



HAL
open science

Violation de la parité dans l'atome de césium: mesures sur la transition très interdite $6S_{1/2}-7S_{1/2}$

Jocelyne Guena

► **To cite this version:**

Jocelyne Guena. Violation de la parité dans l'atome de césium: mesures sur la transition très interdite $6S_{1/2}-7S_{1/2}$. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1985. Français. NNT: . tel-00011853

HAL Id: tel-00011853

<https://theses.hal.science/tel-00011853>

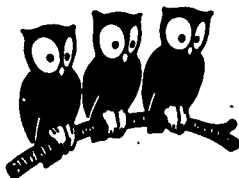
Submitted on 9 Mar 2006

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

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

UNIVERSITÉ DE PARIS

LABORATOIRE DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE
SUPÉRIEURE



THESE DE DOCTORAT D'ETAT

ès Sciences Physiques

présentée

à l'Université Pierre et Marie Curie

(Paris VI)

par

Jocelyne GUENA

pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences

Sujet de la thèse :

"VIOLATION DE LA PARITE DANS L'ATOME DE CESIUM :
MESURES SUR LA TRANSITION TRES INTERDITE $6S_{1/2} \rightarrow 7S_{1/2}$ ".

Soutenue le 11 Juin 1985 devant le jury composé de

M. J. BROSEL)	Président
Mme M.A. BOUCHIAT	}	Examineurs
M. C. COHEN-TANNOUDJI		
M. M. DAVIER		
M. S. HAROCHE		
M. S. LIBERMAN		
Mme C.A. PIKETTY		
M. L. POTTIER		

Résumé :

Cette thèse rapporte les mesures de violation de parité effectuées sur deux composantes hyperfines $\Delta F = 0$ et 1 de la transition très interdite $6S-7S$ du Cs, excitées à résonance. La mesure porte sur le dipôle électrique de transition violant la parité, déduit d'une composante de l'orientation électronique de l'état $7S$ se comportant comme un vecteur polaire par inversion de la chiralité de l'expérience. Des mesures auxiliaires fournissent des tests de fiabilité des résultats et de leur interprétation. Celle-ci conduit à la charge faible du noyau $Q_W(\text{Cs}) = -67 \pm 10$. L'expérience est un test à basse énergie des théories électrofaibles prédisant une interaction faible neutre électron-nucléon violant la parité, associée à l'échange d'un Z_0 . Le résultat confirme la prédiction du modèle standard.

THESE DE DOCTORAT D'ETAT

ès Sciences Physiques

présentée

à l'Université Pierre et Marie Curie

PARIS VI

par : Jocelyne GUENA

pour obtenir le grade de DOCTEUR ès Sciences

Sujet de la thèse:

"Violation de la parité dans l'atome de césium :

Mesures sur la transition très interdite $6S_{1/2} \rightarrow 7S_{1/2}$ "

soutenue le : 11 Juin 1985 ,

devant le Jury composé de :

M. J.	BROSSEL)	Président
Mme M. A.	BOUCHIAT)	
M. C.	COHEN-TANNOUJJI)	
M. M.	DAVIER)	
M. S.	HAROCHÉ)	Examinateurs
M. S.	LIBERMAN)	
Mme C. A.	PIKETTY)	
M. L.	POTTIER)	

Ce mémoire est le compte-rendu d'une recherche effectuée au laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'École Normale Supérieure. J'exprime ici ma gratitude envers les Professeurs A. KASTLER et J. BROSSEL qui m'y ont accueilli dans un environnement scientifique et matériel exceptionnel.

La direction de cette thèse a été assumée par Marie-Anne BOUCHIAT et Lionel POTTIER. Je ne saurais trop leur exprimer ma profonde reconnaissance du grand privilège d'être directement associée à leurs travaux de recherche. Bénéficiant chaque jour de leurs enseignements, j'ai pu contribuer à faire aboutir une expérience spécialement motivante dont la phase finale a été particulièrement fructueuse et exaltante. Je suis aussi très reconnaissante à Claude BOUCHIAT dont l'intérêt profond tant pour appréhender que pour enseigner la Physique m'a été tout à fait bénéfique.

Ce travail a aussi été l'occasion d'une collaboration chaleureuse et enrichissante avec Larry HUNTER durant ses deux séjours en France.

J'ai aussi beaucoup apprécié la spontanéité des conseils amicaux de mon camarade Philippe JACQUIER.

Je tiens à remercier Claude-Annette PIKETTY de m'avoir communiqué le détail des procédures de ses calculs de Physique Atomique.

C'est une occasion ici de remercier au nom de toute l'équipe les techniciens et ingénieurs du laboratoire qui ont rendu possible la réalisation de ce travail, tout particulièrement A. CLOUQUEUR pour la conception d'appareillages électroniques et G. TRENEC pour celle d'ensembles mécaniques délicats.

J'exprime mes vifs remerciements à Messieurs C. COHEN-TANNOUJJI, M. DAVIER, S. HAROCHE et S. LIBERMAN pour l'intérêt qu'ils ont manifesté envers ce travail en acceptant de participer au Jury de soutenance.

Je tiens enfin à remercier C. EMO qui a frappé cette thèse, P. BOUNIOL qui l'a assistée, Mme MOISSENET qui a reproduit les figures, Mme AUDOIN qui a assuré le tirage et M. MANCEAU la reliure.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
Chapitre I : MOTIVATIONS DE L'EXPERIENCE PARITE	7
A. Parité dans l'atome.	7
B. L'interaction faible neutre.	9
Chapitre II : COMMENT RECHERCHER LA VIOLATION DE PARITE DANS LES ATOMES.	14
A. Asymétrie droite-gauche. Ordres de grandeur.	14
B. Le potentiel électron-noyau violant la parité. La charge faible.	16
C. Mélanges de parité et mécanismes de renforcement.	20
D. Comment observer le mélange de parité.	22
Chapitre III : PRESENTATION DE L'EXPERIENCE	27
A. Choix de la transition et de la grandeur physique violant la parité.	27
1. Avantages de la transition 6S-7S du césium	27
2. Transition induite par un champ électrique, observée en fluorescence.	28
3. Grandeurs physiques observables.	30
B. Principe de l'expérience.	33
Chapitre IV : METHODE EXPERIMENTALE	36
A. Mesure de l'orientation électronique.	36
B. Caractéristiques des signaux détectés.	36
C. Méthodes de discrimination mises en oeuvre.	38
D. Eléments importants du montage.	42
1. Renversement de k. La cellule à multipassage.	42
2. Renversement de ξ . Le modulateur de polarisation	44
3. Renversement de ξ_f . L'analyseur circulaire.	46
4. Renversement du champ électrique. Les électrodes.	46
E. Reconstitution de $\text{Im}E_1^{PV}/E_1^{ind}$.	47
F. Calibration.	48

Chapitre V : CONTROLE DES EFFETS SYSTEMATIQUES ET ESTIMATION DES INCERTITUDES SYSTEMATIQUE ET STATISTIQUE	50
A. Contrôle des effets systématiques et estimation de l'incertitude systématique.	50
1. Principe des méthodes mises en oeuvre.	50
2. Un exemple.	52
a) Contrôle du défaut angulaire $E_0.k_f$.	53
b) Contrôle du champ parasite $\Delta E.k$	54
3. La compensation des défauts et les limites de la méthode.	54
4. Incertitude systématique finale.	56
B. L'incertitude statistique :	58
1. Optimisation du rapport signal/bruit.	58
2. Estimation du bruit.	61
 Chapitre VI : TESTS DE FIABILITE	 62
A. Tests de cohérence sur les données parité.	63
B. Tests de la méthode expérimentale.	64
1. Rappels des propriétés de la transition 6S-7S et de la méthode expérimentale.	64
2. Compréhension approfondie des signaux conservant la parité.	66
a) Spectre hyperfin de la fluorescence totale	67
b) Etude des orientations électroniques P^1 et P^2	68
3. Tests de la calibration	70.
4. Un test des techniques d'excitation et de détection: deux mesures précises totalement indépendantes de quelques paramètres physiques.	72
5. Tests des méthodes de contrôle.	74
6. Tests sur la reconstitution d'un effet systématique	75
C. Tests de la théorie atomique.	77
 Chapitre VII : RESULTATS - INTERPRETATION - RETOMBES EN PHYSIQUE ATOMIQUE - PERSPECTIVES FUTURES.	 81
A. Résultats et interprétation de la mesure d'une violation de parité dans le césium.	81

1. Résultats.	81
2. Interprétation.	82
<i>a) Interprétation dans le cadre du modèle électrofaible standard.</i>	82
<i>b) Interprétation indépendante des modèles électrofaibles.</i>	84
<i>c) Interprétation dans le cadre de certaines alternatives du modèle standard.</i>	86
<i>d) Remarque sur la nature de l'interaction à courants neutres observée dans le césium.</i>	89
B. Les retombées en Physique Atomique.	92
1. Mesures des paramètres de la transition.	93
2. Mise en évidence d'effets d'interférence de symétrie inhabituelle.	94
C. Etat actuel des autres expériences "Parité" en Physique Atomique.	96
D. Perspectives.	99
CONCLUSION	102
 APPENDICES :	
I : Manifestations d'une violation de la parité sur une grandeur physique observable.	104
II : Détermination semi-empirique de la polarisabilité scalaire de la transition 6S-7S.	109
III: Modification du modulateur de polarisation par adjonction d'une lame quart-d'onde. Application à la mesure de paramètres atomiques.	115
 REFERENCES	

ARTICLES :

- I : Can a stray static electric field mimic parity violation in Stark experiments on forbidden M_1 transitions ?
- II : Optical orientation, via spin-orbit coupling, in the final state of the Stark induced 6S-7S cesium transition.
- III: Can imperfect light polarization mimic parity violation in Stark experiments on forbidden M_1 transitions ?
- IV : Observation of a parity violation in cesium.
- V : New measurement of the Cs 6S→7S scalar to vector polarizability ratio.
- VI : Stark interference effects in a weak magnetic field on the Cs 6S-7S forbidden transition of cesium.
- VII: Measurement of the M_1 amplitude and hyperfine mixing between the $6S_{1/2}$ - $7S_{1/2}$ caesium states.
- VIII New observation of a parity violation in cesium.
- IX : Absolute polarization measurements and natural lifetime in the $7S_{1/2}$ state of Cs.
- X : Hanle effect detection of the $6S_{1/2}$ - $7S_{1/2}$ single-photon transition of cesium, without electric field.
- XI: Atomic parity violation measurements in the highly forbidden $6S_{1/2}$ - $7S_{1/2}$ cesium transition :
Part I : Theoretical analysis (§1), procedure and apparatus. (§2)

INTRODUCTION

Un nouveau domaine de recherche en physique atomique s'est récemment développé et a déjà produit un fait expérimental particulièrement remarquable : il s'agit de l'observation d'une violation de la parité dans les atomes, c'est-à-dire d'une manifestation d'une certaine préférence entre la droite et la gauche dans les lois physiques régissant les systèmes atomiques. Ce fait est le premier en physique atomique qui ne soit pas interprétable (même qualitativement) par l'Electrodynamique Quantique, une théorie pourtant déjà testée jusque dans ses moindres implications avec une impressionnante précision.

L'effet de violation de parité est certes très petit. Aussi son observation a-t-elle nécessité le recours à un choix très particulier de conditions expérimentales, en même temps que la mise en oeuvre de méthodes très sensibles. Nous décrivons dans ce mémoire les expériences qui nous ont permis de mettre en évidence un effet de cette nature dans une vapeur de césium. L'effet mesuré correspond à un dipôle électrique de transition de 10^{-11} |ea₀| entre les états 6S et 7S de l'atome de Cs, états dits de même parité. Malgré son extrême petitesse, étant donné le rôle essentiel joué par les symétries dans la compréhension des lois physiques, la violation de parité en physique atomique mérite une attention particulière.

La violation de parité dans les atomes stables s'interprète par l'existence de l'interaction faible "à courant neutre" entre les électrons et les nucléons, une interaction qui, contrairement à l'interaction électromagnétique, n'est pas invariante par réflexion d'espace. Ce type d'interaction a été prédit en 1971 dans le cadre des nouvelles théories de jauge, extensions de l'Electrodynamique Quantique qui unifient les interactions faibles (responsables de certains processus de désintégration tels que la radioactivité β) et les interactions électromagnétiques. C'est en fait dans le but de tester ces théories qu'a été entreprise la recherche d'une violation de parité dans les atomes.

Les théories électrofaibles sont d'un intérêt tout à fait fondamental.

Tout d'abord elles visent à unifier deux familles d'interactions en dépit de leurs dissemblances ; cela signifie qu'elles révèlent un lien profond entre les deux types d'interactions tout en expliquant leur apparente diversité. Celles-ci sont désormais décrites en termes d'échanges de bosons : au photon médiateur de l'interaction électromagnétique correspondent des bosons faibles médiateurs des interactions faibles. Cette unification fournit le premier formalisme mathématique capable de calculer les processus faibles avec une précision en principe comparable à celle de l'Electrodynamique Quantique. En outre l'unification électrofaible entraîne la prédiction d'effets physiques nouveaux ; le plus remarquable concerne l'existence de l'interaction faible "à courant neutre" (associée à l'échange d'un boson neutre appelé Z_0) alors que toutes les interactions faibles connues jusqu'à présent sont "à courants chargés" (associées à l'échange des bosons chargés W^\pm). Sitôt cette prédiction (1971) une recherche active des interactions faibles "à courant neutre" s'est développée auprès des accélérateurs de particules. De nombreuses manifestations en ont maintenant été observées. Mais, plus encore, récemment le boson Z_0 , lui-même, a été directement produit au cours de collisions proton-antiproton à très haute énergie (CERN- 1983).

En dépit de moyens plus modestes, la physique atomique est elle aussi concernée. L'observation de la violation de parité dans l'atome de césium rapportée dans le présent exposé, est une preuve originale de l'existence de l'interaction faible à courant neutre. Elle confirme la validité de la théorie électrofaible standard dans un nouveau domaine d'énergie, celui des faibles énergies actuellement inaccessibles à la physique des particules. En outre indépendamment de tout modèle théorique elle apporte une information complémentaire de celle obtenue à hautes énergies, concernant la structure de la nouvelle interaction électron-nucléon. Elle met par suite des contraintes sérieuses aux modèles proposés en tant qu'alternatives au modèle standard.

Les motivations et implications de notre travail sont présentées de façon plus détaillée au chapitre I. Au préalable il nous a semblé intéressant

de rappeler quelques notions de parité.

