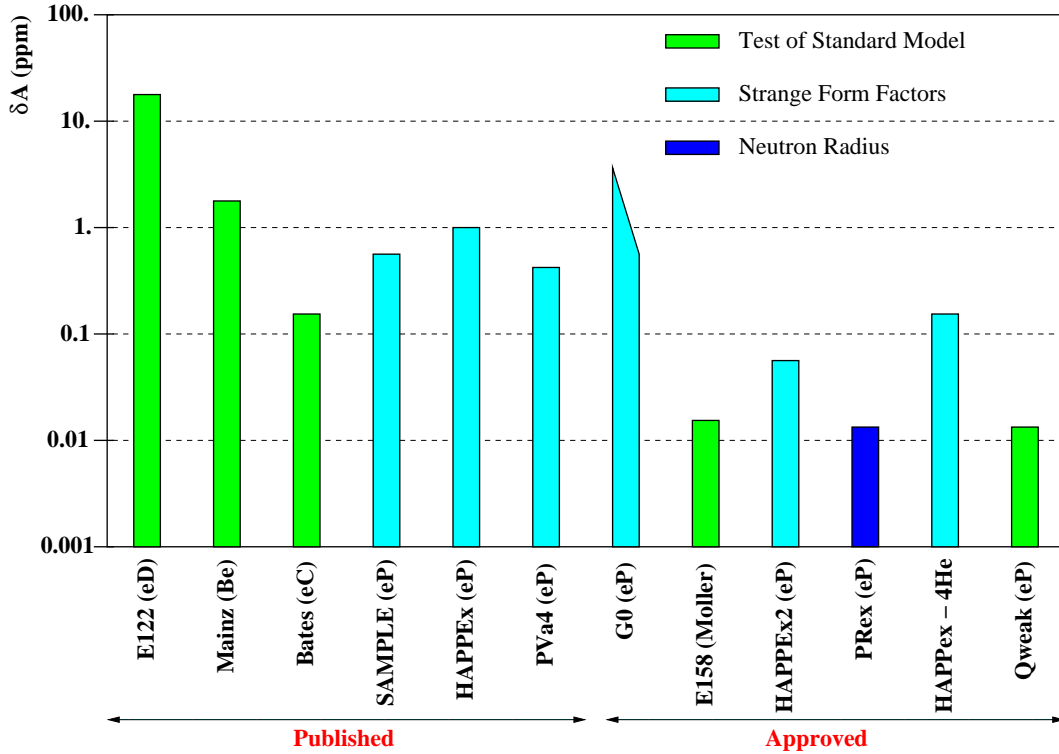


Figure 36: Historique des expériences de violation de parité avec leur motivation physique.

du nucléon, et en particulier la contribution des quarks étranges, est tout d'abord minimisée par une mesure à très bas Q^2 . L'effet résiduel est ensuite contraint par les expériences de violation de parité à plus haut Q^2 exposées en section 2. Ainsi, comme illustré sur la figure 36, les deux thématiques "test du modèle standard" et "étude de la structure hadronique" s'enrichissent mutuellement pour aller vers toujours plus de précision.

A encore plus basse énergie, la violation de parité sur les atomes atteint des précisions théorique et expérimentale comparables à celles de la diffusion d'électrons en terme de contraintes sur la nouvelle physique. Des perspectives de mesures sur des chaînes d'isotopes permettent d'envisager une amélioration d'un facteur deux sur les limites actuelles. Prises dans leur ensemble, ces mesures de violation de parité à basse énergie dans les atomes et en diffusion d'électrons constituent un test important de la nouvelle physique à l'échelle du TeV, avec une sensibilité très complémentaire aux hautes

énergies.

Remerciements: La rédaction de ce cours a été l'occasion de nombreuses discussions enrichissantes. Je remercie en particulier M.A. Bouchiat, A. Deur, P. Guichon, K. Kumar et J. Van de Wiele pour leur disponibilité et leur commentaires éclairants.

