

Projet pour une Mesure à 1% de la Violation de la Parité dans le Césium Détectée par Émission Stimulée

Groupe Violation de la Parité
Laboratoire Kastler Brossel et Fédération de Recherche
Département de Physique de l'École Normale Supérieure, 24 Rue Lhomond, F-75231 Paris Cedex 05, France
(June 7, 2004)

I. INTRODUCTION

A. Enjeu présent d'une expérience VPA sur l'atome de césium

Les expériences de violation de la parité en physique atomique (VPA) permettent de sonder l'échange de bosons Z^0 entre électron et noyau d'un atome stable, donc dans des conditions totalement différentes de celles rencontrées dans les expériences de hautes énergies. *Elles donnent des informations uniques concernant l'interaction électrofaible électron-hadron à des distances 10^5 fois plus grandes que celles explorées, par exemple, par les expériences de LEP [1]:*

* La mesure de la charge faible du césium, Q_W , fournit un test original des interactions électrofaibles et des alternatives proposées au modèle standard. Ce test est en particulier sensible à l'existence éventuelle de bosons vectoriels neutres additionnels qui ne serait pas en conflit avec les résultats actuels de Hautes Énergies [2] (cf §III).

* D'autre part il existe aussi une contribution ($\simeq 3\%$) à la violation de la parité observée qui dépend du spin nucléaire, que l'on peut isoler par des mesures précises sur plusieurs composantes hyperfines. L'effet dominant met en jeu cette fois-ci la distorsion par interaction faible de l'aimantation nucléaire (*moment nucléaire anapolaire*).

Etant donné l'importance de la mesure faite à Boulder [3] (précision 0.35%), au vu de ses implications pour la physique des particules (Q_W) et pour la physique nucléaire (moment anapolaire), il apparaît qu'une détermination expérimentale indépendante serait importante. Ce résultat a stimulé tout un nouvel effort sur le plan théorique au cours des trois dernières années: calcul plus précis des corrections de Breit [8], des corrections QED [9,10] au calcul de physique atomique [7] nécessaire pour l'interprétation du résultat expérimental, effet de la distribution des neutrons à l'intérieur du noyau. Il faudrait que tout ceci s'accompagne d'un effort comparable sur le plan expérimental: dans l'expérience de Boulder il existe malgré tout quelques points faibles: asymétrie et recouvrement partiel des raies, présence d'un background... et doute sur la calibration: il est apparu que la valeur de la polarisabilité Stark déduite de cette mesure de calibration [4] est en désaccord avec une évaluation plus récente au niveau de $\sim 0.7\%$ [5].

B. Pourquoi une Expérience de Seconde Génération à l'ENS?

Au milieu des années 80 notre groupe a préparé la transition de la première expérience concrétisant l'émergence du sujet (premières mesures VPA sur la transition très interdite du césium [11]), vers la deuxième phase, visant à la *réalisation d'un test électrofaible de précision*. Ce passage nécessitait un changement de conception de la méthode de détection de la transition: l'analyse en polarisation de la lumière de fluorescence initialement retenue ne collecte que le millième des photons émis à partir de l'état excité 7S. En 1985 nous avons proposé un protocole expérimental se démarquant de toutes les expériences violation de la parité antérieures [12]: il exploite une détection basée sur l'émission stimulée de 7S vers $6P_{3/2}$ et non plus sur la fluorescence de l'état 7S vers 6P. Un laser très intense excite la transition interdite dans un champ électrique longitudinal \vec{E}_l et le *second faisceau laser sonde l'anisotropie angulaire de l'état 7S excité*. Le faisceau sonde est amplifié et sa polarisation est altérée. On analyse de manière fine cette *modification de polarisation qui est en mesure de révéler l'asymétrie droite-gauche* caractéristique de la violation de la parité. On s'attend ainsi à ce que *tout atome excité participe à la détection, d'où il résulte un grand gain d'efficacité*. Il est toutefois nécessaire dans la réalisation pratique qu'une grande inversion de population entre 7S et $6P_{3/2}$ puisse être préparée en un temps court devant la durée de vie de 7S: il est en effet indispensable d'assurer un gain important du faisceau sonde si l'on veut éviter que l'asymétrie droite-gauche, qui n'affecte que la partie amplifiée de l'intensité ne soit fortement diluée par l'intensité incidente nécessaire pour stimuler l'émission. Par conséquent l'expérience nécessite un faisceau impulsionnel intense avec une durée d'impulsion inférieure à la durée de vie de 7S et un faisceau sonde commandé par un interrupteur optique rapide de manière à n'être présent que pendant le court intervalle de temps où le milieu atomique est amplificateur. Par rapport à l'expérience initiale réalisée avec un laser continu, toutes les techniques expérimentales sont radicalement différentes. En 1989 ce projet expérimental a reçu un soutien financier spécifique substantiel permettant la commande du système laser d'excitation, finalement livré début 91.

II. L'EXPÉRIENCE DE L'ENS

A. Principe de l'expérience

L'expérience est conçue avec deux plans de symétrie, contenant la polarisation linéaire $\hat{\epsilon}_{ex}$ du faisceau qui excite la transition 6S-7S et le champ \vec{E}_l appliqué ainsi que le plan perpendiculaire (cf. Fig. 1). La manifestation VPA est une petite déviation des axes propres de la vapeur excitée par rapport aux plans de symétrie, décrite par l'angle $\theta^{pv} = -Im E_1^{pv} / \beta E_l \sim 10^{-6}$ rad, impair dans le renversement de \vec{E}_l , donné par le rapport entre deux amplitudes de transition dipolaire électrique, celle violant la parité E_1^{pv} qui résulte de l'interaction faible et βE_l , induite par l'application du champ électrique. Cet effet est équivalent à une déviation angulaire de la polarisation d'excitation lorsqu'on renverse le sens de \vec{E}_l . Il est cause d'un petit dichroïsme de la vapeur, impair en \vec{E}_l , vu par le faisceau sonde ayant sa polarisation d'entrée contenue dans l'un des plans de symétrie. Ceci se traduit par un déséquilibre ($\sim 10^{-6}$), impair en \vec{E}_l , entre les deux voies du polarimètre analysant le faisceau sonde transmis, en régime équilibré [17,18].

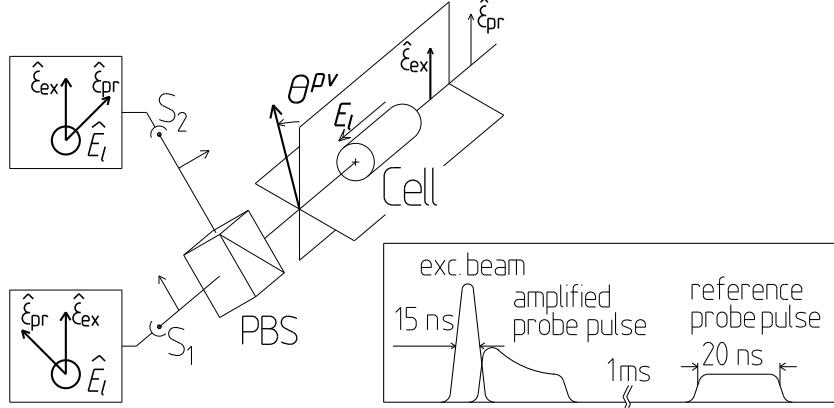


FIG. 1. Schéma de l'expérience montrant ses deux plans de symétrie définis par le champ électrique et la polarisation linéaire du faisceau d'excitation $\hat{\epsilon}_{ex}$. La VPA est cause d'un petit écart angulaire θ^{pv} des axes optiques de la vapeur excitée par rapport à ces plans. La polarisation du faisceau sonde incident est choisie pour que l'on dispose d'une superposition linéaire des configurations expérimentales image-miroir l'une de l'autre à comparer. La différence d'amplification du faisceau sonde est extraite directement des signaux S_1 et S_2 recueillis dans chaque voie du cube séparateur de polarisation. Encadré: chronologie de l'expérience répétée à la cadence de 100 Hz.