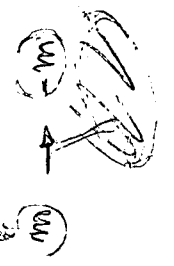
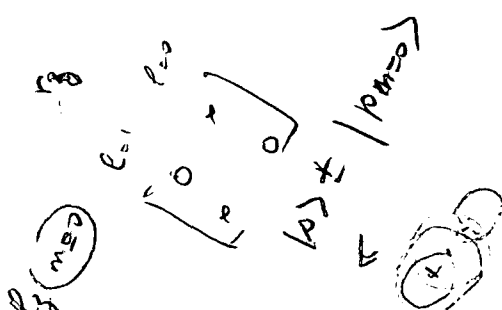
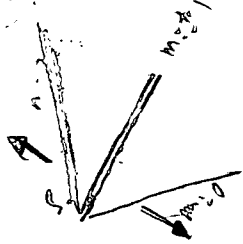
Nous analysons au chapitre II les méthodes d'investigation de la violation de parité en physique atomique. Il faut parvenir à mettre en évidence une minuscule amplitude de transition associée à l'interaction faible, A_f , en présence d'une (grande) amplitude A_{em} associée à l'interaction électromagnétique bien connue : la symétrie propre de la première, impaire par réflexion d'espace, implique que le terme d'interférence électrofaible $A_f A_{em}$ apparaissant dans la probabilité de transition, est lui aussi impair dans cette transformation. En conséquence les résultats expérimentaux de deux expériences images dans un miroir l'une de l'autre ne sont pas images-miroir l'un de l'autre. Il apparaît une certaine asymétrie droite-gauche. L'asymétrie attendue A_f/A_{em} , a priori $\sim 10^{-14}$ dans l'état fondamental de l'hydrogène, défie toute expérience. L'effet physique essentiel qui met l'asymétrie à la portée des expériences actuelles est la loi de croissance de l'amplitude faible légèrement plus rapide que le cube du numéro atomique, dictant ainsi le choix d'atomes lourds. D'autre part l'invariance de l'interaction faible par renversement du sens du temps exclut l'existence d'une violation de parité dans les propriétés statiques d'un atome isolé (ou placé dans des champs électromagnétiques statiques homogènes). Cela nous conduit à rechercher une manifestation de la violation de parité sous la forme d'une asymétrie droite-gauche dans une probabilité de transition entre deux états atomiques.

|| de la ppe de

Le chapitre III est consacré à une présentation simple de notre expérience. Le grand facteur d'interdiction électromagnétique de la transition choisie (la transition $6S \rightarrow 7S$ du césium est de nature dipolaire magnétique interdite avec $M_1 \sim 4 \times 10^{-5} \mu_B/c$), permet d'utiliser une méthode très avantageuse consistant à induire la transition par un champ électrique. Au cours du processus d'excitation l'amplitude faible violant la parité et l'amplitude induite par effet Stark interfèrent : cela fait apparaître dans l'orientation électronique de l'état $7S$ une contribution se comportant, dans une réflexion d'espace, comme un vrai vecteur en dépit de sa nature de moment cinétique. L'asymétrie droite-gauche définie comme le rapport de l'orientation violant la parité à l'orientation conservant la parité (de direction

$m = \pm 1$
 $m = 0$

6S, 7P
Bohr
par effet Stark



orthogonale), atteint qqs 10^{-5} .

La mesure d'une faible asymétrie pose en pratique un problème majeur : celui des erreurs systématiques engendrées par des signaux parasites simulant le signal violant la parité. La réalisation pratique de l'expérience est décrite au chapitre IV. Le choix de la configuration expérimentale donne une signature très caractéristique au signal violant la parité permettant en principe de le discriminer sans ambiguïté. Les éléments importants du montage sont ceux qui effectuent l'échange droite-gauche sur la configuration expérimentale en basculant un certain nombre de paramètres (tels que par exemple le champ électrique et la polarisation circulaire de la lumière d'excitation). L'échange doit être rigoureux si l'on veut parvenir à mettre en évidence une asymétrie droite-gauche véritablement associée au signal violant la parité. Les systèmes de basculement ont été conçus de façon à réduire les erreurs systématiques engendrées par leurs imperfections résiduelles à un niveau au plus de l'ordre de qqs % de l'effet violant la parité.

La valeur que l'on peut accorder au résultat des mesures "parité" repose sur l'estimation d'éventuels effets d'origine systématique associés aux imperfections présentes au cours des mesures. Le chapitre V expose le principe des méthodes mises en oeuvre en vue de chiffrer de façon fiable l'incertitude systématique globale. Ces méthodes consistent à mesurer les imperfections résiduelles en utilisant comme sonde les atomes soumis à l'expérience "parité" eux-mêmes. L'incertitude finalement dominante est d'origine statistique. Réduire les causes de bruit et optimiser le rapport signal/bruit ont été des étapes essentielles avant l'entreprise de longues périodes d'acquisition de données (qqs centaines d'heures).

Il est difficile dans ce genre d'expériences de pouvoir prétendre qu'aucune erreur systématique n'a été omise. Nous présentons au chapitre VI différents types de vérifications nous protégeant contre d'éventuels effets omis. Divers tests ont été effectués sur les données parité elles-mêmes. Dans un tout autre cadre une étude de nombreux phénomènes purement électromagnétiques mis en jeu dans la transition 6S-7S, atteste de la

fiabilité de la méthode expérimentale : elle permet de nombreux recou-
pements au moyen d'expériences indépendantes. Simultanément notre but a
été d'arriver à une compréhension très détaillée de toute la physique
atomique sous-jacente à l'expérience parité : cette compréhension nous a
paru être un élément indispensable en vue d'une parfaite maîtrise des
erreurs systématiques.

Indépendamment du problème de la violation de parité dans l'atome,
le fait d'explorer une transition aussi inhabituelle par son degré d'inter-
diction, au moyen d'un appareillage extrêmement sensible, nous a donné
accès à une nouvelle physique. Les résultats les plus marquants concernent
la détermination précise des éléments de matrice non diagonaux ($6S-7S$) de
la polarisabilité atomique et du moment dipolaire magnétique et, par voie de
conséquence, de l'interaction hyperfine elle-même. Comme retombée
immédiate cette étude fournit des tests importants de la théorie atomique
indispensable à l'interprétation de la violation de parité observée.

Deux mesures indépendantes effectuées sur deux composantes hyper-
fines différentes ($\Delta F=0$ et 1) se recoupent de manière satisfaisante. Les
résultats et leur interprétation sont discutés au chapitre VII. La structure
atomique très simple du césium rend cet atome particulièrement intéressant
pour tester les prédictions des théories électrofaibles. Le paramètre
électrofaible extrait de notre expérience, en utilisant la théorie atomique,
est la charge faible du noyau de césium Q_W , laquelle joue pour l'interaction
faible électron-noyau violant la parité le même rôle que la charge électrique
pour l'interaction coulombienne. La conservation de la charge faible
implique que Q_W est la somme des charges faibles fondamentales, celles
des quarks u et d présents dans le noyau. Il se trouve que les expériences
de hautes énergies sont sensibles à une combinaison linéaire (de ces
mêmes charges faibles) pratiquement orthogonale. Ce caractère complé-
mentaire des deux types d'expériences est illustré par une analyse des
résultats expérimentaux.

x x

x

L'exposé présenté ci-dessous ne constitue pas une description exhaustive du travail qui a été nécessaire pour arriver au résultat, mais il est censé servir d'introduction à l'ensemble des publications réunies dans cette thèse. Il tente de fournir une vue d'ensemble du travail accompli et de mettre un lien entre des publications peut-être en apparence disconnectées mais dont l'aboutissement commun est l'observation et la mesure de la violation de parité dans le césium ; en certains cas il les complète même en faisant apparaître leur objectif sous un jour nouveau. Pour ne pas trop alourdir le texte, nombre de précisions et de détails ont été volontairement omis ; ils peuvent être trouvés dans les articles. Nous avons plutôt essayé ici de mettre l'accent sur les idées physiques qui nous ont paru essentielles dans ce travail. Nous avons aussi voulu faire sentir, comment, tout au long de ces recherches, s'est dégagée une philosophie prise au sens d'ensemble cohérent de règles de conduite. Dans toute expérience fondée sur la recherche d'un signal très faible pouvant être masqué ou simulé par des phénomènes beaucoup plus intenses, la fiabilité du résultat repose sur l'observation rigoureuse de ces "règles de conduite".

CHAPITRE I

MOTIVATIONS DE L'EXPERIENCE PARITE

A. PARITE DANS L'ATOME:

La symétrie des forces fondamentales, et particulièrement la symétrie par réflexion d'espace joue un rôle déterminant dans les lois de la physique. La réflexion d'espace est une transformation d'espace-temps qui à tout point (\vec{r}, t) fait correspondre le point $(-\vec{r}, t)$. Elle peut être décomposée en une symétrie par rapport à un plan suivie (ou précédée) d'une rotation autour d'un axe perpendiculaire à ce plan. Comme toutes les interactions physiques connues sont invariantes par rotation, une réflexion d'espace est physiquement équivalente à une symétrie par rapport à un plan ou réflexion dans un miroir, opération qui nous est très familière. Les équations de Maxwell sont invariantes par réflexion d'espace. Ceci signifie que si à un instant t on associe à la configuration de champs $\vec{E}(\vec{r}, t)$, $\vec{B}(\vec{r}, t)$ (créés par les charges $\rho(\vec{r})$ et les courants $\vec{j}(\vec{r})$), la configuration image obtenue par réflexion d'espace :

$$\begin{array}{ll} \text{sur les champs} & \vec{E}'(\vec{r}, t) = -\vec{E}(-\vec{r}, t) & \vec{B}'(\vec{r}, t) = \vec{B}(-\vec{r}, t) & (1) \\ \text{et les sources} & \rho'(\vec{r}) = \rho(-\vec{r}) & \vec{j}'(\vec{r}) = -\vec{j}(-\vec{r}) \end{array}$$

les deux configurations évoluent indépendamment sous le jeu des équations de Maxwell, tout en restant deux configurations-images. Plus exactement les équations(1) demeurent vérifiées pour tout instant t' ultérieur à t .

En mécanique quantique, on associe à la transformation par réflexion d'espace un opérateur quantique P tel qu'à la fonction d'onde d'une particule non relativiste est associée la fonction d'onde :

$$\psi'(\vec{r}) = P\psi(\vec{r}) = \psi(-\vec{r})$$

décrivant l'état image de la particule. Si le hamiltonien H est invariant par réflexion $\psi'(\vec{r})$ satisfait l'équation de Schrödinger comme $\psi(\vec{r})$ ce qui implique encore que si deux configurations se correspondent par réflexion

d'espace, elles évoluent tout en demeurant des configurations images. L'opérateur P étant hermitique, il possède des états propres avec des valeurs propres, $+1$ ou -1 , que l'on nomme parité de ces états. Le fait que P commute avec l'hamiltonien atomique d'origine électromagnétique entraîne que les états atomiques stationnaires soient états propres de P , sauf cas de dégénérescence très accidentelle (c'est-à-dire autre que celle liée à l'invariance par rotation). Nous sommes donc habitués à penser en terme d'états atomiques de parité parfaitement définie.

Pour un système atomique placé dans un champ électromagnétique traité classiquement, la réflexion d'espace globale est le produit de l'opérateur quantique P agissant sur la fonction d'onde atomique et de la transformation classique agissant sur les champs. Notons que si deux états atomiques images évoluent de manière identique, les probabilités de transition entre deux états A et B , et leurs images A' et B' dans des configurations de champ images, sont alors identiques :

$$\mathcal{P}(A \rightarrow B) = \mathcal{P}(A' \rightarrow B') \quad (2)$$

Cette égalité exprime en physique atomique l'invariance par réflexion d'espace ou, par abus de langage, la conservation de la parité. On s'attendrait à ce que cette propriété de symétrie soit valable pour toute expérience de physique atomique puisque l'on considère traditionnellement l'atome stable comme régi par les lois de l'électromagnétisme et de la mécanique quantique. Pourtant cette loi a été mise en défaut par de récentes expériences effectuées dans quelques atomes lourds : bismuth, thallium, plomb (les résultats sont rapportés au chapitre VII), et aussi par les expériences que nous avons réalisées dans une vapeur de césium, et qui font l'objet du présent mémoire. Dans tous les cas on constate que des expériences images l'une de l'autre dans un miroir produisent des résultats qui ne sont pas images miroir l'un de l'autre. L'effet correspond à une violation de l'égalité (2) donc à une violation de la parité. Certes l'effet est très petit : il correspond dans le césium à un mélange entre niveaux atomiques de parités opposées, au niveau de 10^{-11} . Si petit soit-il, cet effet ne peut être expliqué par l'électrodynamique quantique. Il s'interprète correctement par l'existence, entre l'électron et le nucléon, d'une interaction chirale (c'est-à-dire qui diffère de son image dans un miroir, comme une main droite diffère d'une main gauche). A l'heure actuelle tout

porte à penser que cette interaction, qui se superpose à l'interaction électromagnétique, est l'interaction faible "à courant neutre", prédite en 1971 dans le cadre des théories électrofaibles. C'est précisément dans le but de tester ces théories qu'a été entreprise la recherche d'une violation de parité dans l'atome dès 1974.

B. L'INTERACTION FAIBLE NEUTRE :

Les théories électrofaibles ⁽¹⁾ ont fait progresser la physique de façon considérable. Elles suscitent encore des développements théoriques de plus en plus élaborés en vue de la grande unification des forces fondamentales. Leur but initial était en s'inspirant de l'Electrodynamique Quantique, de décrire dans un même cadre mathématique cohérent d'une part l'interaction électromagnétique, et d'autre part les interactions faibles. Le cadre est celui des théories de jauge. Le grand intérêt de ces théories est d'être renormalisables : leurs prédictions sont de précision en principe quasi illimitée. Par ailleurs elles ont déjà reçu de nombreuses confirmations expérimentales.

Dans ces théories les interactions entre particules sont décrites par l'échange de particules, appelées bosons de jauge ou bosons vectoriels (en raison de leur spin égal à 1). Dans l'interaction électromagnétique, par exemple entre un proton et un électron, le boson échangé est le photon γ , particule neutre (Fig. 1a). la figure 1b illustre un processus faible : la capture K : le boson échangé, W^+ , est chargé :

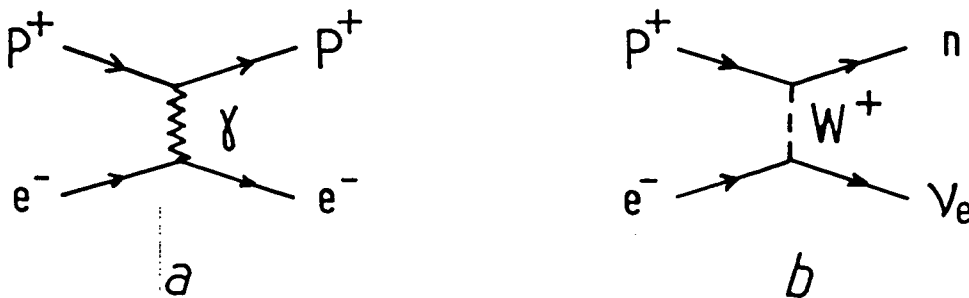


Figure 1: Schémas illustrant : (a) l'interaction électromagnétique ;
(b) l'interaction faible "à courant chargé" dans la capture K.

A l'opposé de la portée infinie de l'interaction électromagnétique, la portée de l'interaction faible est très courte ($\approx 2 \times 10^{-16} \text{m}$). On sait depuis Yukawa que la portée d'une interaction est reliée à la masse de la particule échangée : à une masse M correspond une portée \hbar/Mc . Il résulte qu'à la différence des photons sans masse, les bosons vectoriels faibles sont lourds ($M \approx 90 \text{ GeV}/c^2$). Une seconde différence fondamentale entre les deux types d'interactions est que seule l'interaction faible viole la parité. Un exemple clair de la violation de parité dans les interactions faibles est fourni par la radioactivité β . Un neutron du noyau atomique se désintègre en un proton, en émettant un électron et un antineutrino. Il se trouve que l'électron et l'antineutrino sont toujours émis avec des hélicités qui sont respectivement négative et positive (Fig. 2a). Le phénomène inverse correspondant à l'image miroir de la désintégration β (Fig. 2b) ne s'observe jamais. Il y a donc une violation de l'invariance par réflexion dans un miroir ou encore par réflexion d'espace. La violation de parité peut aussi être vue comme une préférence, dans la désintégration, entre la droite et la gauche: l'électron et l'antineutrino émis sont respectivement "gauche" et "droit".

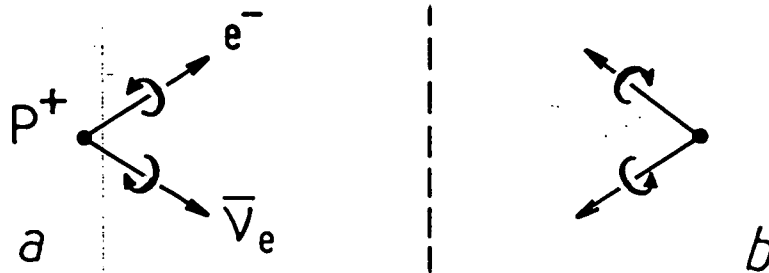


Figure 2 : La désintégration β du neutron (a) et son image dans un miroir (b).

Une prédiction cruciale des théories électrofaibles était l'existence d'une interaction faible préalablement inconnue, dite "à courant neutre" : elle est associée à l'échange de bosons vectoriels neutres. Alors que l'échange de bosons chargés implique une modification de la nature des particules en interaction, la nouvelle interaction faible peut se manifester

entre particules stables ; si de plus ces particules sont chargées, c'est le cas dans un atome, elle se superposera à l'interaction électromagnétique.