References

- [1] T.D. Lee and C.N. Yang, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956)
- [2] C.S. Wu, *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957)
- [3] Cours de J. Martino pour cette école.
- [4] Cours de J.M. Frère pour cette école.
- [5] Review of Particle Physics, *Phys. Rev.* **D66** (2002)
- [6] R. Hofstater, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **7**, 231 (1957)
- [7] R.G. Sachs, *Phys. Rev.* **126**, 2256 (1962)
- [8] E. Schrödinger, *Sitzber. Preuss. Akad. Wiss. Physik-Math.* **24**, 418 (1930)
- [9] M. Rosenbluth, *Phys. Rev.* **79**, 615 (1950)
- [10] G.A. Miller, *Phys. Rev.* **C57**, 1492 (1998)
- [11] O. Gayou, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 092301 (2002)
O. Gayou, *et al.*, *Phys. Rev.* **C64**, 038202 (2001)
- [12] H. Gao, *Int. J. Mod. Phys.* **E12**, 1-40 (2003)
- [13] K. De Jager, *Nucl. Phys.* **A721**, 66-75 (2003)
- [14] F. Halzen, A.D. Martin, *Quarks & Leptons*, Wiley, New York, 1984.
- [15] D. Kaplan and A.V. Manohar, *Nucl. Phys.* **B310**, 527 (1988)
- [16] B. Lampe and E. Reya, *Phys. Rep.* **332**, 1-163 (2000)
G. Ramsey, *Int. J. Mod. Phys.* **A18**, 1211-1218 (2003)

- [17] J. Gasser, H. Leutwyler and M.E. Sainio, *Phys. Lett.* **B253**, 252-59 (1991)
B. Borasoy and U.G. Meissner, *Ann. Phys.* **254**, 192-232 (1997)
- [18] V. Bernard, L. Elouadrhiri and U.G. Meissner, *J. Phys.* **G28**, R1-R35 (2002)
- [19] A. Deur, *Letter of Intent* JLAB-PAC25, (2004)
- [20] M.J. Ramsey-Musolf, *et al.*, *Phys.Rept.* **239**, 1-178 (1994)
- [21] P. Souder, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 694-697 (1990)
- [22] S. Zhu, *et al.*, *Phys. Rev.* **D62**, 033008 (2000)
- [23] E. Hadjimichael, *et al.*, *Phys. Rev.* **C45**, 2666 (1992)
- [24] D.T. Spayde, *et al.*, *nucl-ex/0312016*, Submitted to *Phys. Lett. B*, (2003)
- [25] T. M. Ito, *et al.*, *nucl-ex/0310001*, Submitted to *Phys. Rev. Lett.*, (2003)
- [26] K. Aniol, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1096 (1999)
K. Aniol, *et al.*, *Phys. Lett.* **B509**, 211 (2001)
- [27] K. Kumar, D. Lhuillier, *et al.*, *JLab experiment E-99-115*
- [28] D. Armstrong, R. Michaels, *et al.*, *JLab experiment E-00-114*
- [29] F.E. Maas, *et al.*, *nucl-ex/0401019*, (2004)
- [30] K.S. Kumar and P.A. Souder, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **45**, S333-S395 (2000)
- [31] D.H. Beck and R.D. McKeown, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **51**, 189-217 (2001)
- [32] E.J. Beise, *nucl-ex/0309008*, (2003)
- [33] D.H. Beck and B.R. Holstein, *Int. J. Mod. Phys.* **E10**, 1 (2001)
- [34] R. Tieulent, *ISN 02-27*, Thèse de l'université de Grenoble (2002)
- [35] W. Panofsky, *Comtemporary Physics*,
extrait de M. Riordan, *The Hunting of the quark*, Touchstone, 1987.
- [36] C.Prescott, *et al.*, *Phys. Lett.* **B77**, 347 (1978)
- [37] C.K. Sinclair, *Electron Beam Polarimetry*, Proceedings of 8th Beam Instrumentation Workshop, (1998)
<http://www.slac.stanford.edu/pubs/confproc/biw98/>

- [38] Cours de C. Cavata, *Une étrange sonde du nucléon: la violation de parité en diffusion $\vec{e}p \rightarrow ep$* , Ecole Joliot-Curie 1998.
- [39] R. Michaels, P. Souder, *et al.*, *JLab experiment E-00-003*
- [40] R. Carlini, *et al.*, *JLab experiment E-02-020*
- [41] M. Hauger, *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A462**, 382-392 (2001)
- [42] E. Chudakov, *Polarized Atomic Hydrogen Target*,
<http://www.jlab.org/gen/hyd/>
- [43] I. Passchier, *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A414**, 446-458 (1998)
- [44] M. Baylac, *et al.*, *Phys. Lett.* **B539**, 8-12 (2002)
- [45] *Precision Electron Beam Polarimetry Workshop* (2003),
<http://www.jlab.org/polarimetry/program.html>
- [46] J. Gao, *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A498**, 90-100 (2003)
- [47] D.S. Armstrong, B. Moffit, R. Suleiman, *JLab Technote JLAB-TN-03-017*, (2003)
- [48] G.M. Jones, *Luminosity Monitor Asymmetry Analysis*, TN-E158#38 (2003)
- [49] G.W. Miller, *Parity-Violating in Forward Angle e-p Scattering*, PhD thesis, Princeton University (2001)
- [50] Akchurin, *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A399**, 202 (1997)
- [51] J. Van de Wiele and M. Morlet, *Czech. Jour. Phys.* **53**, A1 (2003)
- [52] G. Batigne, *Mesure du contenu étrange du nucléon: expérience G0*, Thèse de l'université de Grenoble (2003)
- [53] T. Maruyama, *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A492**, 199 (2002)
- [54] M. Baylac, private communication.
- [55] T.B. Humensky, *et al.*, *physics/0209067*, Submitted to Nucl.Instrum.Meth.A, (2002)
- [56] B. Abbot, *et al.*, D0 Collaboration, *Phys. Rev.* **D58**, 052001 (1998)
F. Abe, *et al.*, CDF Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 271 (1999)