B. Avantages Spécifiques du Projet

Par rapport à l'expérience de Boulder cette méthode expérimentales présente des différences notables:

- i) La mesure porte sur une observable physique nouvelle, un gain optique, et fait appel à des méthodes expérimentales totalement nouvelles, ce qui, concernant une seconde mesure d'une grandeur physique fondamentale présente un très grand avantage. En fait, les seules caractéristiques communes sont le choix de la transition interdite 6S-7S et l'utilisation d'un champ électrique appliqué.
- ii) La mesure est exempte de tout problème de forme de raie, ou encore de résolution de raie imparfaite, contrairement à celle de Boulder réalisée sur une composante Zeeman unique. La procédure de calibration est elle aussi exempte de problèmes de forme de raie, car elle consiste à calibrer le signal cherché (alignement violant la parité) par un signal de nature strictement identique (alignement Stark) conservant la parité.
- iii) L'asymétrie droite-gauche A_{LR} est amplifiée lorsque le faisceau sonde accordé à la fréquence de la transition sonde se propage dans la vapeur optiquement épaisse [13]:

$$A_{LR} \equiv \frac{(S_1 - S_2)}{(S_1 + S_2)} = -2\theta^{pv} [\exp(\eta\mathcal{A}) - 1]. \quad (1)$$

Ici $\mathcal{A} = \text{Log}(I_{out}/I_{in})$ représente l'amplification du faisceau sonde et le coefficient η représente l'anisotropie de gain $(\alpha_{\perp} - \alpha_{\parallel})/2\alpha_{\parallel}$, où α_{\parallel} (resp. α_{\perp}) sont les gains optiques par unité de longueur dans les configurations para (resp. ortho) pour lesquelles $\hat{\epsilon}_{ex} \parallel \hat{\epsilon}_{pr}$ (resp. $\hat{\epsilon}_{ex} \perp \hat{\epsilon}_{pr}$). Dans l'exploitation courante de l'expérience sur la transition hyperfine $6S_{F=3} - 7S_{F=4} - 6P_{3/2,F=4}$, l'excitation 6S-7S permet de réaliser $\eta\mathcal{A} \sim 0.5$ à 0.6 (resp. 0.7 à 0.9) en configuration para (resp. ortho).

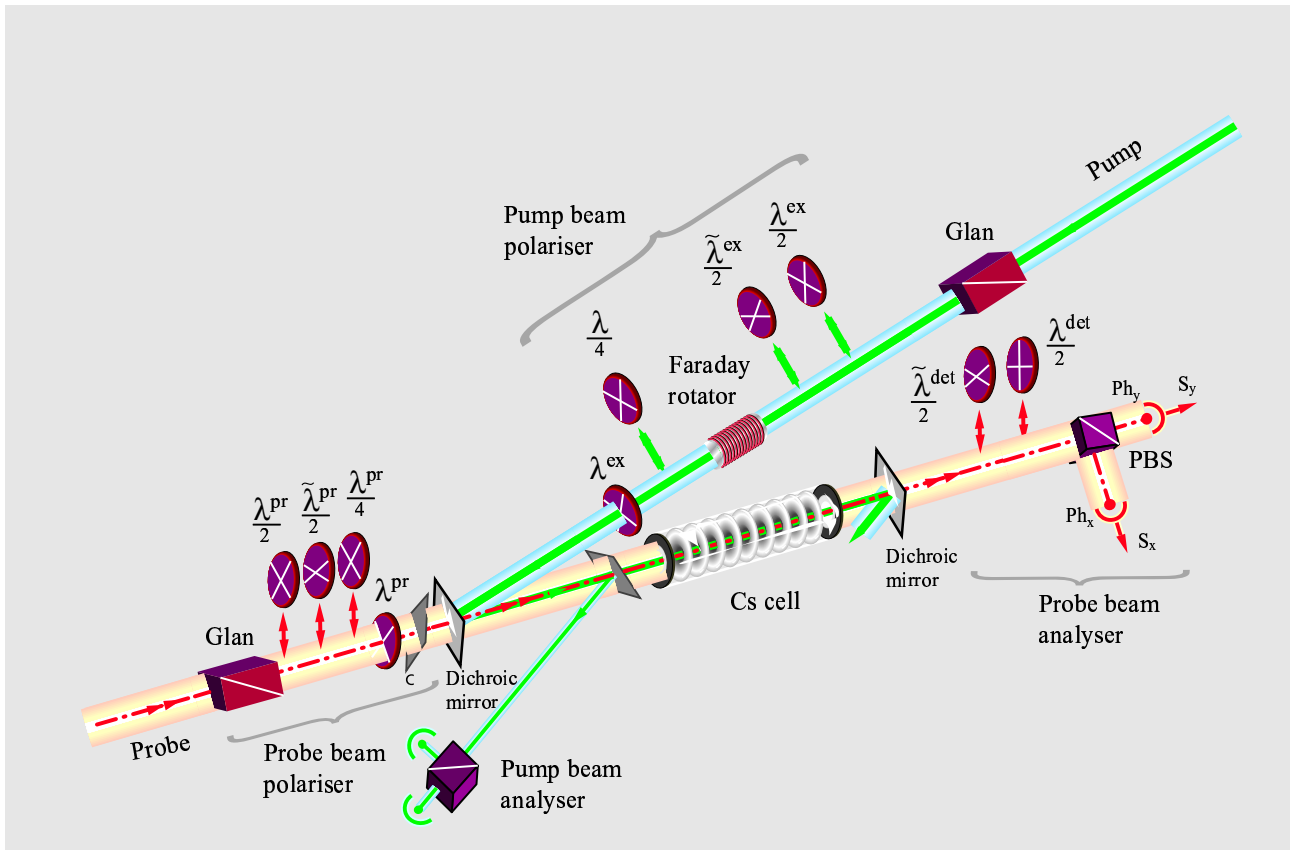


FIG. 2. Vue générale de l'expérience (voir [19] et [21] pour une description détaillée du montage).

iv) La mesure porte directement, à chaque impulsion laser (100 s^{-1}), sur ce qui se rapproche le plus de l'asymétrie droite-gauche, c'est à dire, en pratique, le déséquilibre du polarimètre et non pas sur l'intensité sonde amplifiée: cette mesure *différentielle* garantit déjà une signature spécifique au niveau du signal instantané détecté.

v) Dans la configuration choisie où le vecteur d'onde d'excitation est parallèle à \vec{E}_l , il n'existe pas d'interférence $E_{1Stark} - M_1$, ce qui réduit beaucoup une cause potentielle d'effet systématique qui joue par contre un rôle fort appréciable dans l'expérience de Boulder réalisée en champ E transverse.

C. Cellules à Césium: saphir ou alumine à la place du Verre. Etape de validation

En passant de cellules en verre à des cellules en saphir ou en alumine avec des fenêtres en saphir, les difficultés liées à la réalisation des cellules ont pu être soit totalement résolues, soit considérablement réduites. Ainsi, avec le saphir nous sommes parvenus à préserver une excellente transparence des fenêtres, à éteindre le faisceau réfléchi pouvant revenir dans la vapeur (effets d'étalon accordables en température [27]), à réaliser la thermodissociation des dimères [22] (par surchauffe de la vapeur), et à réduire par plusieurs ordres de grandeur la conductivité électrique des parois en présence de vapeur de césium [23].

Nos cellules actuelles sont constituées d'un tube en alumine (longueur 80 mm, diamètre int. 10mm) aux extrémités duquel sont "collées" des fenêtres en saphir. (La technique mise au point par nos collègues arméniens est maintenant éprouvée [20].) Les électrodes fournissant le champ électrique longitudinal de $\sim 2 \text{ kV/cm}$ sont placées à l'extérieur.