Dans le modèle renormalisable le plus simple, celui de Glashow, Weinberg et Salam ⁽²⁾ maintenant dit modèle standard, il y a deux bosons faibles chargés, W^\pm , et un seul boson faible neutre, le Z_0 . La masse du Z_0 est comparable à celle des W^\pm , donc la portée de son interaction aussi. En outre, dans le cadre de ce modèle, l'interaction faible neutre doit, à l'image des interactions faibles chargées, violer la parité (notons qu'à l'origine certaines classes de modèles écartés seulement par la suite ne prédisaient aucune violation de parité dans l'interaction électron-nucléon à courant neutre).

Récemment, en 1983, la production de bosons W^\pm et Z_0 a été mise en évidence au cours d'expériences de collisions $P\bar{P}$ à très haute énergie (540 GeV dans le centre de masse) réalisées au CERN ⁽³⁾. Mais les toutes premières mises en évidence de l'interaction faible neutre proviennent d'expériences de diffusion de neutrinos sur des noyaux puis sur des électrons réalisées en 1973 et 1974 ⁽⁴⁾. Les évènements observés correspondent aux schémas :



Les résultats "neutrinos" sont en très bon accord avec le modèle standard. Mais ils sont limités au domaine des hautes énergies. D'autre part ces expériences "neutrinos" ne permettent pas de tester la violation de la parité. La raison est que les neutrinos n'existent dans la nature que dans un seul état d'hélicité et les antineutrinos dans l'état d'hélicité opposée. Il n'est donc pas possible avec ces particules de préparer des expériences-miroir. Par ailleurs un domaine important restait inexploré : celui de l'interaction faible neutre entre électrons et nucléons. Dans ce domaine on pouvait espérer départager le modèle standard et ses alternatives qui différaient quant à la nature et à la grandeur du couplage entre le Z_0 , l'électron et les nucléons.

La première observation convaincante de la violation de parité associée à l'interaction faible neutre provient d'une expérience de diffusion inélastique d'électrons de haute énergie ($> 1\text{GeV}$), sur des deutérons au repos expérience réalisée à SLAC en 1978 ⁽⁵⁾. Les électrons sont polarisés longitudinalement. La grandeur physique mesurée est une contribution à la section efficace de diffusion qui dépend de l'hélicité ξ des électrons :

$$\sigma = A + \xi B$$

Comme des électrons droits vus dans un miroir deviennent des électrons gauches, l'existence du terme ξB manifeste une préférence des lois physiques entre la droite et la gauche, c'est-à-dire une violation de parité. L'asymétrie $[\sigma(+\xi) - \sigma(-\xi)] / [\sigma(+\xi) + \sigma(-\xi)]$ mesurée est en bon accord avec celle prédite par le modèle standard, de l'ordre de 10^{-4} . Mais cette expérience est elle aussi limitée aux hautes énergies. L'énergie des électrons est de 20 GeV et l'angle de diffusion permet de sélectionner les événements où le transfert d'impulsion, et par conséquent l'impulsion du Z_0 échangé, est $\approx 1,5 \text{ GeV}/c$. Or plus récemment de nouvelles alternatives au modèle standard ont été proposées ⁽⁶⁾. Leurs prédictions dépendent cruciallement de la valeur du transfert d'impulsion q mis en jeu : compte tenu des résultats expérimentaux de hautes énergies, elles coïncident avec le modèle standard pour $q > 1\text{GeV}/c$ (cas de l'expérience de SLAC), mais elles peuvent en différer notablement pour des valeurs beaucoup plus faibles.

Nous pouvons maintenant mieux situer le rôle de la physique atomique en tant que moyen d'étude des courants neutres. L'interaction faible neutre électron-nucléon doit aussi exister dans un atome stable. Sa très courte portée à l'échelle atomique rend ses effets infimes devant ceux de l'interaction électromagnétique. Néanmoins sa présence doit se caractériser par un effet de violation de parité, effet interdit sous le seul jeu des processus électromagnétiques. Dans l'atome les transferts d'impulsion entre l'électron et le noyau sont très inférieurs au GeV/c (typiquement dans le Cs, $q \approx 2 \text{ MeV}/c$ ⁽⁷⁾). Il est donc possible de tester la validité du modèle standard là où se distinguent des modèles concurrents. De plus alors que dans la diffusion inélastique les nucléons sont brisés et leur constituants

(les quarks) agissent de façon incohérente, dans les expériences de physique atomique le noyau atomique est évidemment intact et ses constituants y agissent de façon cohérente : comme nous le verrons par la suite, les informations apportées par les atomes s'avèrent complémentaires de celles de l'expérience de haute énergie.

CHAPITRE II

COMMENT RECHERCHER LA VIOLATION DE PARITE DANS LES ATOMES

A. ASYMETRIE DROITE-GAUCHE. ORDRES DE GRANDEUR:

On prépare sur un même ensemble d'atomes deux expériences "miroir" en réalisant deux configurations chirales opposées, l'une droite, l'autre gauche. Dans chaque configuration, l'interaction électromagnétique et la partie de l'interaction faible violant la parité (*) sont simultanément présentes (Fig. 3) : pour un processus physique caractérisé par un transfert d'impulsion q , elles se manifestent par des amplitudes de transition A_{em} et

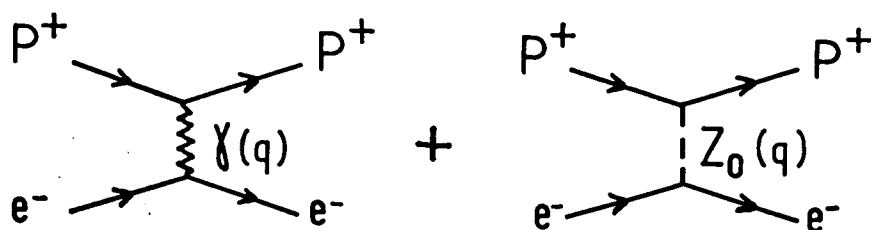


Figure 3: *Illustration de l'interaction électron-proton : une amplitude électromagnétique A_{em} et une amplitude faible A_f .*

A_f . L'expérience met en jeu la mesure d'une section efficace de diffusion qui est proportionnelle au carré de l'amplitude : $R_+ = |A_{em} + A_f|^2$. Dans une réflexion-miroir, les amplitudes A_{em} et A_f se comportent de façon

(*) Au contraire la partie de l'interaction faible qui est non chirale, également présente, est actuellement indécélable par une expérience de physique atomique. Nous la négligeons ici. Cependant elle a pu être détectée dans l'annihilation électron-positron à hautes énergies où elle donne lieu à une asymétrie avant-arrière dans la section efficace (8).

opposée. Le résultat de l'expérience-miroir devient donc $R_- = |A_{em} - A_f|^2$. Il diffère du premier par le terme d'interférence électrofaible $\pm 2A_{em}A_f$. On caractérise l'effet de violation de parité par une asymétrie droite-gauche:

$$\mathcal{A} = (R_+ - R_-) / (R_+ + R_-) \approx 2A_f/A_{em}$$

(puisque $A_f \ll A_{em}$), telle que l'asymétrie observée par exemple dans l'expérience de SLAC.

A_f est la transformée de Fourier d'un potentiel de Yukawa à très courte portée $\hbar/M_{Z_0}c \sim 2 \times 10^{-18}m$ ($M_{Z_0} \sim 90 \text{ GeV}/c^2$ est la masse du Z_0). Pour un transfert d'impulsion q ,

$$A_f = g^2 / (M_{Z_0}^2 c^2 + q^2)$$

et puisque la portée de l'interaction électromagnétique est infinie,

$$A_{em} = e^2 / q^2$$

g , constante de couplage, joue le rôle de la charge électrique e pour le photon. L'unification électrofaible impose $g \sim e$.

En pratique $q^2 \ll M_{Z_0}^2 c^2$ et l'ordre de grandeur de l'asymétrie est donné par :

$$\mathcal{A} \approx 2q^2 / (M_{Z_0}^2 c^2) ; \quad (3)$$

il dépend cruciallement de l'impulsion q transférée. Dans l'atome d'hydrogène, $q \sim \hbar/a_0 = m_e c \alpha$ (avec $m_e c \sim 0,5 \text{ MeV}/c$, $\alpha = 1/137$) est l'impulsion typique de l'électron sur la première orbite de Bohr. Il résulte a priori une asymétrie :

$$\mathcal{A} \approx 2\alpha^2 (m_e/M_{Z_0})^2 \approx 3 \cdot 10^{-15}$$

A l'opposé de cette situation, l'expérience de diffusion d'électrons à haute énergie correspond à un transfert d'impulsion $q \sim 1 \text{ GeV}/c$ et l'estimation de l'asymétrie par l'éq. (3) donne l'ordre de grandeur, 10^{-4} , de l'effet observé.

Nous verrons que fort heureusement une estimation plus précise (donnée en 1974 par M.A. et C. BOUCHIAT) a mis en évidence une croissance en Z^3 des effets de l'interaction faible dans un atome de numéro atomique Z , permettant de gagner au moins six ordres de grandeur dans le

cas des atomes lourds. Cette loi en Z^3 s'interprète simplement en termes classiques. L'interaction faible de très courte portée ne se manifeste que lorsque l'électron de valence est au voisinage du noyau, où la charge Z du noyau n'est plus écrantée. Son orbite, dans cette région, ressemble donc à celle d'un atome hydrogénoïde dont le rayon de Bohr est a_0/Z . Le transfert d'impulsion typique à considérer est par suite de l'ordre de $Z\hbar/a_0$ ($\sim 1\text{MeV}/c$ pour le césium). Ceci renforce l'asymétrie droite-gauche par le facteur Z^2 . Le troisième facteur Z vient de ce que le potentiel violant la parité est proportionnel à la vitesse de l'électron au niveau du noyau.

Dans les expériences entreprises dans des atomes lourds, l'asymétrie atteint en fait 10^{-5} (moyennant le choix de conditions très particulières visant à inhiber l'amplitude électromagnétique A_{em}).

B. LE POTENTIEL ELECTRON-NOYAU VIOLANT LA PARITE. LA CHARGE FAIBLE :

Le couplage électron-nucléon est décrit mathématiquement, dans la limite d'une portée nulle de l'interaction faible, par le produit d'un courant électronique et d'un courant nucléonique, évalués au même point. Dans les nouvelles théories de jauge chaque courant est somme d'un vrai vecteur (V) et d'un vecteur axial (A). Il résulte que le hamiltonien faible contient 2 termes pseudoscalaires -violant la parité- $\mathcal{H}^{(1)}$ et $\mathcal{H}^{(2)}$, correspondant aux courants électronique axial, nucléonique vectoriel ($A_e V_n$), et électronique vectoriel, nucléonique axial ($V_e A_n$) respectivement :

$$\mathcal{H}^{(1)} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[\sum_{p=1}^Z C_p^{(1)} \int d^3r (\bar{\psi}_e \gamma^\mu \gamma_5 \psi_e) (\bar{\psi}_p \gamma_\mu \psi_p) + \sum_{n=1}^N C_n^{(1)} \int d^3r (\bar{\psi}_e \gamma^\mu \gamma_5 \psi_e) (\bar{\psi}_n \gamma_\mu \psi_n) \right]$$

en norme quadratique ?

$$\mathcal{H}^{(2)} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[\sum_{p=1}^Z C_p^{(2)} \int d^3r (\bar{\psi}_e \gamma^\mu \psi_e) (\bar{\psi}_p \gamma_\mu \gamma_5 \psi_p) + \sum_{n=1}^N C_n^{(2)} \int d^3r (\bar{\psi}_e \gamma^\mu \psi_e) (\bar{\psi}_n \gamma_\mu \gamma_5 \psi_n) \right]$$

γ^μ, γ_ν sont les matrices de Dirac avec la convention $\gamma_5 = \gamma^5 = -i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$; ψ_e, ψ_p et ψ_n sont les opérateurs champ de l'électron, d'un proton et d'un neutron (l'opérateur $\psi(\vec{r})$ annihile un fermion et crée un antifermion au point \vec{r} ; l'opérateur $\bar{\psi}$ vérifie la relation $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma_0$); G_F est la constante de Fermi dont il importe de se rappeler la grandeur en unités atomiques: $G_F = 4 \times 10^{-14}$ Rydberg $\times a_0^3$ (dimension énergie \times volume). Les constantes de couplage C_p^1, C_p^2, C_n^2 , sont les paramètres à déterminer par l'expérience. Les valeurs prédites dans le cadre du modèle standard sont données dans le tableau 1(a): elles dépendent d'un seul paramètre $\sin^2\theta$ dont la valeur ($\sim 0,2$) a déjà été extraite d'expériences de hautes énergies (θ appelé angle de mélange faible est relié aux masses physiques des bosons W et Z_0 par $\cos \theta = M_W/M_{Z_0}$, et à la constante de couplage faible g par $\sin \theta = g/g'$).

A la limite non relativiste pour les électrons (c.à.d. en négligeant les termes en $(v_e/c)^2$) et à la limite statique pour les nucléons (c.à.d. en négligeant les termes linéaires dans la vitesse du noyau), les hamiltoniens $\mathcal{H}^{(1)}$ et $\mathcal{H}^{(2)}$ deviennent des potentiels effectifs violant la parité:

$$V_{pv}^{(1)} = \frac{G_F}{4\sqrt{2}} Q_W(Z,N) \left[\vec{\sigma} \cdot \frac{\vec{p}}{m_e c} \delta(\vec{r}) + \text{h.c.} \right] \quad (5a)$$

$$V_{pv}^{(2)} = \frac{G_F}{4\sqrt{2}} A(Z,N) \left[\left(\frac{\vec{I}}{I} \cdot \frac{\vec{p}}{m_e c} + i \frac{\vec{I}}{I} \cdot \vec{\sigma} \times \frac{\vec{p}}{m_e c} \right) \delta(\vec{r}) + \text{h.c.} \right] \quad (5b)$$

où $(\hbar/2)\vec{\sigma} = \vec{S}$, \vec{p} sont le spin et l'impulsion de l'électron, \vec{I} est le spin nucléaire. La fonction $\delta(\vec{r})$ exprime que l'interaction faible est une interaction de contact. La présence de \vec{p}/m_e implique que $V_{pv}^{(1)}$ et $V_{pv}^{(2)}$ sont proportionnels à la vitesse de l'électron au niveau du noyau.

a) nature de la constante de couplage		indépendamment des modèles	modèle standard (sans corrections radiatives)	
			expression	valeur pour $\sin^2\theta=0,22$
vectorielle du quark u	$C_u^{(1)}$		$-\left(\frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2\theta\right)$	-0,21
vectorielle du quark d	$C_d^{(1)}$		$\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2\theta$	0,35
vectorielle du proton	$C_p^{(1)}$	$2C_u^{(1)} + C_d^{(1)}$	$-\frac{1}{2}(1-4 \sin^2\theta)$	-0,06
vectorielle du neutron	$C_n^{(1)}$	$C_u^{(1)} + 2C_d^{(1)}$	$\frac{1}{2}$	0,5
axiale du proton	$C_p^{(2)}$ (*)		$-\frac{\lambda}{2} (1-4 \sin^2\theta)$	-0,07
axiale du neutron	$C_n^{(2)}$ (*)		$\frac{\lambda}{2} (1-4 \sin^2\theta)$	0,07
b) paramètre du noyau (Z,N)				
charge vectorielle faible	$Q_V(Z,N)$	$-2[ZC_p^{(1)} + NC_n^{(1)}]$	$-[N+(4 \sin^2\theta-1)Z]$	$-N + 0,12 Z$
	$-Q_V/N$ (**)	$2[C_u^{(1)} + 1,1 C_d^{(1)}]$	$1+0,7(4 \sin^2\theta-1)$	0,9
moment axial faible	$A(Z,N)$	$2\left[\sum_p C_p^{(2)} \vec{\sigma}_p + \sum_n C_n^{(2)} \vec{\sigma}_n\right] / \left(\frac{Z}{A}\right)$	$\sim(1 - 4 \sin^2\theta)$	

(*) Le couplage axial étant non additif $C_p^{(2)}$ et $C_n^{(2)}$ dépendent en principe d'un modèle du nucléon. Le modèle standard les prédit en utilisant le rapport $\lambda \sim 1,25$ des constantes de couplage vectorielle et axiale de la désintégration β du neutron.