- [57] E158 - home page, <http://www.slac.stanford.edu/exp/e158/>
- [58] A. Czarnecki and W.J. Marciano, *Phys. Rev.* **D53**, 1066 (1996)
A. Czarnecki and W.J. Marciano, *Int. J. Mod. Phys.* **A15**, 2365 (2000)
- [59] M.J. Ramsey-Musolf, *Phys. Rev.* **C60**, 015501 (1999)
- [60] Review of Particle Physics, *Phys. Rev.* **D66**, 105 (2002)
- [61] T.B. Humensky, *Probing the Standard Model and Nucleon Structure Via Parity-Violating Electron Scattering*, PhD thesis, Princeton University, 2003
<http://www.jlab.org/humensky/ParityExpts/DOCS/t.pdf>
- [62] D. Relyea, *A Precision Measurement of Parity Violation in Moller Scattering*, PhD thesis, Princeton University, 2003
<http://www.slac.stanford.edu/relyea/MollerThesis.pdf>
- [63] P.L. Anthony, *et al.*, E158 Collaboration *hep-ex/0312035*
- [64] G.P. Zeller, *et al.*, *hep-ex/0110059*
- [65] E.A. Paschos and L. Wolfenstein, *Phys. Rev.* **D7**, 91 (1973)
- [66] K.S. McFarland and S.-O. Moch, *hep-ex/0306052*
- [67] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu and F. Lalöe, *Mécanique quantique*, Hermann, Paris, 1998.
- [68] M.A. Bouchiat and C. Bouchiat, *Rep. Prog. Phys.* **60**, 1351-1396 (1997)
- [69] M.A. Bouchiat and C. Bouchiat, *Phys. Lett.* **B48**, 111 (1974),
M.A. Bouchiat and C. Bouchiat, *J. Phys.* **35**, 899-927 (1974)
- [70] M.A. Bouchiat, J. Guéna, L. Hunter and L. Pottier, *Phys. Lett.* **B117**, 358 (1982); *ibid.* **134**, 463 (1984); *J. Phys. (France)* **47**, 1709 (1986)
- [71] C.S. Wood, *et al.*, *Science* **275**, 1759 (1997),
S.C. Bennet, and C.E. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2484 (1999)
- [72] C. Bouchiat and C.A. Piketty, *J. Phys. France* **49**, 1851 (1988)
M.A. Bouchiat and J. Guéna, *J. Phys. (France)* **49**, 2037 (1988)
- [73] M.Y. Kuchiev and V.V. Flambaum, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 283002 (2002) A.I. Milstein and O.P. Sushkov, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 283003 (2002)

- [74] W.J. Marciano and A. Sirlin, *Phys. Rev.* **D29**, 75 (1984)
J. Erler and P. Langacker, *Phys. Lett.* **B456**, 68 (1999)
- [75] D. Chauvat, *et al*, *Eur. Phys. J.* **D1**, 169 (1998)
- [76] J. Guéna, *et al*, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 143001 (2003)
- [77] V.A. Dzuba, V.V. Flambaum and I. Khriplovich, *Z. Phys.* **D1**, 243 (1986)
- [78] A.-T. Nguyen, *et al*, *Phys. Rev.* **A56**, 3453 (1997); *ibid* **63**, 013406 (2001)
- [79] J.E. Stalnaker, *et al*, *Phys. Rev.* **A65**, 031403 (2002)
- [80] S. Sanguinetti, *et al*, *arXiv:physics/0101098*, 2 Mars 2003
- [81] B. Desplanques, J.F. Donoghue and B.R. Holstein, *Annals Phys.* 124:449 (1980)
- [82] M.A. Bouchiat and C. Bouchiat, *Eur. Phys. J.* **D 15**, 5-18 (2001)
- [83] S.L. Gilert, M.C. Noecker, R.N. Watts, C.E. Wieman, *Phys. Rev. Lett* **55**, 2680 (1985),
S.L. Gilert, C.E. Wieman, *Phys. Rev. A* **34**, 792 (1986)