Un handicap subsistait fin 2001: Des photoélectrons sont émis par la fenêtre "cathode" pendant les impulsions du laser d'excitation et multipliés par émission secondaire par collisions rasantes sur les parois du tube [14]. Nous l'avons surmonté en faisant usiner des sillons annulaires aux arêtes aigues, espacés de 1 mm. Ce progrès décisif a permis de débiter l'acquisition de données en février 2002 et d'observer, *sur une observable nouvelle*, la manifestation de la VPA sur la transition 6S-7S [15]. La calibration du champ électrique, basée sur la comparaison de signaux atomiques obtenus en champ $E=0$ et dans le champ E de mesure, nous indique que notre résultat est statistiquement compatible avec le résultat de Boulder. Nous avons mis au point un protocole de mesure et des tests d'effets systématiques très utiles pour la suite. La précision statistique atteignait 9% au moment de l'envoi de notre publication à PRL [15].

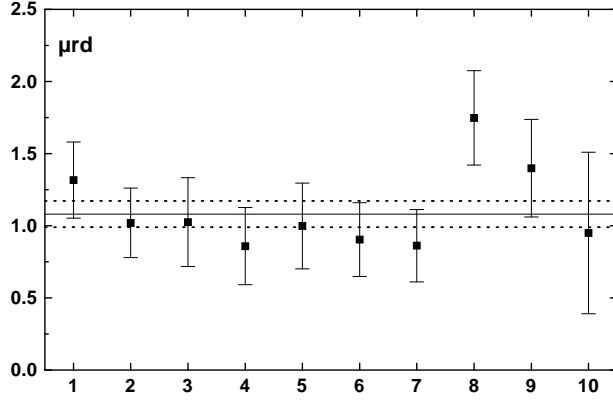


FIG. 3. Valeurs expérimentales de θ_{exp}^{pv} (μrd) obtenues au cours de prises de données successives entre février et octobre 2002. Le trait continu et les pointillés représentent la moyenne et l'erreur statistique sur la moyenne [15].

En conclusion une fois franchie l'étape de la *validation de notre méthode de mesure, la phase d'exploitation de l'expérience pouvait commencer*. Nous allons décrire les progrès accomplis sur la période 2003-début 2004 marquant le début de cette phase (§IV et V), les résultats obtenus (§VI) et les projets (§VII), mais auparavant nous allons présenter les arguments qui nous motivent pour l'entreprise d'une mesure de $Q_W(Cs)$ précise à 1%.

III. QUE PEUT APPORTER UNE MESURE PRÉCISE DE Q_W ?

Nous allons présenter quelques considérations simples, mais pertinentes, afin d'alimenter le débat sans cesse renouvelé concernant les expériences VPA: une mesure précise de $Q_W(Cs)$ reste-t-elle significative, au vu des expériences passées et à venir en physique des hautes énergies?

Ce qui frappe avant tout, c'est que la VPA explore l'interaction électrofaible, EF, pour des transferts d'impulsion q_{at} qui sont de l'ordre du MeV dans le césium, alors que dans les expériences de collisionneurs ils sont de l'ordre de la centaine de GeV au LEP I et LEP II, et du TeV au LHC. L'amplitude EF étant à basse énergie de l'ordre de $e^2 q_{at}^2 / M_W^2$, seules des expériences faites dans des conditions expérimentales acrobatiques (transition radiative très interdite de valeur typique 10^{-14} unités atomiques, sur des atomes lourds comme le césium, puisque q_{at}^2 augmente comme Z^2) peuvent amener l'asymétrie au niveau de 10^{-6} qu'il faut mesurer avec une précision de 10^{-2} .

- Le fait que $q_{at} \sim \text{MeV}$ implique que les quarks du noyau atomique agissent de manière cohérente, d'où la notion de charge faible, alors que des expériences de hautes énergies, comme la diffusion profondément inélastique, agissent de façon incohérente, ce qui fait que les combinaisons des constantes de couplage $C_q^{(1)} = g_{Vq} g_{Ae}$ intervenant dans les deux types d'expériences sont différentes et quasiment orthogonales: $\frac{2}{3}C_u^{(1)} - \frac{1}{3}C_d^{(1)}$ à haute énergie au lieu de $(2Z + N)C_u^{(1)} + (Z + 2N)C_d^{(1)}$ pour Q_W .
- On constate que les déviations de Q_W^{exp} sont le plus souvent analysées dans le cadre de modèles de la nouvelle physique, affectant l'interaction EF au dessus de la masse du Z_0 , par l'existence de bosons de jauge plus lourds que le Z_0 , tels que les excitations Kaluza-Klein des bosons de jauge. La variation ΔQ_W est alors donnée par le même facteur $X = \frac{\pi^2}{3n} R_{\parallel}^2 M_{Z_0}^2$ que dans les expériences de collisionneurs pourvu que $q^2 R_{\parallel}^2 \ll 1$, (cf Annexe II). Un gain de précision d'un facteur 5 sur Q_W donnerait des contraintes sur R_{\parallel} , compétitives avec celles de LEP II.
- Lorsqu'on dit à un physicien des particules que la VPA permet d'explorer l'interaction EF pour des transferts d'impulsion de l'ordre du MeV, au prime abord il reste indifférent. Mais si on s'adresse à un astrophysicien c'est aujourd'hui bien différent. Depuis quelques mois, les astrophysiciens se proposent de modifier l'interaction EF pour rendre compte de l'émission remarquablement intense de rayons γ venant du centre de notre galaxie. Selon l'interprétation la plus plausible, le spectre observé serait dû à l'annihilation d'une paire de particules *sombres*, légères (masse ≥ 2 MeV) en une paire (e^+, e^-) , via un boson de jauge léger, U, ayant lui-même une masse de l'ordre du MeV. Mais ce modèle n'est viable que si ce boson de jauge léger n'a pas de couplage axial avec les électrons. Or les expériences de physique atomique permettent d'exclure un couplage axial avec les électrons pour le boson U dans ce domaine de masses, avec un très grand degré de certitude ...à la grande satisfaction des astrophysiciens (voir Annexe I).

IV. PROGRÈS ACCOMPLIS SUR L'EXPÉRIENCE DEPUIS FIN 2002

Fin 2002 nous étions tout à fait conscients que gagner un facteur 9 sur la précision de la mesure de θ^{pv} est une entreprise de grande ampleur qui ne peut pas réussir simplement en allongeant le temps de mesure. Il nous fallait d'abord mettre en place les solutions envisagées pour améliorer le rapport signal sur bruit S/N (cf §A à D) . Il fallait aussi être très vigilant concernant les effets systématiques (cf §V). Comme nous allons le voir il y a eu: i) Amélioration du rapport S/N; ii) Amélioration des conditions de mesure iii) Meilleure compréhension des effets systématiques.

A. Amélioration de la source laser d'excitation

- *Stabilisation de fréquence à long terme sur une raie moléculaire de l'Iode*

Des dérives lentes de la fréquence du laser d'excitation ne sont pas sources d'erreur systématique puisque notre méthode de calibration en temps réel élimine toute dépendance des signaux sur la forme de raie. Cependant nous tenons à rester au maximum du signal d'amplification, donc à résonance. Pour supprimer les interventions manuelles sur des périodes d'acquisition longues, il faut supprimer ces dérives. Elles résultent de l'imparfaite stabilité de la cavité Fabry-Perot thermalisée sur laquelle le laser d'excitation est asservi. Nous avons résolu le problème en la stabilisant sur une raie de la molécule $^{127}\text{I}_2$, procédé devenu classique en métrologie. Nous avons d'abord identifié la raie de l'Iode située la plus près de la composante hyperfine de la transition $6S - 7S$ étudiée: c'est une raie très peu intense mais l'écart en fréquence $\Delta\nu = 300 \pm 40\text{MHz}$ rend la méthode exploitable. Il s'agit d'une méthode de haute résolution (absorption saturée) indispensable pour résoudre le spectre hyperfin. Une longue cellule d'Iode (50 cm) est nécessaire pour accroître l'absorption et les effets de saturation ont été renforcés en focalisant les faisceaux dans la cellule. Nous avons bénéficié d'une aide très précieuse de l'INM (CNAM) pour la réalisation rapide de cette extension du montage.