(**) Expressions valables pour $N/Z \sim 1,5$ (cas des noyaux lourds).

TABLEAU 1: Prédications (a) des constantes de couplage faible et (b) des paramètres faibles du noyau

(C'est une caractéristique qu'il importe de souligner, en particulier si l'on est tenté de rapprocher $V_{pv}^{(1)}$ et $V_{pv}^{(2)}$ du terme de contact $\vec{I} \cdot \vec{S} \delta(\vec{r})$ de l'interaction hyperfine de l'électromagnétisme, interaction scalaire ne dépendant que de la position \vec{r} de l'électron). Les paramètres sans dimension $Q_w(Z,N)$ et $A(Z,N)$ sont explicités dans le tableau 1(b). $Q_w(Z,N)$ représente la charge vectorielle faible du noyau, égale à la somme des charges faibles individuelles ($-2C_p^1$ ou $-2C_n^1$) des nucléons, elles-mêmes sommes des charges faibles ($-2C_u^1$ ou $-2C_d^1$) de leurs constituants, les quarks u et d. Cette additivité analogue à celle de la charge électrique, est associée à une loi de conservation du courant vectorel faible neutre, analogue à celle du courant électromagnétique. Dans (5b) $A(Z,N)$ provient de la sommation des courants nucléoniques axiaux non conservés, associés à des moments axiaux s'ajoutant comme des spins, non pas comme des charges : par suite, alors que Q_w croît comme Z (le rapport N/Z est voisin de 1,5 pour tous les atomes), $A(Z,N)$ reste de l'ordre de grandeur des constantes de couplage axiales, C_p^2 ou C_n^2 , d'un seul nucléon. De plus, dans le modèle standard, celles-ci sont proportionnelles à $(1-4\sin^2\theta)$, quantité voisine de 0 puisque $\sin^2\theta \sim 0,2$ (voir tableau 1). Il résulte que les effets de l'interaction $A_\theta V_n$ décrite par le potentiel $V_{pv}^{(1)}$ sont largement prédominants dans les atomes lourds. Les expériences de violation de parité dans ces atomes, sont donc essentiellement sensibles à la charge faible Q_w des noyaux lourds, c'est-à-dire puisque $N/Z \sim 1,5$, pratiquement à la combinaison linéaire $C_u^1 + 1,1 C_d^1$ de deux des constantes de couplage fondamentales.

Nous sommes maintenant en mesure de comparer cette information à celle que fournit l'expérience de diffusion inélastique d'électrons sur des deutérons à haute énergie. Cette expérience, comme celle de physique atomique, donne accès à une interférence électrofaible $A_{em}A_f$ où l'amplitude faible A_f a pour origine l'interaction axiale électronique, vectorielle hadronique (associée aux charges vectorielles faibles C_u^1 et C_d^1). Mais dans la diffusion inélastique les deutérons étant brisés en leurs constituants les plus intimes, les quarks, ceux-ci interagissent avec l'électron de façon incohérente. L'effet d'interférence global résulte de la sommation sur tous

les quarks q des effets d'interférence individuels

$$\sum_q (A_{em}^q A_f^q) \neq (\sum_q A_{em}^q) (\sum_q A_f^q)$$

Chaque terme électrofaible $A_{em}^q A_f^q$ est proportionnel au produit

$$(2/3)exC_u^1 \quad \text{ou} \quad (-1/3)exC_d^1$$

de la charge électrique et de la charge faible du quark q , de type u ou d . Le deutéron contenant un nombre égal de quarks u et d , l'effet global est finalement proportionnel à : $2C_u^1 - C_d^1$. Dans le cas de la physique atomique, les nucléons, et a fortiori les quarks, ajoutent de manière cohérente les effets de leurs interactions faibles: cela nous a permis de définir un potentiel effectif électron-noyau proportionnel à la charge vectorielle faible Q_w du noyau. On remarque que la combinaison linéaire $(2C_u^1 - C_d^1)$ déterminée à haute énergie est presque orthogonale à la charge faible $Q_w (\propto C_u^1 + 1/3 C_d^1)$, accessible par une expérience atomique sur un élément lourd. Cela illustre bien la complémentarité des deux types d'expérience. En associant leurs résultats on peut prétendre parvenir à la détermination des valeurs individuelles des constantes fondamentales C_u^1 et C_d^1 .

Il convient d'autre part de souligner l'intérêt des éléments comme l'hydrogène ; sensibles également aux deux types de potentiel, $V_{pv}^{(1)}$ et $V_{pv}^{(2)}$, ils rendent accessible en principe la détermination des constantes de couplage axiales⁽⁴⁸⁾ (d'après le tableau 1, $A(1,0) = 2C_p^2$ dans l'hydrogène, et $A(1,1) = 2(C_p^2 + C_n^2)$ dans le deutérium). Mais les effets sont malheureusement très faibles comme nous le verrons ci-dessous.

Indiquons pour finir que le modèle standard prédit aussi une interaction faible à courte portée violant la parité, entre électrons. Toutefois à cause de la répulsion coulombienne ces effets sont négligeables dans la plupart des cas et en particulier dans les atomes lourds⁽⁹⁾.

C. MELANGES DE PARITÉ ET MECANISMES DE RENFORCEMENT :

Au premier ordre de la théorie des perturbations, le potentiel violant la parité $V_{pv}^{(1)}$ (ou $V_{pv}^{(2)}$) ne produit aucun déplacement d'énergie d'un niveau

atomique non dégénéré, c'est-à-dire ayant une parité bien déterminée. Par contre il mélange des états atomiques de parités opposées. A cause de la faible portée de l'interaction, seuls sont mélangés les états $s_{1/2}$ et $p_{1/2}$. L'amplitude de mélange induite par $V_{pv}^{(4)}$ est donnée par :

$$\epsilon^{pv} = \frac{\langle ns_{1/2} | V_{pv}^{(1)} | n'p_{1/2} \rangle}{E_{ns_{1/2}} - E_{n'p_{1/2}}} \quad (6)$$

avec d'après (5a),

$$\langle ns_{1/2} | V_{pv}^{(1)} | n'p_{1/2} \rangle \sim \frac{i\hbar}{mc} G_F Q_W (R_{ns_{1/2}} \cdot \frac{d}{dr} R_{n'p_{1/2}})_{r=0} \quad (7)$$

Cet élément de matrice dépend de la partie radiale de la fonction d'onde s et du gradient de celle de la fonction d'onde p , évalués à l'origine. Dans le résultat du premier calcul, effectué par M. A. et C. BOUCHIAT (9, 10)

$$\langle ns_{1/2} | V_{pv}^{(1)} | n'p_{1/2} \rangle \sim 10^{-17} i (K_r Z^2 Q_W) \text{ rydberg,}$$

K_r est un facteur de correction relativiste égal à 1 pour l'hydrogène et croissant avec Z (de 3 dans le Cs ($Z=55$) à 9 dans le Bi ($Z=83$)) ; les deux facteurs Z sont associés l'un à la vitesse de l'électron, l'autre à sa probabilité de présence, au noyau. En rappelant que la charge faible Q_W croît pratiquement comme Z , résultat de l'effet de cohérence des nucléons, on obtient un résultat essentiel : les éléments de matrice du potentiel $V_{pv}^{(4)}$ et par conséquent le mélange de parité ϵ^{pv} , augmentent un peu plus rapidement que Z^3 . Les effets de l'interaction faible sont ainsi considérablement amplifiés dans les atomes lourds : pour le Cs $Z = 55$, $Q_W \sim 70$, $K_r \sim 3$, le facteur de renforcement est $Z^2 Q_W K_r \sim 7 \times 10^5$, et le mélange de parité ϵ^{pv} atteint 10^{-11} . On peut noter que les équations (6) et (7) se transposent simplement au cas de $V_{pv}^{(2)}$ à condition de remplacer la charge faible Q_W par le moment axial $A(Z, N)$. Il en résulte que les éléments de matrice de $V_{pv}^{(2)}$ sont aussi amplifiés dans les atomes lourds mais par un facteur plus faible $Z^2 K_r$.

Dans le cas de l'hydrogène qui ne bénéficie pas du facteur précédent, le moyen suggéré pour amplifier le mélange de parité consiste à utiliser la quasi dégénérescence des niveaux $2S_{1/2}$ et $2P_{1/2}$ ⁽¹¹⁾.

D. COMMENT OBSERVER LE MELANGE DE PARITE :

L'effet du mélange de parité induit par l'interaction faible est de permettre l'existence d'un dipôle électrique de transition entre états dits de même parité; comme par exemple deux états S dans un alcalin :

$$\langle \widetilde{n'S_{1/2}} | \vec{d} | \widetilde{n'S_{1/2}} \rangle = \sum_{n''} \left[\frac{\langle n'S_{1/2} | V_{pv}^{(1)} | n''P_{1/2} \rangle}{E_{n'S_{1/2}} - E_{n''P_{1/2}}} \langle n''P_{1/2} | \vec{d} | nS_{1/2} \rangle + \frac{\langle n''P_{1/2} | V_{pv}^{(1)} | nS_{1/2} \rangle}{E_{nS_{1/2}} - E_{n''P_{1/2}}} \langle n'S_{1/2} | \vec{d} | n''P_{1/2} \rangle \right] \quad (8)$$

L'opérateur \vec{d} se réduit à $-e\vec{r}$ dans le cas d'un système à un électron unique. Le signe $\widetilde{}$ indique que les états sont perturbés par l'interaction faible. Dans chaque terme de la somme le premier facteur est une amplitude de mélange de parité, impaire par réflexion d'espace, et le second représente un dipôle électrique de transition normal. $V_{pv}^{(1)}$ étant un opérateur scalaire pour le moment cinétique total \vec{J} , il ne peut coupler que les états $S_{1/2}$ aux états $P_{1/2}$. Le dipôle \vec{d}^{pv} défini par la relation :

$$\langle n'S_{1/2} | \vec{d}^{pv} | nS_{1/2} \rangle = \langle \widetilde{n'S_{1/2}} | \vec{d} | \widetilde{nS_{1/2}} \rangle \quad (9a)$$

est le dipôle violant la parité. On peut vérifier directement sur l'équation 8 que du fait de la violation de parité de $V_{pv}^{(1)}$, les éléments de matrice de \vec{d}^{pv} sont les composantes d'un vecteur axial. Par raison de symétrie ils sont proportionnels aux éléments de matrice de $\vec{\sigma} = 2\vec{S}/\hbar$ opérateur de Pauli associé au spin électronique, seul opérateur vectoriel non nul entre deux états S. Nous définissons l'amplitude dipolaire électrique violant la parité, pour la transition $nS_{1/2} \rightarrow n'S_{1/2}$, par la relation :

$$\langle n'm'_S | \vec{d}^{pv} | n m_S \rangle = -E_1^{pv} (n', n) \langle m'_S | \vec{\sigma} | m_S \rangle \quad (9b)$$

(le signe - est purement conventionnel). E_1^{pv} représente l'amplitude faible A_f que nous avons annoncée ; son ordre de grandeur, relativement à une amplitude permise $E_1 \sim ea_0$, est donné par le mélange de parité ϵ^{pv} (éq. 6) :

$$E_1^{pv} \sim \epsilon^{pv} \cdot ea_0 \sim 10^{-11} \text{ à } 10^{-10} \cdot ea_0 \quad (10)$$

du Cs (Z=55) au Tl (Z=81) et au Bi (Z=83).



Deux états de même parité peuvent être connectés par une transition dipolaire magnétique, l'opérateur $\mu_B \cdot (\vec{L} + 2\vec{S})$ étant pair par réflexion d'espace. L'amplitude dipolaire M_1 définie pour la transition $nS_{1/2} \rightarrow n'S_{1/2}$ par :

$$M_1(n', n) = \langle n'S_{1/2} | \mu_Z/c | nS_{1/2} \rangle$$

représente l'amplitude électromagnétique A_{em} . Rappelons l'ordre de grandeur d'une transition M_1 permise :

$$M_1 \approx \mu_B / c = (\alpha/2) \cdot ea_0 \approx 4 \times 10^{-3} ea_0 \quad (11)$$

Un mélange de parité peut d'autre part être induit en présence d'un champ électrique statique. Le dipôle électrique de transition induit \vec{d}^{ind} peut être calculé de façon analogue à \vec{d}^{PV} en substituant, dans l'éq. (8), les éléments de matrice du hamiltonien Stark, $-\vec{d} \cdot \vec{E}$, à ceux du potentiel $V_{pv}^{(1)}$ violant la parité. Le hamiltonien Stark étant à l'opposé de $V_{pv}^{(1)}$, pair par réflexion d'espace, \vec{d}^{ind} est à l'opposé de \vec{d}^{PV} un vrai vecteur. Il est à l'origine d'une seconde amplitude électromagnétique conservant la parité, notée E_1^{ind} . L'ordre de grandeur de E_1^{ind} relativement à une amplitude E_1 permise est donnée par le mélange de parité induit par le champ électrique :

$$\epsilon^{ind} = \langle nS | -\vec{d} \cdot \vec{E} | n'P \rangle / (E_{nS} - E_{n'P})$$

(Remarquons que, à l'opposé de $V_{pv}^{(1)}$, l'opérateur $-\vec{d} \cdot \vec{E}$ est vectoriel : il peut donc coupler les états $S_{1/2}$ aux états $P_{1/2}$ et aussi $P_{3/2}$). En supposant une différence d'énergie de l'ordre de :

$$E_{7P} - E_{7S} \approx 1/30 \text{ Rydberg} \approx (1/30) \times 2,5 \times 10^9 \text{ ea}_0 \times \text{V/cm} ,$$

on obtient, dans un champ électrique E de 300V/cm, $\epsilon^{ind} \approx 4 \times 10^{-6}$ conduisant à une amplitude dipolaire électrique induite :

$$E_1^{ind} \sim \epsilon^{ind} ea_0 \approx 4 \times 10^{-6} \cdot ea_0 \quad (12)$$

Bien que très inférieure à une amplitude M_1 permise (éq. 11), cette amplitude domine largement E_1^{PV} (éq. 10).

Les expériences de recherche d'une violation de parité dans l'atome consistent à rechercher une asymétrie droite-gauche dans les taux de transition $|M_1 + E_1^{ind} \pm E_1^{pv}|^2$, asymétrie associée à l'une des interférences électrofaibles : $E_1^{pv} M_1$ ou $E_1^{pv} E_1^{ind}$. En pratique le terme électrofaible $A_{em} A_f$ ($= E_1^{ind} E_1^{pv}$ ou $M_1 E_1^{pv}$) qui constitue le signal cherché, est noyé dans le bruit. Mais, problème plus sérieux, il suffit de faibles imperfections expérimentales pour que le terme A_{em}^2 largement dominant simule le terme électrofaible. Pour réduire les effets systématiques il faut réduire le rapport $A_{em}^2 / (A_{em} A_f)$, c'est-à-dire augmenter l'asymétrie A_f / A_{em} .

La loi en Z^3 favorise les atomes lourds. C'est essentiellement elle qui est mise à profit dans les expériences effectuées sur des transitions M_1 permises du Pb et du Bi. Les éqs. (10) et (11) donnent dans ces cas un ordre de grandeur de l'asymétrie recherchée : $E_1^{pv} / M_1 \sim$ qqs 10^{-8} . ($\approx 10^{-7}$ d'après les calculs les plus récents). Une façon d'obtenir un renforcement supplémentaire consiste à réduire A_{em} en opérant sur une transition M_1 "interdite", pour laquelle M_1 est fortement réduit par les règles de sélection de l'électromagnétisme : c'est le cas des transitions $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ du césium ou $6P_{1/2} - 7P_{1/2}$ du thallium. Nous verrons qu'il est alors avantageux de rechercher un effet d'interférence $E_1^{ind} E_1^{pv}$ ce qui correspond d'après les équations (10) et (12) à une asymétrie E_1^{pv} / E_1^{ind} de l'ordre de 10^{-5} . Toutefois cette méthode réduit aussi la grandeur du terme d'interférence électrofaible qui devient plus difficile à extraire du bruit. Mais actuellement, des techniques permettent de réduire et d'estimer le bruit : elles sont certes plus ou moins laborieuses mais elles sont fiables, tandis que rien n'est garanti contre les erreurs systématiques.