En traversant un modulateur acousto-optique AOM1 en double passage, le faisceau pompe est décalé en fréquence de $\Delta\nu_1 = 2 \times 200\text{ Mhz}$. Une fraction de ce faisceau, prélevée avant le modulateur subit un décalage de fréquence différent $\Delta\nu_2$ en traversant un autre modulateur AOM2, puis il traverse la vapeur I_2 en sens opposé au faisceau pompe et joue le rôle de sonde. Le signal d'absorption saturée apparaît quand la somme de la fréquence du laser et $\frac{1}{2}(\Delta\nu_1 + \Delta\nu_2)$ est résonnante pour l'Iode. En ajoutant à $\Delta\nu_1$ une petite contribution modulée, on mesure la dérivée de la courbe d'absorption et on accroît la sensibilité de détection à l'aide d'un lock-in amplificateur. C'est le signal de correction utilisé pour stabiliser la cavité Fabry-Perot externe du laser d'excitation. On se place à résonance pour notre transition du Cs en agissant finement sur $\Delta\nu_2$ pour maximiser l'amplification du faisceau sonde.

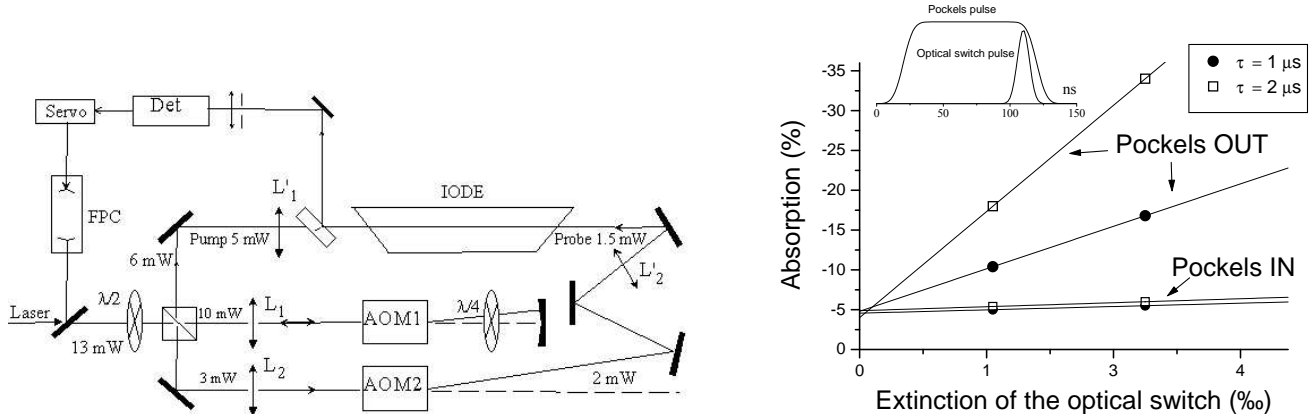


FIG. 4. A gauche: Montage optique pour l'asservissement de la fréquence d'excitation. A droite: Effet de la Pockels sur l'absorption

- *Amélioration du profil spatial du faisceau pulsé* Le faisceau du laser continu, stabilisé en fréquence est amplifié de manière impulsionnelle en passant dans trois cuvettes où circule un colorant pompé par les impulsions d'un laser excimer intense (100 mJ). Le pompage des cuvettes parallélépipédiques est transversal et unidirectionnel. Il est dans ce cas difficile d'obtenir le profil spatial circulaire souhaité. Nous avons essayé de substituer à la cuve du dernier étage une cellule de Béthune permettant de donner au pompage la symétrie cylindrique. Effectivement la forme du profil devient excellente, mais malheureusement seulement pour une cadence de tirs très réduite (30 Hz). Dès que la cadence croît nous observons un tremblement du faisceau (changement de forme et déplacements du centre qui peuvent être attribués à la turbulence de l'écoulement, car il faut augmenter sa vitesse avec la cadence). Ces inconvénients ne

nous ont pas permis d'utiliser la cellule de Béthune. Toutefois l'expérience acquise à la suite de nombreux essais sur la circulation du colorant et de nombreux réalignements forcés des amplis a eu des retombées positives. Un don du CEA nous a permis de changer notre système de circulation pour un système plus puissant de vitesse réglable. Des retouches fines du système anamorphoseur placé en sortie des amplis ont permis de compenser l'ellipticité du faisceau amplifié. Finalement nous pouvons maintenant disposer d'un profil circulaire stable, même pour des cadences de 150-160 Hz, avec assez peu de variations d'un jour à l'autre malgré le vieillissement du colorant. Un handicap sérieux vient du laser à excimer qui a besoin de nettoyages fréquents des fenêtres par suite d'une pulvérisation des électrodes. Seul un échange de la cavité par le constructeur pourrait permettre d'améliorer cette situation.

B. Amélioration du facteur d'extinction du faisceau sonde

L'interrupteur optique fournit des impulsions de 20 ns à partir du faisceau laser continu à $1.47 \mu\text{m}$, accordé à la fréquence de la transition hyperfine $7S - 6P_{3/2}$ choisie. C'est un élément clé de notre montage: les performances de notre expérience dépendent crucialement de son facteur d'extinction. Ce système intégré pilotable par de basses tensions a des temps de montée et de descente rapides ($\leq 1\text{ns}$) et un facteur d'extinction qui peut être bon ($\simeq 0.3\%$). Malheureusement ce dernier est affecté par des variations brusques, d'origine climatique, susceptibles de l'augmenter à $\sim 3\%$ pour des durées de plusieurs jours. Dans ce cas des mesures sérieuses deviennent impossibles: les photons qui fuient au travers de l'interrupteur en position fermée continuent à sonder la vapeur pour une durée de l'ordre de $1 \mu\text{s}$, déterminée par la constante de temps d'intégration des préamplis, optimisée pour une détection faible bruit avec l'aide du LAL. Comme l'état $6P_{3/2}$ a une longue durée de vie effective ($\simeq 3\mu\text{s}$ du fait de l'emprisonnement de la raie de résonance), le coefficient d'absorption intégré sur le temps devient grand. L'effet nocif de cette absorption est de distordre les impulsions sonde par rapport à leur forme idéale pour laquelle la réjection du bruit par l'ampli-filtre est optimale. Il fallait donc remédier aux remontées de bruit dues aux dégradations intermittentes de l'extinction.

Nous avons placé une cellule de Pockels (transmission 91 %, facteur d'extinction 0.4%) à la sortie du laser sonde, pour arrêter le faisceau rapidement après la fermeture de l'interrupteur optique. L'ouverture et la fermeture sont moins rapides que celles de l'interrupteur optique, qu'il ne s'agit pas de remplacer, mais la fermeture en 20 ns à la fin de l'impulsion sonde permet de résoudre notre problème. En effet le bénéfice apparaît clairement en comparant les valeurs de l'absorption sans et avec fonctionnement de la Pockels, mesurée en fonction du facteur d'extinction de l'interrupteur optique (que l'on dégrade à volonté par ajustement de la tension de commande), cf. Fig 4 droite.

Une complication technique est venue de la mise au point du système de déclenchement servant à piloter de manière synchrone la cellule de Pockels et l'interrupteur participant tous les deux à la mise en forme des quatre impulsions de référence, qui succèdent à l'impulsion de mesure à un intervalle de 1ms et doivent lui être identiques. La difficulté venant du jitter temporel entre le signal d'horloge et le tir du laser à excimer, introduit par le thyatron, a été résolue.

C. Loupe de polarisation sans biréfringence

Dans un travail antérieur nous suggérions d'utiliser un composant dichroïque passif pour amplifier la petite déviation angulaire ("tilt"), que subit la polarisation du faisceau sonde à la traversée de la cellule. L'idée est simplement d'atténuer la polarisation parallèle à sa direction d'entrée (disons \hat{x}) et de laisser passer sans atténuation la polarisation de direction orthogonale qui porte l'information importante. Si $t_x = 0.5$ et $t_y \simeq 1$ sont les coefficients de transmission pour les amplitudes, l'angle de la polarisation avec \hat{x} est multiplié par 2 et l'intensité parvenant aux détecteurs par $1/4$. L'amélioration du rapport S/N dépend de l'origine du bruit dominant; néanmoins on peut toujours attendre un avantage si l'on est capable d'augmenter l'intensité sonde à l'entrée de la cellule sans causer de problèmes de saturation d'origine soit physique (transition optique) soit technique (chaîne de mesure). Il nous a paru raisonnable d'essayer.

La réalisation n'est pas du tout évidente car le système doit être compact et éviter tout problème lié à l'apparition d'une biréfringence. Après quelques essais imparfaits mais encourageants, utilisant des traitements diélectriques, nous nous sommes rabattus sur un empiement de lames placées sous incidence de Brewster: à la traversée de chaque lame l'amplitude polarisée perpendiculaire au plan d'incidence est atténuée par rapport à l'autre de $\sim 15\%$. En ajustant le nombre de lames on peut ajuster l'anisotropie totale. Deux loupes ont été construites, l'une avec 4 lames et l'autre avec 6 lames, de grossissements 2 et 3. A chaque stade de la construction toute sorte de précautions ont été prises pour éviter d'introduire une biréfringence notable ($\leq 2 \text{ mrad}$), éviter les interférences multiples, ne pas dévier la direction du faisceau lors de l'insertion et pouvoir fonctionner pour tous les états de polarisation de l'expérience. En sortie de cellule une lame demi-onde additionnelle permet de rétablir la polarisation sonde toujours dans la même direction, perpendiculaire au plan d'incidence sur la loupe, quelle que soit sa direction à l'entrée de la vapeur.

Il est intéressant de reconstituer en cours d'acquisition la valeur du grossissement de la loupe, dans chaque état de polarisation ($\hat{\epsilon}_{ex}, \hat{\epsilon}_{pr}$). Dans ce but on compare la valeur de l'amplification de l'asymétrie mesurée *avec loupe* $A_{LR}(\theta_{cal})/2\theta_{cal}$, à la valeur attendue *sans loupe* $(\exp(\eta\mathcal{A}) - 1)$, où \mathcal{A} est la valeur mesurée de l'amplification (cf §II.B). On trouve la valeur attendue et on vérifie ainsi que le fonctionnement est satisfaisant. Ce composant optique a indubitablement contribué pour une part importante à l'amélioration de S/N rapportée ci-après.

Conscients de ce que l'accumulation de gains modestes peut conduire à un effet notable, nous avons apporté d'autres améliorations sur la partie sonde de l'expérience. Les effets d'étalon résiduels entre les deux voies du polarimètre ont été supprimés. La stabilité du signal d'asservissement du laser sonde a été accrue. Nous avons augmenté l'intensité sonde par un facteur 2 à 2.5 et diminué la capacité d'entrée du préampli intégrateur de charges pour mieux remplir la dynamique de la chaîne de mesure, lorsque la loupe est en place.

D. Contrôle de la réflexion par les fenêtres de la cellule

1. Interférences à l'intérieur des fenêtres, source de bruit

Nous cherchons à éteindre le faisceau d'excitation réfléchi par les fenêtres de la cellule [27]: ces fenêtres constituent des étalons Fabry-Pérot accordables en température. Dans la toute première cellule l'extinction était loin d'être parfaite ($I_{ref}/I_{inc} \simeq 5 \times 10^{-2}$ par fenêtre) et l'on observait des franges d'interférence sur le profil du faisceau réfléchi. L'aspect de ces franges était extrêmement sensible à de petits détails de réglage optique agissant par exemple sur le point d'impact ou bien sur l'angle d'incidence sur les fenêtres. Nous avons constaté que si l'on accordait la température pour obtenir un maximum de réflexion et non pas un minimum, le bruit était nettement augmenté ce qui suggère bien que les interférences mal contrôlées sont sources de bruit. Pour bien annuler la réflexion le paramètre crucial est le parallélisme entre les faces de chaque fenêtre, défaut $\leq 10\mu\text{rad}$. Pour les cellules suivantes la qualité a permis une extinction très bonne (meilleure que 1%, voire même 0.2%) avec une stabilisation de température à 0.1° , indépendante pour chaque fenêtre). On note que ce type de régime se reproduit en décalant les températures d'un intervalle en ordre (14°). Il n'est pas possible d'exiger en plus une très bonne extinction de la réflexion du faisceau sonde, mais on peut varier le point de fonctionnement des fenêtres par incréments de 14° sur une plage raisonnable pour s'approcher d'une réflexion atténuée du faisceau sonde. Dans les cellules où la transmission à la longueur d'onde de la sonde a pu être ainsi amenée à plus de 90%, une amélioration significative du rapport S/N a été observée.

2. Effet "tilt-odd", du à l'inclinaison de la cellule par rapport aux faisceaux. Interprétation et suppression

Quand le faisceau sonde arrive sur la fenêtre de sortie sous incidence normale nous observons un excès de bruit sur le signal différentiel des photodiodes. Bien que la configuration de mesure idéale corresponde à un alignement parfait des deux faisceaux laser sur l'axe de la cellule, il nous faut accepter d'incliner légèrement l'axe de celle-ci par rapport aux faisceaux ($\psi \sim 3\text{mrad}$). Comme cette inclinaison rompt la symétrie nous changeons son signe périodiquement (au bout de ~ 90 mm) et nous moyennons les résultats, affectés en pratique de bruits statistiques proches. Au cours du renversement $\psi \leftrightarrow -\psi$, la position des faisceaux n'est donc pas modifiée; seule la cellule est déplacée. Nous allons justifier cette procédure. On a montré qu'un défaut de parallélisme pompe-sonde peut entraîner un effet systématique,

$$\theta_{syst}(E_t, \delta\alpha) = \frac{E_t}{E_l} \left(\hat{k}_{ex} \wedge \hat{k}_{pr} \cdot \hat{E}_t^+ - (\hat{k}_{ex} \wedge \hat{k}_{pr} \cdot \hat{\epsilon}_{ex})(\hat{E}_t^+ \cdot \hat{\epsilon}_{ex}) \right) (\hat{z} \cdot \hat{E}_l) \quad (2)$$

calculé au second ordre dans le défaut de parallélisme $\hat{k}_{ex} \wedge \hat{k}_{pr} = \delta\alpha \hat{n}$ et le défaut de champ transverse \vec{E}_t , pair dans le renversement du champ longitudinal, ([29] Eq. 39). Dans notre expérience le parallélisme est ajusté avec précision avec un détecteur 4-quadrants, mais un problème peut apparaître lorsqu'une fraction du faisceau d'excitation est rétro-réfléchi par la fenêtre arrière et revient dans la vapeur en étant désaligné par rapport au faisceau sonde. Dans ce cas, si \hat{k}'_{ex} dénote la direction du faisceau réfléchi, R son intensité, et ψ l'angle d'incidence tel que $2\psi \hat{n} = \hat{k}'_{ex} \wedge \hat{k}_{pr}$, on voit qu'il apparaît alors une contribution linéaire en ψ :

$$\theta_{syst}(E_t, 2\psi) = \psi R \frac{E_t}{E_l} \left(\hat{n} \cdot \hat{E}_t^+ \right) (\hat{z} \cdot \hat{E}_l), \quad (3)$$

isotrope par rapport aux rotations de polarisation ($\hat{\epsilon}_{ex}, \hat{\epsilon}_{pr}$) donc simulant l'effet APV, à l'exception de son caractère impair dans le basculement $\psi \leftrightarrow -\psi$.