Il est logique de s'interroger sur la nécessité de rechercher un effet de violation de parité par le biais d'un moment dipolaire de transition. Un moment dipolaire électrique statique serait conceptuellement plus simple et aussi plus facile à mettre en évidence (on sait que les mesures de fréquences battent des records de précision). Néanmoins cette nécessité existe et prend son origine dans la symétrie de l'interaction associée à l'échange d'un Z_0 qui est invariante par renversement du temps T (on peut

s'en assurer sur les éqs. 5). L'existence d'un dipôle électrique statique dans un état atomique stationnaire, non dégénéré, suppose une violation simultanée de P et T. L'invariance dans T autorise l'existence d'un moment dipolaire de transition mais elle impose que le rapport E_1^{PV}/M_1 soit imaginaire pur^(*). Avec la convention de phase utilisée M_1 est réel, l'amplitude de mélange de parité (éq. 6) et par suite E_1^{PV} sont imaginaires pures. Compte tenu de l'hermiticité de l'opérateur dipolaire électrique les amplitudes M_1 et E_1^{PV} satisfont les relations :

$$M_1(n', n) = M_1(n, n') \quad , \quad E_1^{PV}(n', n) = - E_1^{PV}(n, n') .$$

Il mérite d'être noté qu'en dépit du mélange de parité induit par l'interaction faible, la densité de probabilité de présence de l'électron calculée sur la fonction d'onde perturbée n'est pas chirale (*). Plus généralement les propriétés statiques de l'atome placé dans un champ électromagnétique statique homogène ne sont pas modifiées. Finalement c'est seulement lorsque l'atome est placé dans un état non stationnaire, superposition de deux états différents, qu'il acquiert un moment dipolaire électrique capable de révéler l'interaction faible. Pour cette raison toutes les expériences de physique atomique réalisées, ou en cours, cherchent jusqu'ici une manifestation de l'interaction faible sous la forme d'une asymétrie droite-gauche qui affecte une probabilité de transition :

$$\mathcal{P}(A \rightarrow B) \neq \mathcal{P}(A' \rightarrow B')$$

Notons que cette inégalité des probabilités de transitions entre états miroirs implique que dans l'expression :

$$\mathcal{P}(A \rightarrow B) = \frac{\mathcal{P}(A \rightarrow B) + \mathcal{P}(A' \rightarrow B')}{2} + \frac{\mathcal{P}(A \rightarrow B) - \mathcal{P}(A' \rightarrow B')}{2}$$

(*) Nous avons déjà indiqué qu'on pouvait démontrer l'absence de dipôle électrique statique dans un état atomique stationnaire non dégénéré si l'interaction violant la parité est invariante par renversement du sens du temps. Le raisonnement se généralise à tout moment électrique multipolaire d'ordre impair. La densité de probabilité $\rho(\vec{r}) = |\psi(\vec{r})|^2$ n'ayant aucun moment d'ordre impair non nul, est nécessairement paire : $\rho(\vec{r}) = \rho(-\vec{r})$. Par conséquent elle ne peut être chirale.

soient présentes à la fois deux contributions distinctes, l'une scalaire, l'autre pseudoscalaire. Cette simple remarque peut servir de guide pratique très utile pour la recherche systématique d'effets physiques capables de révéler l'interaction faible à courants neutres violant la parité ⁽¹²⁾ :

Si à l'aide des paramètres qui définissent une expérience on peut construire une quantité pseudoscalaire invariante par renversement du sens du temps, alors une manifestation possible est l'existence dans une probabilité de transition d'un terme proportionnel à cette quantité.

Au lieu de rechercher une asymétrie dans une probabilité de transition une méthode équivalente dans son principe, mais plus générale, consiste à étudier, à l'issue d'une transition, le comportement par réflexion d'espace de la valeur moyenne d'une observable de parité bien définie, soit par exemple l'observable Q de parité ϵ_Q . L'évolution au cours du temps de la valeur moyenne de cette observable est obtenue en prenant la valeur moyenne, sur l'état du système à l'instant initial, de l'opérateur de Heisenberg $Q(t) = e^{iHt/\hbar} Q e^{-iHt/\hbar}$. Si l'hamiltonien H du système ne commute pas avec l'opérateur parité, $Q(t)$ n'a plus une parité bien définie (voir appendice I). La grandeur physique observable va donc pouvoir acquérir une composante de parité $-\epsilon_Q$. Ainsi par exemple la grandeur mesurée dans notre expérience est une polarisation électronique, c'est-à-dire la valeur moyenne dans un état stationnaire du moment angulaire de spin (opérateur axial donc de parité +1). L'effet de violation de parité observé est l'existence d'une composante se comportant par réflexion d'espace comme un vecteur polaire, donc de parité -1.

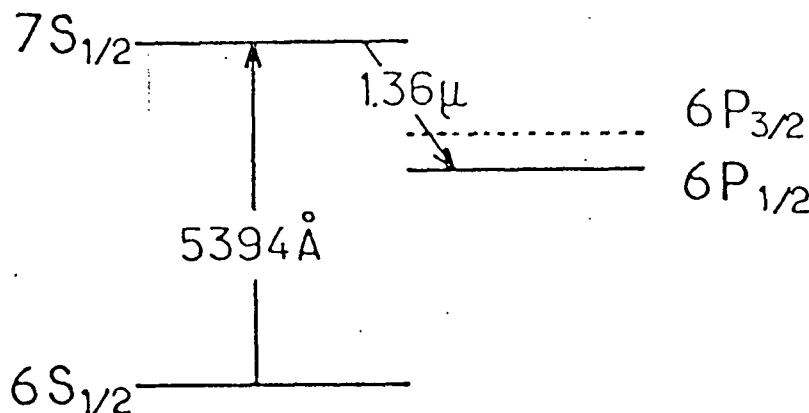
CHAPITRE III

PRESENTATION DE L'EXPERIENCE

A. CHOIX DE LA TRANSITION ET DE LA GRANDEUR PHYSIQUE VIOLANT LA PARITE:1. Avantages de la transition 6S-7S du césium:

Dans notre expérience le césium a été choisi car il constitue un bon compromis entre un facteur Z^3 élevé ($Z=55$) et une bonne fiabilité des calculs de physique atomique nécessaires pour la prédiction théorique. En effet la structure du césium est particulièrement simple : un seul électron de valence gravitant autour d'un coeur de gaz rare relativement rigide. De plus la transition $6S_{1/2}-7S_{1/2}$ correspond à un simple changement du nombre quantique principal pour l'unique électron de valence, ce qui introduit des simplifications dans le calcul de E_1^{PV} . De nombreuses données spectroscopiques existaient déjà et nous avons effectué de nombreux tests de la théorie atomique par une étude approfondie de la transition (ch. VI §C).

Un autre avantage de cette transition est son très fort degré d'interdiction : $M_1 \approx 14 \times 10^{-5} \mu_B/c$ ($\approx 10^{-7} ea_0$) ; force d'oscillateur 10^{-15} (13). Le rapport E_1^{PV}/M_1 atteint ainsi $\sim 10^{-4}$. Par ailleurs la transition située à 540nm était directement excitable par les sources lasers à colorant continus. De plus, la détection de l'état 7S pouvait utiliser la méthode très sensible basée sur l'observation de la lumière de fluorescence réémise sur la transition permise $7S-6P_{1/2}$ (à $1,36\mu$).



2. Transition induite par un champ électrique, observée en fluorescence :

Malgré sa très faible force d'oscillateur, la transition est néanmoins directement observable en l'absence de champ extérieur : la figure 4 montre le spectre hyperfin de la transition 6S-7S. Il est obtenu en détectant par effet Hanle la fluorescence atomique de l'état excité et en exploitant les propriétés liées à la polarisation circulaire de la lumière excitatrice et de la lumière de fluorescence (Article X). Ce spectre sort très nettement du bruit, bien que dans les conditions de l'expérience, la longueur d'absorption à résonance atteint 1 million de km. Il se compose de quatre transitions, chaque état S étant un doublet hyperfin (pour le césium $I = 7/2$ et $F = I \pm 1/2 = 3$ ou 4).

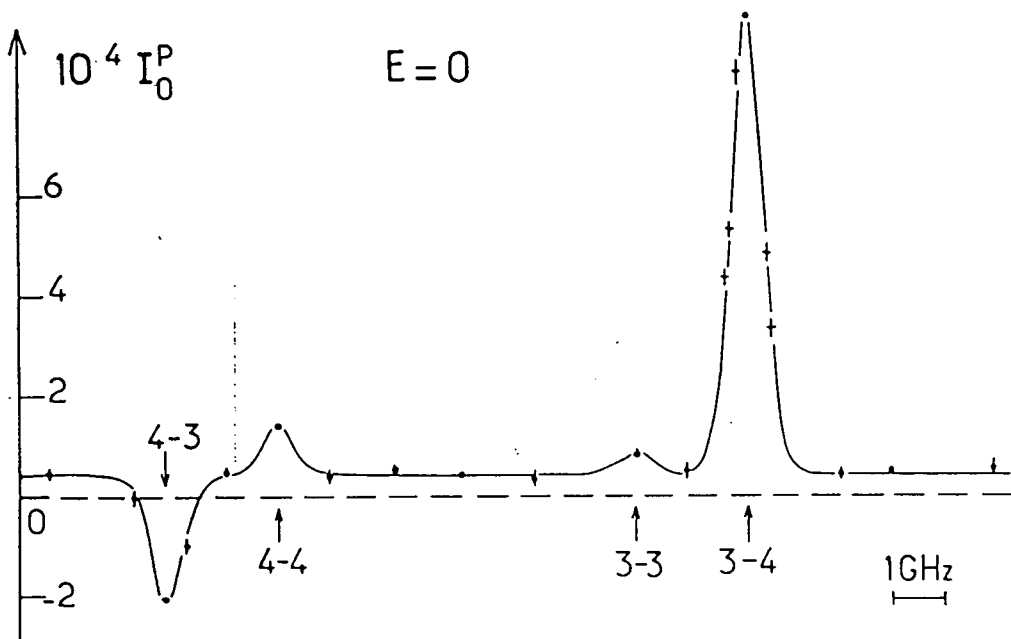


Figure 4 : Spectre hyperfin de la fluorescence polarisée observée par effet Hanle en l'absence de champ électrique : (+) points expérimentaux ; ligne continue : courbe ajustée (somme de 4 raies Doppler superposées à un fond continu plat).

Les intensités relatives des raies mettent en évidence la nature dipolaire magnétique M_1 de la transition et sa perturbation par l'interaction hyperfine (voir ch. VI §C). On note la présence d'un fond continu, associé aux transitions induites par collisions. Ce fond est faible pour l'observable détectée ici, mais il n'en est pas du tout de même sur le spectre de la lumière de fluorescence non polarisée, où le fond domine les résonances atomiques par un ordre de grandeur et en outre présente une structure complexe associée aux dimères Cs_2 . Pour cette raison et d'autres qui apparaîtront dans la suite, nous avons préféré induire la transition par un champ électrique statique (en pratique tel que $E_1^{ind} \approx 30M_1 \approx 4 \times 10^{-6} ea_0$) et rechercher un effet d'interférence électrofaible $E_1^{PV} - E_1^{ind}$.

Le choix de cette méthode "Stark" présente de nombreux avantages :

(i) La grandeur du champ électrique se révèle un paramètre très commode pour choisir la taille du signal électromagnétique $(E_1^{ind})^2$ et optimiser le rapport signal (électrofaible)/bruit (ch. V §B).

(ii) Les effets d'interférence $E_1^{PV} E_1^{ind}$ sont les mêmes pour les deux sens de propagation du faisceau laser alors que les effets $E_1^{PVM_1}$ sont opposés ; par suite seuls les premiers sont amplifiés par de multiples allers et retours du faisceau dans la vapeur atomique, ce qui améliore la statistique.

(iii) La direction du champ électrique donne une symétrie particulière à de nombreuses grandeurs atomiques observables ce qui permet de les discriminer efficacement du fond continu induit par des champs (d'origine collisionnelle ou moléculaire) de direction aléatoire ; en particulier le signal électrofaible $E_1^{PV} E_1^{ind}$ est impair comme E_1^{ind} dans le renversement du champ électrique appliqué.

L'élimination du fond continu est illustrée par le spectre hyperfin de fluorescence obtenu en présence d'un champ \vec{E} (fig. 5). Dans cette expérience, les atomes acquièrent un dipôle électrique effectif de transition:

$$\vec{d}^{ind} = -\alpha \vec{E} - i\beta \vec{\sigma} \times \vec{E}, \quad \hbar\vec{\sigma}/2 \text{ est le spin électronique ;}$$

ce dipôle induit n'est pas exactement parallèle au champ à cause du couplage spin-orbite dans les états P mélangés aux états S. Les coefficients réels α et $\beta (\approx \alpha/10)$ sont les polarisabilités scalaire et vectorielle. L'interaction avec une onde laser résonnante de polarisation \vec{E} étant décrite par l'opérateur $-\vec{d}^{ind} \cdot \vec{E}$, la population de l'état $7S$, et par conséquent la fluorescence atomique, contiennent des termes proportionnels à :

$\alpha^2 |\vec{E} \cdot \vec{E}|^2$ et $\beta^2 |\vec{E} \times \vec{E}|^2$. Si comme c'est le cas dans notre expérience, la polarisation \vec{E} est plane et tourne à une fréquence ω , ces termes deviennent modulés. L'amplitude de la modulation de la fluorescence est portée sur la figure 5 en fonction de la fréquence du laser. L'interprétation du spectre ne pose aucune difficulté (art.V). Le fond continu se révèle absent au niveau de 10^{-3} des petites raies.

Pendant les mesures de l'effet de violation de parité la fréquence laser est maintenue constante et résonnante pour une composante hyperfine.

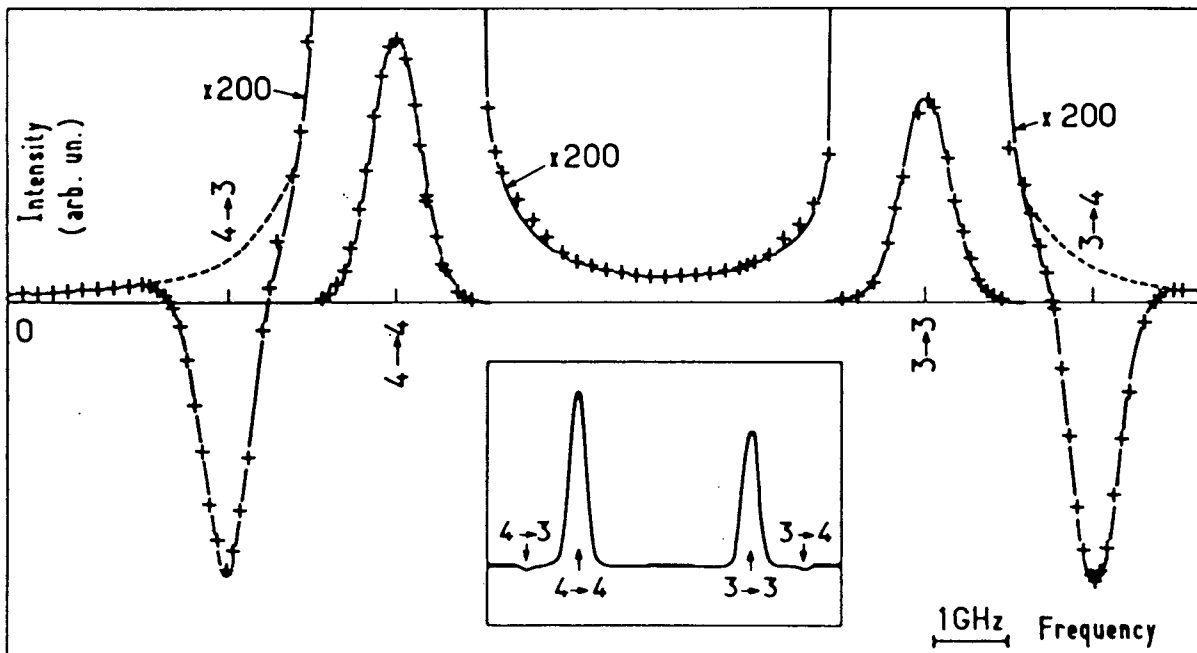


Figure 5 : Spectre hyperfin de la fluorescence associée à la transition induite par un champ électrique : (+) points expérimentaux ; ligne continue : courbe ajustée (profil de Voigt, voir chp. VI § B2a).