Avec $R = 0.10$, $\psi = 3$ mrad, $E_t/E_l = 3 \times 10^{-3}$, on prédit $0.9 \mu\text{rad}$, ce qui est grand mais réaliste pour des fenêtres de saphir standard ($n=1.7$), et se réduit à $0.02 \mu\text{rad}$ pour $R = 0.002$, c.à.d. pour de très bonnes fenêtres accordées en température. Une étude quantitative précise est difficile: lorsque ψ augmente, la qualité de la superposition du faisceau d'excitation réfléchi et du faisceau sonde se dégrade. On attend, et l'on observe pour l'effet tilt-odd, un comportement stationnaire au lieu d'une croissance linéaire. En conclusion le renversement $\psi \leftrightarrow -\psi$ est nécessaire mais tout à fait suffisant pour éliminer le problème, compte tenu de la qualité actuelle de nos fenêtres.

E. Conclusions sur les améliorations apportées

Avec cet ensemble d'améliorations nous avons atteint une augmentation du rapport S/N (par unité de temps) depuis fin 2002 atteignant 3.3, ce qui correspond à une réduction par ~ 10 du temps de mesure nécessaire pour atteindre une précision donnée. La valeur moyenne du bruit sur une valeur individuelle de θ_{exp}^{pv} , initialement de $5.1 \mu\text{rad}$ est maintenant de $2 \mu\text{rad}$, et la cadence de tir a augmenté de 90 à 160 Hz. Notons qu'en la doublant encore on pourrait passer de 3.3 à 5. Même sans cela nous ne sommes pas au bout des améliorations possibles. En particulier nous avons en construction des cellules à césium utilisant deux technologies différentes, mais nous y reviendrons(cf §VII).

V. SOURCES D'EFFETS SYSTÉMATIQUES

Les principales causes d'effets systématiques sont:

- *Le champ B_z longitudinal, impair dans le renversement de \vec{E}_l*

Il peut être causé par la présence de charges en mouvement à l'intérieur de la cellule. S'il vaut $50 \mu\text{G}$, il est cause d'un effet systématique égal à l'effet PV. Nous sommes capables de le mesurer grâce au pouvoir rotatoire impair en \vec{E} qu'il engendre par simple effet Faraday. Pour ce contrôle nous nous plaçons sur une composante hyperfine particulièrement sensible. Comme on ne peut pas se fier à la stabilité temporelle de la valeur de ce champ, ce contrôle doit être renouvelé à intervalles de temps réguliers. Pour un ensemble de données permettant d'atteindre une précision de mesure PV de 7%, la valeur moyenne de cette correction a été de $(11 \pm 3)\%$ dans une cellule et de $(5 \pm 3)\%$ dans une autre cellule. Il n'affecte pas le résultat mais l'inconvénient majeur est l'allongement du temps de mesure nécessaire à son contrôle, par un facteur 1.6; peut-être est-ce aussi une cause de bruit sur notre signal, mais dans une faible proportion (≤ 10 à 20%).

- *Les défauts brisant la symétrie cylindrique de l'expérience: champs \vec{E} et \vec{B} transverses et défaut d'alignement pompe-sonde. Test d'isotropie.* Dans une étude très détaillée [29], nous avons exploré la possibilité d'éliminer les effets systématiques associés à ce type de défauts en réalisant des rotations de l'expérience par incréments angulaires qui laissent tous les défauts inchangés. Pour affecter notre signal, deux défauts de ce type doivent contribuer. Les effets systématiques dangereux sont ceux qui subsistent après moyennage sur quatre configurations de polarisation pompe et sonde obtenues par rotation de 45° (directions $\hat{i} = \hat{x}, \hat{u}, \hat{y}, \hat{v}$). Ils mettent en jeu un champ électrique transverse. Des mesures auxiliaires en appliquant un champ magnétique transverse connu permettent de faire une mesure de ce champ électrique, ce qui permet de le réduire. Pour diagnostiquer ce type d'effets, nous avons, outre la mesure des champs transverses, le test d'isotropie sur les données. A partir de quatre valeurs, G_i , du dichroïsme plan associées aux 4 orientations de $\hat{\epsilon}_{ex}$, nous pouvons extraire deux valeurs de la partie isotrope, $\frac{1}{2}(G_x + G_y) = \frac{1}{2}(G_u + G_v)$, que l'on attend et que l'on trouve effectivement compatibles. La présence d'une partie anisotrope se traduit par des valeurs non-nulles des différences $D_{xy} = \frac{1}{2}(G_x - G_y)$ et $D_{uv} = \frac{1}{2}(G_u - G_v)$. Le test d'isotropie consiste à porter un point en coordonnées cartésiennes D_{xy}, D_{uv} , pour chaque cycle de quatre orientations $\hat{\epsilon}_{ex}$ et à chercher sur le nuage de points associé à toutes les données une déviation du centre de gravité par rapport à l'origine des coordonnées (cf. Fig. 5).

- *Un "tilt" de la polarisation d'excitation θ_0 impair en \vec{E}_l*

Il importe de vérifier que la direction de $\hat{\epsilon}_{ex}$ à l'entrée de la cellule, ne change pas quand on renverse le sens de \vec{E}_l . En effet l'orientation des axes de gain conservant la parité est déterminée par $\hat{\epsilon}_{ex}$, ce défaut simulerait exactement l'effet PV. Nous réalisons ce contrôle avec un second polarimètre analysant $\hat{\epsilon}_{ex}$ sur un faisceau prélevé à l'entrée de la cellule (cf. Fig. 2). Jusqu'ici les résultats sont compatibles avec l'absence d'effet de ce type au bruit près: $\theta_0 = 0.027 \pm 0.024 \mu\text{rad}$.

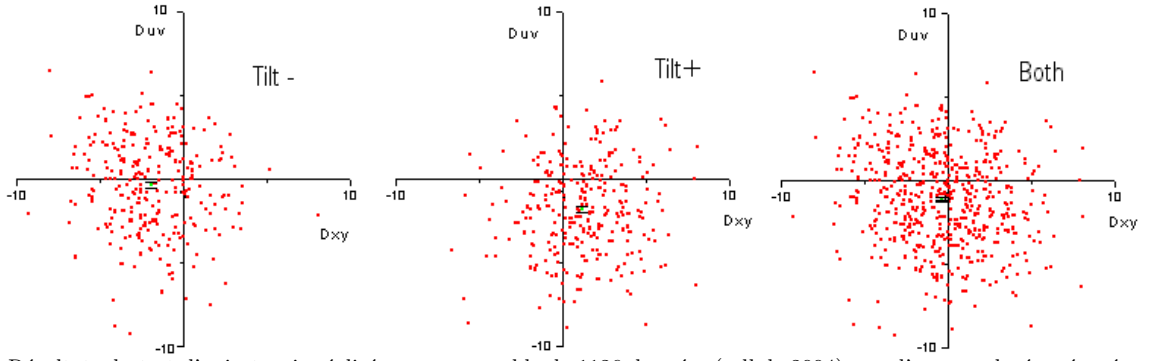


FIG. 5. Résultats du test d’anisotropie réalisé sur un ensemble de 1126 données (cellule 2004), que l’on a analysées séparément selon le signe du tilt de la cellule (à gauche) ou ensemble (à droite). L’anisotropie clairement observable et différente en “tilt”- et + est nettement réduite sur l’ensemble. Au contraire, les valeurs isotropes sont statistiquement compatibles: l’effet “tilt”-odd ne sort pas du bruit.

VI. RÉSULTATS RÉCENTS

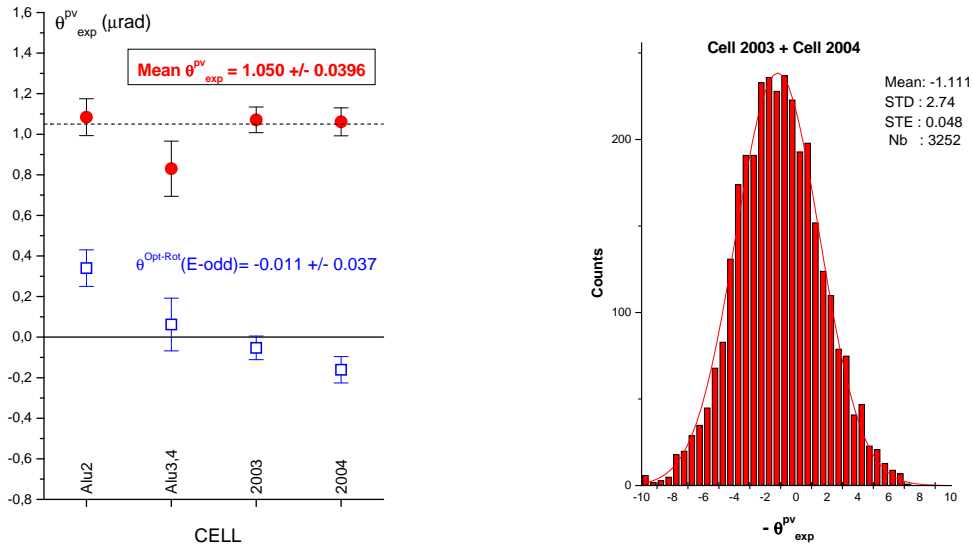


FIG. 6. A gauche: Valeurs expérimentales θ_{exp}^{pv} (μrad) et $\theta^{opt-rot}$ (μrad) obtenues dans différentes cellules, avec les incertitudes. Les traits représentent les moyennes. A droite: Histogramme des données accumulées avec les cellules 2003 et 2004, fit gaussien.

La figure 6 présente l’ensemble des résultats obtenus pour la valeur isotrope du dichroïsme plan E_l -odd, conduisant au résultat actuel: $\theta_{exp}^{pv} = (1.050 \pm 0.039) \mu\text{rad}$. Pour l’angle de pouvoir rotatoire E_l -odd, mesuré simultanément, dont on s’attend à ce qu’il soit nul, nous obtenons: $\theta^{opt-rot}(E_l - \text{odd}) = -(0.011 \pm 0.037) \mu\text{rad}$. La figure 6 représente aussi l’histogramme des valeurs mesurées dans notre dernière cellule et le “fit” gaussien. Les mesures les plus récentes ont été réalisées pour une valeur légèrement inférieure de la tension appliquée (5%). Nous avons fait la correction utile pour les rapporter à la même valeur nominale du champ E_l , celle de la référence [15].

Ces résultats ont été obtenus au cours de 3 séries de mesure conduisant à des précisions comparables (6.8%). La première regroupe ~ 4500 valeurs isotropes tandis que les deux dernières réalisées après amélioration de l’expérience sur des cellules différentes correspondent chacune à environ 1500 valeurs. Ceci illustre l’amélioration obtenue sur S/N. Le résultat reste compatible avec celui de Boulder. Son incertitude correspond à 3×10^{-13} unités atomiques sur E_1^{pv} .

VII. PROJETS

A. Poursuite du projet actuel en configuration de champ longitudinal.

- *L’optimisation du rapport S/N* va être poursuivie. C’est une opération complexe parce qu’elle porte sur un assez grand nombre de paramètres qui n’agissent pas de manière indépendante. Jusqu’ici nous avons essayé de trouver un

juste compromis entre le temps passé pour réduire le bruit et celui consacré à la prise de données elles-mêmes. On peut noter que la réduction du bruit statistique réalisée sur la mesure PV au stade actuel (par un facteur 2.3), a été obtenue en augmentant le nombre de données par 1.7 seulement. Néanmoins, pour atteindre notre objectif, il nous faut à nouveau réduire le bruit en faisant le tour de tous les paramètres: comparaison entre les deux loupes, réduction du bruit électrique associé au tir du champ, légère augmentation du champ électrique, optimisation de la durée de l'impulsion sonde (10 au lieu de 20 ns), légère augmentation possible encore de la cadence des tirs d'excitation...

- *Cellules à électrodes internes.* Le but poursuivi est de fixer le potentiel dans la vapeur au niveau des fenêtres pour parvenir à éliminer les charges photoinduites par l'impulsion d'excitation et améliorer l'homogénéité du champ aux extrémités. Une méthode consiste à faire un revêtement conducteur des fenêtres assurant une continuité électrique entre intérieur et extérieur. La technique du collage doit être adaptée mais elle a réussi au cours de deux essais. L'autre méthode consiste à braser une fenêtre de saphir sur l'électrode terminale, mais la difficulté est d'éviter une biréfringence de contrainte, généralement inhomogène. Nous attendons de ces nouvelles cellules des informations importantes: réduction possible des champs électriques et magnétiques transverses associés aux charges photoinduites. A la suite des difficultés récurrentes rencontrées pour éviter la biréfringence d'une fenêtre brasée, nous venons de proposer un schéma de montage hybride qui vise à allier le savoir-faire de nos collègues arméniens (fenêtres collées à un tube d'alumine sans biréfringence) à celui du Cern (empilement d'entretoises d'alumine et d'anneaux de niobium brasés). Nous pensons rapidement parvenir à un test complet de ce procédé.

- *Calibration du champ électrique.* Ce problème est encore imparfaitement résolu. Un autre avantage des cellules à électrodes internes serait de nous fournir un test de la méthode de calibration atomique dans une situation où l'on s'attend à trouver $E_l \approx V/L$, V étant la ddp entre les électrodes terminales et L leur distance.

En l'absence de ce test nous devons reposer uniquement sur la comparaison des signaux atomiques $\propto M_1^2 + \beta^2 E_l^2$ mesurés avec et sans tension appliquée (cf [24]). La difficulté d'interprétation provient de la très grande différence de gains entre les deux situations à comparer: l'une avec absence quasi totale de gain en champ nul et l'autre au contraire avec un gain important de la vapeur en présence du champ appliqué dans les conditions de l'expérience PV. Nous avons effectué les mesures sur des observables physiques différentes et nous espérons parvenir par recoupements à une calibration tout à fait fiable mais nous n'avons pas terminé les calculs nécessaires pour prendre en compte le fait que la durée du pulse sonde n'est pas très longue devant la constante d'amortissement du dipole électrique $7S - 6P_{3/2}$ (cet effet n'avait pas été pris en compte dans la référence [15]).

B. Autres projets et collaborations

- *Configuration pompe-sonde en champs \vec{E} et \vec{B} transverses pour des mesures PV de précision accrue*

D'ores et déjà nos mesures APV prouvent que l'amplification d'une asymétrie droite-gauche par émission stimulée est un moyen précieux d'accroître la sensibilité d'une expérience VPA. La méthode exploite le grand nombre d'atomes excités le long du trajet du faisceau sonde. Dans le cas du champ E-longitudinal ce nombre est en fait limité par le potentiel électrique que peut supporter la vapeur de césium sans risque de décharge. Dans le but de repousser cette limite, nous avons considéré, à la fois sur le plan théorique et le plan expérimental, la situation de champ électrique transverse qui ne nécessite pas des tensions électriques aussi élevées. En effet, pour une valeur de champ donnée le voltage appliqué est indépendant de la longueur; de plus à valeur de E égale la probabilité de transition en champ transverse est 100 fois plus élevée, puisqu'intervient la polarisabilité scalaire de la transition et non plus seulement sa polarisabilité vectorielle. Nous avons montré que la nature physique de l'observable manifestant la violation de la parité change et qu'elle nécessite l'application d'un champ magnétique transverse [28]. Nous avons discuté les propriétés des effets magnétoélectriques optiques observables sur le faisceau sonde transmis et proposé une méthode pour faire tourner les champs \vec{E} et \vec{B} transverses appliqués autour de la direction de propagation commune aux faisceaux pompe et sonde, afin de supprimer les effets systématiques. Avec une longueur d'interaction suffisamment grande (~ 40 cm au lieu des 8 cm actuels), on peut attendre, à la limite du bruit quantique, une amélioration de la précision au niveau de 0.1 %. Si l'on se plaçait dans les conditions de superradiance déclenchée, situation que nous avons explorée dans le passé, on pourrait même bénéficier d'une plus grande amplification de l'asymétrie.

Ceci montre que les expériences VPA exploitant l'amplification par émission stimulée n'ont pas atteint leurs limites. Même si l'expérience en champ transverse peut réutiliser une part très importante des éléments du montage actuel, il est nécessaire de reconcevoir et reconstruire tout ce qui concerne la configuration des champs électrique et magnétique. On peut voir cela comme un nouveau projet, auquel le savoir-faire acquis pourrait largement bénéficier.