3. Grandeurs physiques observables :

La transition entre les états S est caractérisée par trois dipôles de transition (1A) :

- . le dipôle magnétique $\vec{\mu} = M_1 \vec{\sigma}$;
- . le dipôle électrique induit par la violation de parité $\vec{d}^{pv} = -i \int m E_1^{pv} \vec{\sigma}$, aussi dirigé le long du spin, seul opérateur vectoriel non nul entre deux états S, mais en quadrature de phase avec $\vec{\mu}$ à cause de l'invariance par renversement du temps ;
- . le dipôle électrique induit \vec{d}^{ind} décomposable en deux parties :
 - i) une composante scalaire $\vec{d}_{//} = -\alpha \vec{E}$ en phase avec $\vec{\mu}$;
 - ii) une composante vectorielle $\vec{d}_{\perp} = -i\beta \vec{\sigma} \times \vec{E}$, déphasée de $\pi/2$.

Rappelons quelques ordres de grandeur :

$$\begin{aligned}
 M_1 &\approx 4 \cdot 10^{-5} |\mu_B / c| \approx 1,5 \cdot 10^{-7} |e a_0| ; \\
 |E_1^{pv}| &\approx 10^{-11} |e a_0| ; \\
 |\alpha E| &\approx 10 |\beta E| \approx 5 \cdot 10^{-6} |e a_0| \text{ pour } E = 100 \text{ V/cm} .
 \end{aligned}$$

Dans l'expérience E est de l'ordre de la centaine de V/cm ; par conséquent le dipôle $\vec{d}_{//}$ induit le long de \vec{E} domine largement les trois autres dipôles .

Les phénomènes d'interférence observables par absorption d'une onde laser résonnante peuvent s'interpréter simplement. Les rayonnements émis ou absorbés par les différents dipôles peuvent interférer deux à deux. Examinons successivement les rayonnements associés à $\vec{d}_{//}$ en présence de chacun des trois autres (petits) dipôles \vec{d}^{pv} , \vec{d}_{\perp} et $\vec{\mu}$.

Si le spin électronique $\vec{\sigma}$ d'un atome est perpendiculaire au champ \vec{E} (Fig. 6a), les dipôles \vec{d}^{pv} et $\vec{d}_{//}$ oscillant en quadrature dans des directions orthogonales émettent un rayonnement polarisé circulairement dans la direction $\vec{E} \times \vec{\sigma}$.

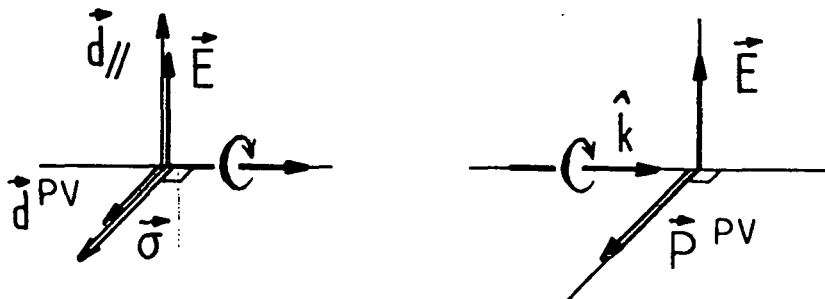


Figure 6 : a. émission

b. absorption

Réciproquement (Fig. 6b) l'absorption d'une onde résonnante polarisée circulairement et se propageant le long de \hat{k} , conduit à une orientation le long de $\hat{k} \times \hat{E}$ du spin électronique de l'état excité. Nous la notons $\vec{P}^{(2)}$.

De la même manière (Fig. 7), les deux dipôles induits, orthogonaux et déphasés de $\pi/2$, interfèrent au cours du processus d'absorption d'une onde polarisée circulairement : il en résulte une orientation électronique $\vec{P}^{(2)}$ le long de \hat{k} :

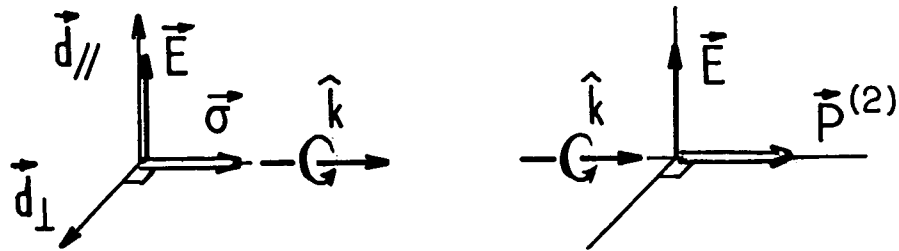


Figure 7 : a. émission

b. absorption

Enfin si les dipôles électrique $\vec{d}_{//}$ et magnétique $\vec{\mu}$ sont parallèles, les champs électriques émis du fait de leurs rayonnements, de nature dipolaire électrique et magnétique respectivement, sont en phase mais orthogonaux : ils ne peuvent dans ce cas interférer. Au contraire si $\vec{d}_{//}$ et $\vec{\mu}$ sont orthogonaux (Fig. 8a), l'interférence est possible : elle est extrême pour le rayonnement émis dans la direction $\hat{E} \times \vec{\sigma}$, sous forme d'une onde polarisée rectilignement $\vec{e} // \vec{E}$. Réciproquement l'absorption d'une onde polarisée rectilignement $\vec{e} // \vec{E}$ conduit à une orientation électronique $\vec{P}^{(1)}$ dirigée le long de $\hat{k} \times \hat{E}$ (Fig. 8b).

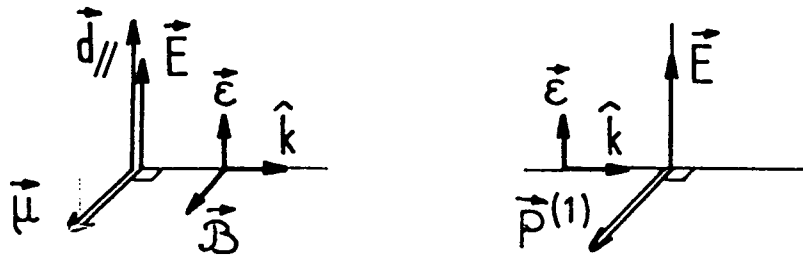


Figure 8 : a. émission

b. absorption

La grandeur physique que nous utilisons pour mesurer l'amplitude faible E_1^{pv} est l'orientation électronique \vec{P}^{pv} de l'état 7S. Elle est déduite du taux de polarisation circulaire de la fluorescence associée à la désexcitation radiative vers l'état $6P_{1/2}$.

Bien que des raisonnements classiques permettent de comprendre les effets d'interférence observables, seul le formalisme quantique rend compte rigoureusement de tous les phénomènes, en particulier ceux associés au spin nucléaire (Art. XI-app. A). Nous avons effectué les mesures de E_1^{pv} sur deux composantes hyperfines différentes correspondant aux changements de moment angulaire total $\Delta F=0$ et 1. Les règles de conservation du moment angulaire permettent de prédire que la composante scalaire du dipôle induit ($\vec{d}_{//} = -\alpha\vec{E}$) n'agit pas sur la transition hyperfine $\Delta F=1$. Dans ce cas, seule la composante vectorielle du dipôle induit ($\vec{d}_{\perp} = -i\beta \vec{\sigma} \times \vec{E}$) interfère avec \vec{d}^{pv} et $\vec{\mu}$. Par suite les seules orientations créées sont $\vec{P}^{(1)}$ et \vec{P}^{pv} ($\vec{P}^{(2)}$ est absente). Il résulte en outre que sur les transitions hyperfines $\Delta F = 0$ et $\Delta F = 1$ les grandeurs et les signes de \vec{P}^{pv} et $\vec{P}^{(1)}$ diffèrent : ils sont donnés par :

$$\begin{array}{ll} E_1^{pv} / \alpha E & \text{et } M_1 / \alpha E & \text{dans le cas } \Delta F = 0 , \\ E_1^{pv} / \beta E & \text{et } M_1 / \beta E & \text{dans le cas } \Delta F = 1 . \end{array}$$

(et $\alpha/\beta < 0$).

B. PRINCIPE DE L'EXPERIENCE :

Les atomes de césium, situés dans un champ électrique, sont excités par un faisceau laser résonnant pour la transition 6S-7S, se propageant normalement au champ électrique et polarisé circulairement. La configuration géométrique est définie par trois paramètres : le champ électrique \vec{E} , la direction de propagation \hat{k} et le signe $\xi = \pm 1$ de la polarisation circulaire relatif au sens de propagation (Fig. 9a). On détecte l'orientation électronique \vec{P} de l'état excité, dont nous avons présenté les trois contributions essentielles : $\vec{P}^{(1)}$ et $\vec{P}^{(2)}$, d'origines purement électromagnétiques, et \vec{P}^{pv} , d'origine électrofaible (Fig. 9b).

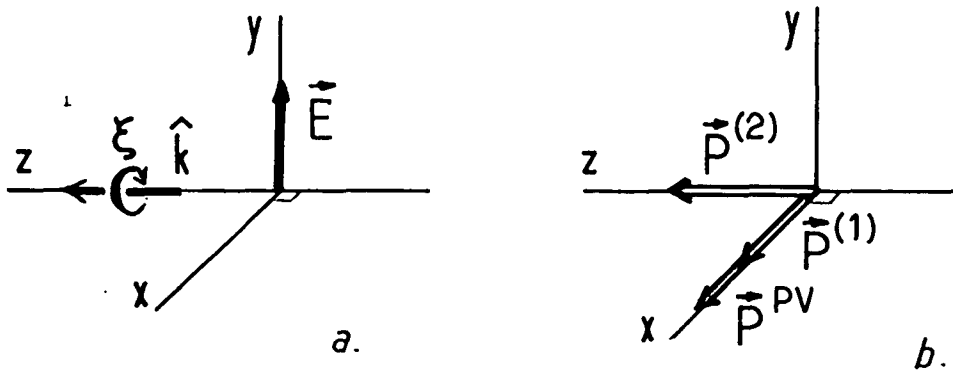


Figure 9: (a) Configuration idéale : \vec{E} champ électrique ; $\xi = \pm 1$: signe de la polarisation circulaire du faisceau laser.
 (b) Orientations électroniques créées dans l'état 7S: $\vec{P}^{(1)}$ et $\vec{P}^{(2)}$ conservant la parité, \vec{P}^{PV} violant la parité.

La configuration géométrique est changée en son image dans un miroir fictif en renversant 1 ou 2 paramètres : ξ (symétrie/plan yz), ou \hat{k} et par conséquent ξ , par réflexion normale du faisceau sur un miroir (symétrie/xy), ou ξ et \vec{E} (symétrie/xz). La contribution violant la parité \vec{P}^{PV} doit se manifester par son comportement "anormal" dans ces symétries : alors que $\vec{P}^{(1)}$ et $\vec{P}^{(2)}$ se comportent comme des vecteurs axiaux, en accord avec leur nature de moment cinétique, \vec{P}^{PV} se comporte comme un vrai vecteur. L'expérience consiste donc à renverser les différents paramètres du montage et à rechercher dans l'orientation électronique \vec{P} une contribution violant la parité. Le montage a été conçu pour n'être sensible qu'à une telle contribution:

- (i) on choisit de détecter dans la direction x, celle de $\vec{P}^{(1)}$ et \vec{P}^{PV} , de sorte qu'en principe $\vec{P}^{(2)}$ n'est pas détectée ;
- (ii) grâce à un miroir de renvoi on cherche à opérer avec simultanément deux faisceaux d'hélicités opposées, se propageant en sens opposés, ce qui équivaut à réaliser en permanence la symétrie/plan xy (Fig. 10) ; $\vec{P}^{(1)}$, vecteur axial situé dans le plan de symétrie est continûment renversé, c'est-à-dire annulé. Seul \vec{P}^{PV} subsiste le long de x.

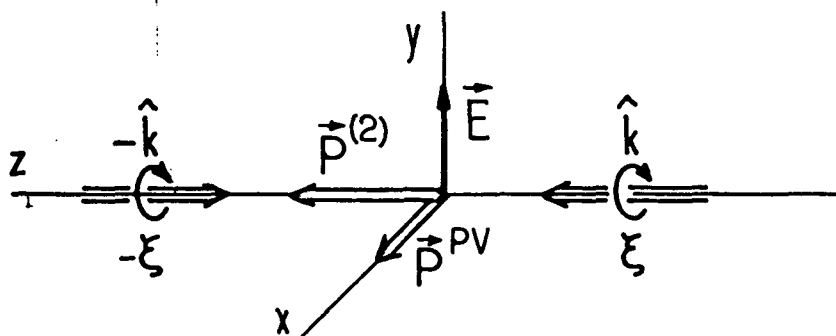


Figure 10 : Configuration avec les deux sens de propagation du faisceau laser .

Il est évident qu'en pratique il existe toujours des imperfections expérimentales. D'une part la direction de détection n'est pas strictement orthogonale à $\vec{P}^{(2)}$. Toutefois dans un renversement de \vec{E} (équivalent à une rotation de π autour de \hat{k}) $\vec{P}^{(2)}$ ($\parallel \hat{k}$) est conservée alors que \vec{P}^{PV} est inversée : c'est là un deuxième critère permettant de discriminer \vec{P}^{PV} de $\vec{P}^{(2)}$. D'autre part l'élimination de $\vec{P}^{(1)}$ peut aussi être imparfaite car la symétrie/xy n'est jamais exactement réalisée. Toutefois nous disposons aussi d'un second critère pour distinguer \vec{P}^{PV} de $\vec{P}^{(1)}$: dans un basculement de l'hélicité ξ du faisceau, \vec{P}^{PV} s'inverse alors que $\vec{P}^{(1)}$ est conservée.

Notons enfin que dans la configuration idéale il n'existe pas d'orientation électronique dans la direction y parallèle à \vec{E} : ceci résulte de l'invariance des paramètres (\hat{E}, \hat{k}, ξ) dans une rotation de π autour de y suivie d'un renversement du sens du temps, transformation qui a pour effet de changer P_y en $-P_y$. De plus si cette symétrie est imparfaite sur le montage réel, dans la direction x on ne doit pas observer P_y .

Nous allons maintenant décrire comment la méthode expérimentale cherche à exploiter complètement les deux critères permettant de discriminer \vec{P}^{PV} vis à vis de chacune des orientations conservant la parité.

CHAPITRE IV

METHODE EXPERIMENTALE

Après avoir décrit l'expérience dans son principe, nous abordons maintenant les méthodes utilisées pour sa mise en oeuvre.

A. MESURE DE L'ORIENTATION ELECTRONIQUE :

La configuration expérimentale idéale est indiquée Fig. 10 (ch. III). La fréquence du laser est accordée au centre de l'une des résonances hyperfines $\Delta F=0$ ou $\Delta F=1$ de la transition 6S-7S.