• *Spectroscopie d'une transition interdite avec des atomes alcalins refroidis* [29]

L'observation de la transition interdite 6S-7S du césium à partir d'une source d'atomes froids, qui n'a encore jamais été réalisée jusqu'ici, ouvrirait la voie à la détection de la transition 7S-8S du francium. Sur le montage Cs on pourrait vérifier l'efficacité du piégeage et de la détection et évaluer ainsi la faisabilité d'une expérience VPA dans le francium en tenant compte des sources existantes de Fr et de l'ordre de grandeur attendu $E_1^{pv}(Fr)/E_1^{pv}(Cs) = 18$. C'est une étape obligée pour l'observation de la VPA dans le francium. Après discussions avec plusieurs groupes du LKB, de Pise et d'Oxford, nous sommes arrivés à préciser une configuration expérimentale qui, à notre avis, satisfait l'objectif fixé en ayant des avantages certains de simplicité et de faible coût. En 2002 nous avons ébauché sa mise en place tout en respectant la priorité à accorder aux mesures VPA en cours dans la configuration de champ longitudinal. Avec la configuration retenue l'expérience pourrait mener à un recoupement précis de la mesure du rapport M_1^{hf}/β pour le césium, utilisée à fin de calibration absolue de E_1^{pv} dans l'expérience de Boulder. La valeur de β tirée de cette mesure s'avère, en effet, être en accord très marginal avec une détermination semi-empirique de β sans que ceci ne puisse s'expliquer par l'incertitude théorique sur M_1^{hf} . Le manque de financement nous a obligé à interrompre.

• *Collaborations*

L'intérêt de la communauté des physiciens nucléaires et des particules pour des tests électrofaibles réalisés sur des atomes radioactifs piégés va en s'affirmant: voir par exemple les projets TRIUMF à KVI (Groningen) et le réseau européen NIPNET (<http://www.kvi.nl/trimp/web/html/trimp.html>) Notre groupe a été convié à présenter une conférence (1h) donnant une vue d'ensemble sur la VPA dans plusieurs Instituts Européens appartenant à des réseaux Européens centrés sur des thèmes proches de NIPNET: à Padoue (Legnaro), à Groningen (Trap Meeting), à Mainz (PAVI 2002) et nous avons rencontré le coordinateur des expériences de ISOLDE (CERN) et les collaborateurs de NIPNET au LPC à Caen. L'association avec NIPNET s'est trouvée renforcée par la venue de Stefano Sanguinetti qui a effectué dans notre groupe une thèse en cotutelle avec les Universités de Pise et Paris VI (maintenant en cours de rédaction). Du côté italien il participe à l'expérience visant au piégeage magnéto-optique du francium à Legnaro.

Depuis 1998 nous avons une collaboration suivie avec des chercheurs de l'Institute for Physical Researches (Ashtarak-2, 378410, Arménie), qui ont joué un rôle déterminant par la réalisation de nos cellules en saphir et en alumine.

Notre collaboration avec l'INM (CNAM) a été très bénéfique. Nous apprécions aussi l'aide des chercheurs ou techniciens du LAL qui se sont toujours montrés très réceptifs à nos demandes. Enfin rappelons que nous repons sur l'aide de l'atelier de brasage de Chris Benvenuti au CERN pour la réalisation d'un nouveau type de cellules.

VIII. COÛT DE LA POURSUITE DE L'EXPÉRIENCE EN CHAMP LONGITUDINAL

Entretien de l'expérience sur un an	20 kEuros
Rénovation du système laser d'excitation :	29 kEuros
Changement de la cavité du laser excimer	

- [1] M. A. Bouchiat and C. Bouchiat, *J. Phys. France*, **35**, 899 (1974) and Rep. Prog. Phys. **60**, 1351 (1997), for references.
[2] R. Casalbuoni et al., *Phys. Lett. B* **460**, 135 (1999); J. Erler and P. Langacker *Phys. Rev. Lett.* **84**, 212 (2000); D.E. Groom, <http://pdg.lbl.gov/> (ch.10).
[3] C. S. Wood, *et al*, *Science*, **275**, 1759 (1997).
[4] S. C. Bennett and C. E. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2484 (1999).
[5] A.A. Vasilyev, I.M. Savukov, M.S. Safronova and H.G. Berry, *Phys. Rev. A* **66**, 020101 (2002)
[6] M. A. Bouchiat, J. Guéna, *J. Phys. France* **49**, 2037 (1988); C. Bouchiat, C. A. Piketty, *J. Phys. France* **49**, 1851 (1988).
[7] V. A. Dzuba, V. V. Flambaum and O. P. Sushkov, *Phys. Lett. A* **141**, 147 (1989); S. A. Blundell, J. Sapirstein and W. R. Johnson, *Phys. Rev. D* **45**, 1602 (1992).
[8] A. Derevianko, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1618 (2000).
[9] A.I. Milstein and O.P. Sushkov, *Phys. Rev. A* **66**, 022108 (2002)
[10] V. A. Dzuba et al., *Phys. Rev. D* **66**, 076013 (2002)
[11] M. A. Bouchiat, J. Guéna, L. Hunter and L. Pottier, *Phys. Lett. B* **117**, 358 (1982); *Phys. Lett. B* **134**, 463 (1984); *J. Phys. (France)* **47**, 1709 (1986).
[12] M. A. Bouchiat, Ph. Jacquier, M. Lintz, L. Pottier, *Opt. Commun.* **56**, 100 (1985).
[13] D. Chauvat, *et al.*, *Eur. Phys. J. D* **1**, 169 (1998); M. A. Bouchiat and C. Bouchiat, *Z. Phys. D* **36**, 105 (1996).

- [14] J. Guéna *et al.*, Appl. Phys. B, **75**, 739 (2002).
- [15] J. Guéna *et al.*, Pys. Rev. Lett. **90**, 143001(2003)
- [16] E. Jahier *al.*, Appl. Phys. B **71** , 561 (2000).
- [17] D. Chauvat *et al.*, Opt. Commmun. **138**, 249 (1997).
- [18] J. Guéna *et al.*, J. Opt. Soc. Am. B **14**, 271 (1997) and Opt. Commmun. **119**, 403 (1995).
- [19] J. Guéna *et al.*, Quantum Semiclass. Opt. **10**, 733 (1998).
- [20] D. G. Sarkisyan, A. V. Melkonyan, Instr. and Exp. Techn. **32**, 485 (1989)
- [21] E. Jahier *et al.*, Eur. Phys. J. D **13**, 221 (2001).
- [22] M. A. Bouchiat *et al.*, Chem. Phys. Lett. **199**, 85 (1992) and Opt. Commun. **104**, 157 (1993).
- [23] M. A. Bouchiat *et al.*, Appl. Phys. B, **68**, 1109 (1999).
- [24] Cette mesure est réalisée en utilisant un faisceau d'excitation polarisé circulairement avec le polarimètre fonctionnant en analyseur circulaire. Dans ce cas $D^{amp} \propto ((M_1 + M_1^{hf})^2 + \beta^2 E^2)$ est détecté avec le champ E alternativement allumé ou éteint. Puisque M_1, M_1^{hf} and β sont précisément connus, nous pouvons en déduire la grandeur de E.
- [25] M. A. Bouchiat *et al.*, Z. Phys. D **33**, 89 (1995)
- [26] M. A. Bouchiat, J. Guéna and M. Lintz, Eur. Phys. J. D, **28**, 331 (2004); e-print arXiv:physics/0311101
- [27] E. Jahier *al.*, Appl. Phys. B **71** , 561 (2000).
- [28] J. Guéna, M. Lintz, M.A. Bouchiat, submitted to JOSA B, arXiv : physics/ 0403141
- [29] S. Sanguinetti *et al.*, Eur. Phys. J. D, **25**, 3-13 (2003)