Les atomes portés dans l'état 7S se désexcitent par émission spontanée sur la raie permise $7S_{1/2}-6P_{1/2}$ dans l'infrarouge (1.36μ). Par conservation du moment angulaire, la fluorescence émise dans une direction donnée présente un taux de polarisation circulaire proportionnel au taux d'orientation électronique de l'état 7S selon cette direction. On observe la fluorescence dans une direction \hat{k}_f à travers un analyseur circulaire transmettant les photons d'hélicité ξ_f . Le signal détecté est de la forme :

$$S_o (1 + \xi_f \vec{P} \cdot \hat{k}_f) \quad (13)$$

S_o est le terme de fluorescence totale : il est proportionnel à la population de l'état 7S. Le deuxième terme, $S_o (\xi_f \vec{P} \cdot \hat{k}_f)$, représente la fluorescence polarisée ; elle est associée à la projection selon \hat{k}_f de l'orientation électronique \vec{P} de l'état 7S : elle se distingue de la fluorescence totale par un changement de signe accompagnant celui de l'hélicité ξ_f transmise par l'analyseur.

B. CARACTERISTIQUES DES SIGNAUX DETECTES:

Les caractéristiques de notre montage sont dictées par la grandeur et

la signature du signal violant la parité relativement à celles des signaux conservant la parité. C'est pourquoi nous décrivons d'abord les expressions des signaux détectés sans faire d'hypothèse sur cette configuration. Nous rappelons les paramètres :

- . ξ et \hat{k} sont l'hélicité et la direction des photons laser ;
- . ξ_f et \hat{k}_f sont l'hélicité et la direction des photons détectés ;
- . $\vec{E} = E \cdot \hat{E}$ est le champ électrique appliqué.

Pour ne pas alourdir les expressions, nous ignorons ici les facteurs angulaires dus au spin nucléaire ainsi que les facteurs de normalisation. (Pour les expressions rigoureuses voir art. XI-app. A).

Nous avons annoncé au chapitre II qu'une manifestation de la violation de la parité est l'apparition d'une quantité pseudoscalaire dans un signal physique normalement scalaire. Ici la polarisation électronique violant la parité \vec{P}^{PV} est engendrée dans la direction $\xi \hat{k} \times \hat{E}$ par interférence entre les amplitudes E_1^{PV} et E_1^{ind} , elle se manifeste par un terme dans l'intensité de fluorescence polarisée décrit par le pseudoscalaire:

$$S^{PV} = 2E_1^{ind} \int_m E_1^{PV} \cdot (\xi \hat{k} \times \hat{E}) \cdot (\xi_f \hat{k}_f) \quad (14)$$

$E_1^{ind} \sim \alpha E$ (resp. βE) sur la transition hyperfine $\Delta F=0$ (resp. $\Delta F=1$); $\xi_f \hat{k}_f$ est introduit par le procédé de détection (éq. (13)). Ce signal est impair en \hat{E} , ξ , ξ_f et pair dans le renversement simultané de ξ et \hat{k} . Nous l'appellerons "signal parité" dans la suite de l'exposé.

Trois signaux conservant la parité sont simultanément présents. Ils sont décrits par des quantités scalaires :

$$(i) \quad S_0 \sim (E_1^{ind})^2, \quad (\alpha^2 E^2 \text{ pour } \Delta F=0 \text{ et } \beta^2 E^2 \text{ pour } \Delta F=1) \quad (15)$$

est le terme de fluorescence totale, pair dans le renversement de chaque paramètre. Le rapport S^{PV}/S_0 est typiquement 3 à 5×10^{-6} mais S_0 et S^{PV} se distinguent par 3 critères (renversements de \hat{E} , ξ , ξ_f)

$$(ii) \quad S_1 = 2E_1^{ind} M_1 (\hat{k} \times \hat{E}) \cdot (\xi_f \hat{k}_f) \quad (16)$$

est le terme de fluorescence polarisée associé à l'orientation électronique $\vec{P}^{(1)}$ (créée selon $\hat{k} \times \hat{E}$ par interférence $E_1^{ind} M_1$) ; la grandeur du rapport S^{PV}/S_1 est $\int_m E_1^{PV}/M_1$, c'est-à-dire 5×10^{-5} , mais S^{PV} et S_1 se

distinguent par deux critères (renversement de ξ et renversements simultanés de ξ et \hat{k}).

$$(iii) \quad S_2 = 2 \alpha E \cdot \beta E \cdot \hat{\xi} \hat{k} \cdot \xi_f \hat{k}_f \quad (17)$$

est le terme de fluorescence polarisée associé à $\vec{P}^{(2)}$, orientation créée le long de \hat{k} par interférence $\alpha\beta$ existant seulement dans le cas $\Delta F = 0$. La grandeur du rapport SPV/S_2 est typiquement $1,5 \times 10^{-5}$ mais SPV et S_2 se distinguent par deux critères : le renversement de \hat{E} et les directions orthogonales de \hat{k} et $\hat{k} \times \hat{E}$.

La discrimination du signal violent la parité est résumée dans le tableau 2.

Tableau 2: Discrimination du signal violent la parité (VP) vis à vis des trois signaux conservant la parité (CP)

transition hyperfine.	grandeur du signal CP	signal VP/signal CP		Discrimination du signal VP
		expression	val. typ. (*)	
$\Delta F=0$	$\alpha^2 E^2$	$2 \int m E_1^{PV} / \alpha E$	3×10^{-6}	} renversement de \hat{E} , ou ξ , ou ξ_f .
$\Delta F=1$	$\beta^2 E^2$	$2 \int m E_1^{PV} / \beta E$	5×10^{-6}	
$\Delta F=0$	$\alpha E \cdot M_1$	$\int m E_1^{PV} / M_1$	$0,5 \times 10^{-4}$	} renversement de ξ , ou de \hat{k} et ξ .
$\Delta F=1$	$\beta E \cdot M_1$	"	"	
$\Delta F=0$	$\alpha E \cdot \beta E$	$\int m E_1^{PV} / \beta E$	$1,5 \times 10^{-5}$	renvers. de \hat{E} , directions \perp .

(*) les valeurs citées correspondent aux mesures parité effectuées à 100V/cm et 600 V/cm pour les composantes $\Delta F = 0$ et 1 respectivement.

C. METHODES DE DISCRIMINATION MISES EN OEUVRE:

Sur le montage on a cherché à exploiter au maximum les caractéristiques spécifiques du signal violent la parité :

- (i) par le choix de la géométrie ;
- (ii) en renversant le maximum de paramètres.

Dans la configuration idéale, les directions du champ (\hat{E}), du laser (\hat{k}), et de la détection (\hat{k}_f), sont orthogonales deux à deux, ce qui maximise S^{PV} (éq. 14). Si l'orthogonalité est parfaite, l'un des signaux conservant la parité (S_2 , éq. 17) est annulé.

Sur cette configuration, on effectue successivement 4 basculements :

- b_1) la direction du faisceau laser ; au cours de ce renversement, réalisé en réfléchissant le faisceau avec un miroir, \hat{k} ainsi que l'hélicité ξ se trouvent simultanément inversés et le moment cinétique $\xi\hat{k}$ des photons est conservé ;

- b_2) l'hélicité ξ des photons laser;
- b_3) l'hélicité ξ_f des photons détectés;
- b_4) la direction \hat{E} du champ électrique.

Le signal violant la parité est impair dans chacun des trois derniers renversements. Ces derniers sont effectués successivement au cours du temps. Par contre S^{PV} est pair dans le basculement simultané de ξ et \hat{k} . Il est donc avantageux d'opérer avec les deux sens de propagation simultanément présents de façon à doubler S^{PV} ce qui permet d'améliorer la statistique. En pratique le gain est rendu très supérieur à 2 grâce à la réalisation d'un multipassage, c'est-à-dire d'un nombre élevé (≈ 70) d'allers-retours du faisceau. Le deuxième avantage d'un (ou de multiples) aller(s)-retour(s) est d'annuler le signal conservant la parité S_1 , signal impair dans ce basculement (éq. 16). Notons que dans une configuration idéale les signaux S_1 et S_2 seraient absents et le recours aux basculements b_2, b_3, b_4 , pour les éliminer serait superflu.

Le troisième signal conservant la parité S_0 représente la fluorescence totale (ou population de l'état $7S$); il ne peut évidemment être réduit sans que $S^{PV}(= S_0 \xi_f \vec{P}^{PV} \cdot \hat{k}_f)$, ne le soit dans les mêmes proportions. La discrimination de S^{PV} et S_0 est basée sur les trois renversements effectués successivement au cours du temps (b_2 à b_4): dans chacun d'eux S^{PV} est impair et S_0 est pair. Le signal parité est reconstitué en conservant la partie du signal détecté impaire dans chaque renversement; la partie

paire, S_0 , est utilisée pour éliminer les dérives éventuelles du signal atomique. Notons au passage qu'on peut simultanément extraire trois autres quantités, chacune impaire dans l'un des trois basculements mais paire dans les deux autres. Ces quantités sont nulles en principe, c'est-à-dire si chaque basculement est parfait. En pratique un paramètre ne peut être basculé entre deux valeurs strictement opposées et S_0 ne prend pas exactement la même valeur dans les deux états de chaque paramètre. A partir de l'asymétrie du signal S_0 observée au cours du renversement d'un seul paramètre (ξ ou ξ_f ou \hat{E}), on pourra déduire l'imperfection caractéristique de ce renversement. C'est là l'un des principes des contrôles mis en oeuvre pour réduire et estimer les erreurs systématiques au cours des mesures du signal violant la parité. La discrimination de SPV et S_0 étant basée sur les trois basculements, ce n'est que par la combinaison de leurs imperfections que S_0 pourra simuler SPV . L'ordre de grandeur "critique" des imperfections est donné par une relation du type :

$$S_0 \times (\delta_\xi \cdot \delta_{\xi_f} \cdot \delta_{\hat{E}}) \sim SPV$$

ou $\delta_\xi, \delta_{\xi_f}, \delta_{\hat{E}}$ est une quantité petite décrivant chaque défaut. Comme $SPV/S_0 \sim 3-5 \times 10^{-6}$, la valeur "critique" de chaque imperfection est typiquement $\delta \sim 1,5 \times 10^{-2}$; mais ce niveau "critique" signifie qu'on extrait le signal parité en présence d'un signal parasite du même ordre de grandeur ! En pratique il faudra en fait être bien plus exigeant. L'analyse des imperfections susceptibles d'engendrer des signaux simulant le signal parité à partir de signaux résiduels associés à S_1 et S_2 , est aussi indispensable en vue d'estimer la qualité requise aux différents niveaux du montage (voir p.ex. art. III et I).

Avant de décrire les éléments importants du montage, nous avons voulu souligner le type de difficulté à surmonter et donner une idée des exigences à satisfaire. En ce qui concerne les basculements effectués au cours du temps, outre leur précision, un second type de précautions s'imposait : les répéter rapidement et, si possible, de façon aléatoire, pour éliminer les effets parasites éventuels associés aux dérives lentes du grand signal conservant la parité.

Le tableau 3 résume la fréquence ainsi que la précision des principaux renversements pendant les mesures de la violation de parité sur chacune des composantes hyperfines ($\Delta F=0$ et 1).

Tableau 3: ¹ Nature, fréquence et qualité des principaux basculements réalisés au cours des mesures sur $\Delta F=0$ et 1.

paramètre "basculé"	Taux de répétition ou de modulation	Imperfection typique (déduite de signaux atomiques)	
		$\Delta F=0$ $E=100V/cm$	$\Delta F=1$ $E=650V/cm$
Direction du faisceau	∞ (les 2 directions présentes)	5×10^{-3}	5×10^{-4}
Hélicité Incidente ξ	460Hz(modul)+renversement aléatoire de la phase toutes les 40 sec.	10^{-4}	3×10^{-5}
Hélicité détectée ξ_f	70Hz (modulation)	8×10^{-4}	
Champ électrique	renversement aléatoire toutes les 20 sec.	$\leq 3 \times 10^{-4}$	$\leq 5 \times 10^{-5}$

Les meilleures performances obtenues dans la deuxième mesure ne sont pas liées au changement de transition mais à d'autres facteurs (meilleure réflectivité des miroirs, contrôles améliorés grâce à l'expérience acquise au cours de la première mesure, ...).

La combinaison des imperfections typiques données dans ce tableau et des défauts géométriques inférieurs ou de l'ordre 10^{-3} rad, conduit à des effets systématiques inférieurs ou de l'ordre de 1% de l'effet observé. Ainsi par exemple si l'on combine un mauvais renversement de \hat{k} de 5×10^{-3} à un mauvais renversement de ξ de 10^{-4} , on engendre à partir de S_1 un effet simulant SP^V au niveau de :

$$(10^{-4} \times 5 \times 10^{-3}) S_1 / SP^V \sim (10^{-4} \times 5 \times 10^{-3}) (M_1 / \int m E_1^{PV}) \sim 10^{-2}.$$

Ces considérations simples d'ordre de grandeur masquent en réalité une

analyse théorique et expérimentale très détaillée des effets systématiques (art. I, III, réf. (53)). Cette analyse s'appuie sur les expressions rigoureuses des signaux atomiques dans une configuration générale, et tient compte de la nature réelle des systèmes de basculement. La présentation des nombres figurant dans le tableau 3 est le résultat d'un long travail visant à :

- concevoir des systèmes de basculement (§ suivant) ;
- mettre en oeuvre des méthodes destinées à estimer les imperfections du montage et à les réduire en temps réel (ch. V) ;
- tester la fiabilité de ces méthodes (ch. VI) .

D. ELEMENTS IMPORTANTS DU MONTAGE:

Nous décrivons successivement les quatre systèmes de basculement par ordre de rapidité décroissante de leur fonctionnement.

1. Renversement de \hat{k} . La cellule à multipassage :

Le renversement du faisceau laser dans la vapeur est remplacé par un multipassage. La cavité (Fig. 11) est constituée de deux miroirs sphériques.

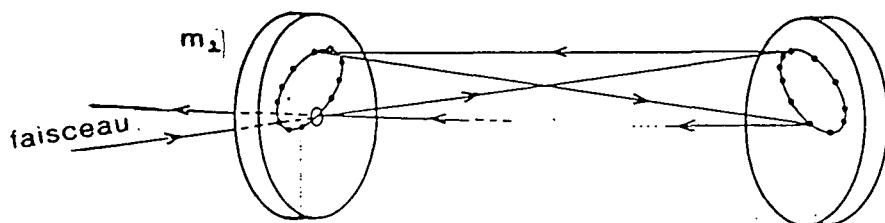


Figure 11: Schéma du multipassage.

Le faisceau entre par le miroir percé m_1 , effectue un grand nombre (60 à 70) d'allers-retours et ressort symétriquement par m_1 . Les angles entre les passages sont $< 1^\circ$. Les grandeurs physiques paires dans le moment cinétique $\xi \hat{k}$ des photons laser (en particulier le signal violant la parité SPV mais aussi les signaux conservant la parité S_0 et S_2) sont amplifiées par un facteur voisin du nombre de passages, améliorant ainsi la statistique par deux ordres de grandeur. La deuxième fonction cruciale du système est d'annuler le signal conservant la parité S_1 , signal impair dans le renversement de \hat{k} et indépendant de l'hélicité ξ incidente. Du point de vue des erreurs systématiques, nous devons prendre en compte deux limites à

l'efficacité du dispositif :

(i) puisque les faisceaux allers et retours ne se superposent pas et n'ont pas exactement la même intensité (pertes par réflexion...), le signal S_1 ne s'inverse pas exactement : il est changé de S_1 en $-S_1(1-\epsilon)$

avec $\epsilon \ll 1$;

(ii) mais de plus à cause de l'anisotropie optique de la réflexion sur le miroir de renvoi, l'imperfection décrite par ϵ peut dépendre de l'état d'hélicité ξ du faisceau incident : nous devons donc écrire $\epsilon = \epsilon' + \xi\epsilon''$.

L'effet global du multipassage est finalement de réduire le signal S_1 initial à la quantité :

$$s_1 = S_1 - S_1 (1 - \epsilon' - \xi\epsilon'') = S_1 \epsilon' + S_1 \xi\epsilon''. \quad (18)$$

Dans le signal s_1 résiduel, le premier terme, $S_1\epsilon'$, indépendant de ξ , peut être distingué du signal violant la parité dans un renversement de ξ effectué au cours du temps. Le deuxième terme, $S_1\xi\epsilon''$, au contraire ne l'est plus et constitue un effet systématique potentiel, indépendamment de la qualité du renversement périodique de l'hélicité ξ .

La réalisation d'un multipassage dont les imperfections ϵ' et ϵ'' soient suffisamment faibles a présenté quelques difficultés technologiques. La première est liée à la nécessité de monter les miroirs à l'intérieur de la cellule à césium afin d'éviter la traversée de fenêtres entre aller et retour successifs ⁽¹⁵⁾. Celles-ci ne sont jamais exemptes de défauts optiques gênants : pertes et surtout anisotropie. La deuxième difficulté est liée à l'anisotropie optique des miroirs, essentiellement leur biréfringence qui atteint couramment 10^{-4} rad, ce qui peut suffire à engendrer un effet du même ordre que le signal violant la parité. Une analyse approfondie montre que l'effet parasite dépend de la direction des axes de biréfringence par rapport à la direction du champ électrique \vec{E} , et peut être considérablement réduit par le choix de l'orientation du miroir ⁽¹⁶⁾.

Dans un premier temps nous avons trié dans un lot les miroirs les moins biréfringents ($< 10^{-5}$ rad). Ceux-ci ont ensuite été orientés avec soin dans la cellule. Une précaution supplémentaire a été prise au cours des mesures parité sur la deuxième composante hyperfine : le miroir de renvoi monté sur un passage tournant a été régulièrement basculé de $\pi/2$. L'idée était, en échangeant entre eux les axes lent et rapide de la biréfringence,

d'inverser un effet parasite résiduel dû à une imparfaite orientation initiale du miroir).

La mesure préalable de biréfringence à un niveau de précision de 10^6 rad a été effectuée en utilisant les propriétés d'amplification du multipassage et un faisceau laser ayant des propriétés de polarisation très pures fournies par un modulateur de polarisation. C'est ce modulateur que nous décrivons maintenant : il constitue le dispositif spécialement conçu pour effectuer le second basculement dans l'expérience parité, celui de l'hélicité.

2. Renversment de ξ . Le modulateur de polarisation:

Pour que l'échange droite-gauche soit parfait quand la polarisation circulaire ξ est inversée, l'intensité du faisceau ainsi que sa polarisation linéaire (en principe nulle) ne doivent pas être modifiées. En effet une modification de ces paramètres entraîne une modification de la fraction résiduelle $S_1 \epsilon'$ du signal S_1 imparfaitement annulé dans le multipassage (voir éq. 18), ce qui simule le comportement impair dans le renversement de ξ , du signal violant la parité SP^V . Une imperfection de 10^{-2} dans ce renversement, combinée à une imparfaite compensation $\epsilon' \sim 5 \times 10^{-3}$, suffit à simuler SP^V . Or les modulateurs de polarisation commerciaux présentent des imperfections de ce type à un niveau typique de plusieurs 10^{-2} ! un nouveau modulateur a donc dû être développé ⁽¹⁷⁾. Ses imperfections n'excèdent pas 10^{-4} . Il consiste en une cellule de Pockels soumise à une tension quart-d'onde et placée entre deux lames demi-onde tournant à deux fréquences distinctes ($\omega_e/4 \sim 115 \text{ Hz}$ et $\omega_b/4 \sim 85 \text{ Hz}$) (Fig. 12).

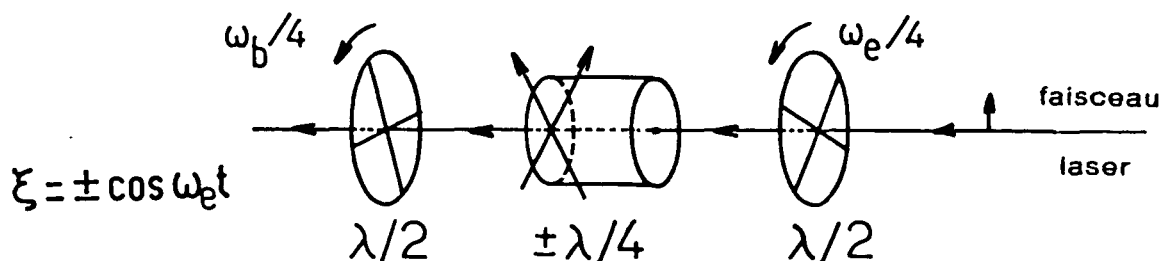


Figure 12 : Le modulateur de polarisation

Par ce dispositif la polarisation circulaire ξ est non pas inversée, mais modulée continûment avec une fréquence et une phase caractéristiques. De

plus la phase peut être inversée. La signature complète de ξ est donnée par:

$$\xi = \eta \cos \omega_e t ,$$

où $\eta = \pm 1$ est le signe de la tension "quart-d'onde" de la Pockels. L'amplitude de la polarisation plane est modulée en quadrature avec la polarisation circulaire et sa direction tourne à une fréquence différente. L'intensité du faisceau reste constante. Des modulations croisées parasites sont inférieures à 10^{-4} (p.ex. une modulation dans l'intensité ayant la fréquence et la phase de ξ est absente au niveau de 10^{-4}). Pour plus de détails on se reportera à la référence ⁽¹⁷⁾ (et art. XI § 2,2).

Bien qu'elle ne soit pas en principe indispensable, la présence d'une polarisation plane tournante est en fait très utile. De nombreux signaux atomiques induits en présence du champ \vec{E} dépendent de la polarisation plane selon des axes connus liés à la direction \hat{E} . Ils deviennent donc modulés à la fréquence de cette polarisation avec une phase spécifique, ce qui permet de les extraire sans ambiguïté. C'est le cas du signal de fluorescence totale S_0 dont nous avons déjà présenté le spectre hyperfin au chap. III, fig. 5. C'est aussi le cas du signal S_1 , ou de sa fraction non compensée dans le multipassage, qui devient mesurable en temps réel (c'est là une méthode de mesure de l'imperfection ϵ' du multipassage) L'intérêt s'étend à de nouveaux signaux atomiques dans des configurations expérimentales spécialement mises en oeuvre pour la calibration ou le contrôle d'imperfections du montage.

La pureté des propriétés de polarisation du faisceau laser est malheureusement dégradée au cours de la traversée du hublot d'entrée de la cellule. Deux types d'anisotropie optique entraînent un effet systématique de même nature : i) une biréfringence et ii) un dichroïsme circulaire, qui couplent à l'hélicité ξ soit la polarisation plane, soit l'intensité du faisceau, et donnent au signal S_1 résiduel la signature du signal parité. Dans le cas du hublot le dichroïsme est négligeable ($< 10^{-6}$) mais la biréfringence atteint 10^{-2} rad ! Dans une première étape, en insérant un compensateur (type Babinet), la biréfringence globale est réduite à 10^{-3} rad. L'imperfection résiduelle apparaît dans l'intensité de fluorescence totale sous la forme d'une petite modulation caractéristique de ξ . Dans une seconde étape nous cherchons à compenser l'effet de la biréfringence résiduelle par l'effet

d'un dichroïsme circulaire simulé et contrôlé. Une manière simple de simuler un dichroïsme circulaire consiste à induire dans l'intensité laser une modulation proportionnelle à l'hélicité ξ . Cela est réalisé au moyen d'une boucle d'asservissement dont le signal d'erreur est fourni par le défaut enregistré dans le signal de fluorescence atomique ^(cf. Art. XI § 2.4). Le défaut global dangereux du point de vue de l'erreur systématique sur la mesure parité, est finalement réduit au niveau de 10^{-4} . (La procédure est justifiée par une analyse détaillée des signaux atomiques. Appendice de l'art. III).

3. Renversement de ξ_f . L'analyseur circulaire :

Au lieu d'inverser le signe de l'hélicité ξ_f des photons transmis par l'analyseur, on module ξ_f à une fréquence différente de celle de l'hélicité ξ des photons laser. Le dispositif (Fig. 13) est constitué par une lame quart d'onde tournante, suivie d'un analyseur plan fixe. L'hélicité ξ_f est décrite par $\xi_f = \sin \omega_f t$ où ω_f est le double de la fréquence de rotation de la lame $\lambda/4$. Cette modulation permet de discriminer la fluorescence polarisée vis à vis de la fluorescence totale à un niveau inférieur ou de l'ordre de 10^{-3} .

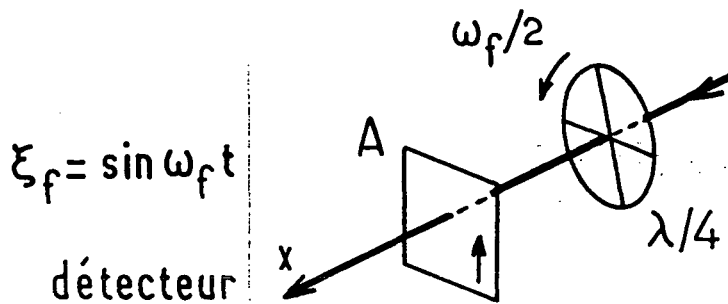


Figure 13: Analyseur circulaire placé sur le faisceau de fluorescence

4. Renversement du champ électrique. Les électrodes:

Le champ électrique \vec{E} est inversé par simple inversion de la différence de potentiel $\pm V$ appliquée aux électrodes planes situées au centre de la cellule. Le renversement de \vec{E} doit être précis à la fois en module et en direction si l'on ne veut pas engendrer d'effet systématique.

La qualité du renversement en module s'obtient à un niveau de 10^{-4}

en basculant la tension appliquée de $+V+v$ à $-V+v$; la tension de correction $v (\ll V)$ est ajustée en contrôlant que l'intensité de fluorescence totale ($\propto E^2$) est la même pour les deux états du champ électrique. La procédure est automatisée au moyen d'un asservissement digital.

Le contrôle de la direction du champ est un problème plus délicat. Il a été résolu moyennant deux types de procédures :

(i) une procédure géométrique : à l'aide de visées au cathétomètre réalisées au cours du montage de la cellule, au cours de l'alignement du faisceau laser et de la mise en place de l'optique de détection ;

(ii) une procédure électrique : grâce à l'introduction dans la cellule d'une paire d'électrodes auxiliaires découplées des électrodes principales et susceptibles de créer un champ électrique dans la direction du faisceau (Fig. 14).

Quelques unes des méthodes de mesure des imperfections de \vec{E} seront décrites au chapitre V §A2.

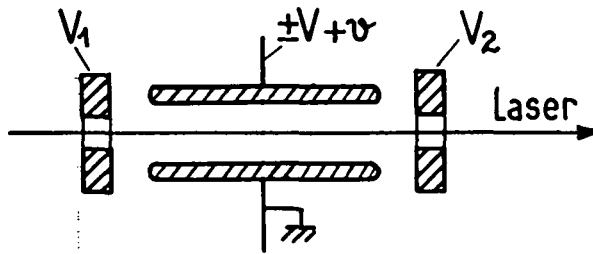


Figure 14 : Configuration des deux paires d'électrodes.

E. RECONSTITUTION de $\int m E_1^{pv} / E_1^{ind}$:

Le signal violant la parité $SPV = \int m E_1^{pv} E_1^{ind} \hat{\epsilon}_k \hat{x} \hat{E} \cdot \hat{\epsilon}_f \hat{k}_f$ proportionnel à

$$\epsilon \epsilon_f = \eta \cos \omega_e t \cdot \sin \omega_f t = \frac{\eta}{2} \cdot [\sin (\omega_e + \omega_f) t - \sin (\omega_e - \omega_f) t] ,$$

se manifeste par deux modulations continues aux fréquences $\omega_e \pm \omega_f$, dont les amplitudes sont impaires dans les basculements périodiques du champ \vec{E} et de la phase η de l'hélicité du faisceau laser. Pour extraire ces amplitudes (noyées dans le bruit), le signal du détecteur est continûment analysé par détection synchrone à chaque fréquence $\omega_e \pm \omega_f$ (le réglage de phase est précisé ci-dessous). Parallèlement une détection synchrone à

$$X = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{N} \quad \bar{X} \equiv \bar{x} \quad \langle (X - \bar{X})^2 \rangle = N \left\langle \left(\frac{x_i}{N} - \frac{\bar{x}}{N} \right)^2 \right\rangle = \langle (x_i - \bar{x})^2 \rangle \frac{1}{N}$$

8

une fréquence caractéristique de la polarisation plane, d'axe parallèle à \vec{E} , du faisceau laser, fournit (avec un excellent rapport signal/bruit) le grand signal de fluorescence totale $S_0 \approx (E_1^{ind})^2$, nécessaire à la normalisation des amplitudes violant la parité. Les sorties des détecteurs synchrones sont moyennées par un intégrateur digital pendant une durée $T (=16 \text{ sec})$ appelé temps vif. A l'issue du temps vif, une calculatrice reliée au moyenneur forme la somme des amplitudes détectées aux fréquences $\omega_0 \pm \omega_f$ et normalise cette somme par S_0 . La quantité reconstituée à l'échelle d'un temps vif est proportionnelle au rapport SPV/S_0 : elle correspond en principe à la polarisation violant la parité $PPV \propto \eta \int_m E_1^{PV}/E_1^{ind}$, dans un état fixé du signe de \vec{E} et de la phase η de l'hélicité incidente.

L'acquisition des données est organisée en séquences élémentaires. Une séquence est la succession de quatre temps vifs correspondant aux quatre états possibles $(\pm \vec{E}, \pm \eta)$ des deux paramètres \vec{E} et η . A l'issue d'une séquence la calculatrice extrait la partie impaire en \vec{E} et en η des taux de polarisation élaborés à chaque temps vif ; cette asymétrie constitue une donnée "parité" : sa valeur est une estimation sur un coup (=80 sec) de PPV . A l'issue de N séquences, la calculatrice évalue aussi la moyenne m de l'asymétrie et l'écart standard σ estimés sur N coups à l'aide des formules habituelles :

$$m = \left(\sum_{i=1}^N P_i \right) / N ; \quad \sigma = \sqrt{ \left\{ \left[\sum_{i=1}^N P_i^2 - \left(\sum_{i=1}^N P_i \right)^2 / N \right] / N(N-1) \right\} }$$

De nombreuses autres quantités physiques sont reconstituées en temps réel en vue d'estimer les effets systématiques (ch.V).

F. CALIBRATION:

L'asymétrie reconstituée au §E représente en fait le taux de polarisation circulaire violant la parité de la fluorescence. Bien qu'il soit en principe égal à la polarisation électronique violant la parité, en pratique on ne peut exclure une dépolarisation de la vapeur atomique (par collisions) ou de la fluorescence (dans l'optique). Aussi avant d'extraire de la mesure de PPV le rapport $\int_m E_1^{PV}/E_1^{ind}$, nous calibrons les données "parité" en mesurant une orientation électronique connue d'avance avec précision. Pour

$$\frac{\sum (x_i - \bar{x})^2}{N} = \frac{\sum x_i^2 - N \bar{x}^2}{N} = \frac{\sum x_i^2}{N} - \bar{x}^2$$

celle-ci nous choisissons la polarisation $\vec{P}^{(2)}$ créée le long du faisceau laser. Un champ magnétique appliqué le long de \vec{E} provoque (par effet Hanle) une rotation de $\vec{P}^{(2)}$. Une fraction connue de $\vec{P}^{(2)}$ est alors présente dans la direction de détection. Elle est mesurée avec la même optique et la même chaîne électronique que \vec{P}^{pv} . La validité de cette procédure de calibration a été examinée en profondeur. A l'aide de nombreux recoupements nous avons pu montrer qu'elle est exempte d'effets systématiques au niveau du % (art. IX et ch. VI-§3).

L'orientation électronique $\vec{P}^{(2)}$ créée par interférence $\alpha E - \beta E$ est présente seulement sur la transition $\Delta F = 0$. Au cours des mesures sur la transition $\Delta F = 1$ on revient mesurer $\vec{P}^{(2)}$ sur la transition $\Delta F = 0$; pour éviter un changement fréquent de transition, nous utilisons entre temps un "étalon secondaire" plus commode à mesurer sur la transition $\Delta F = 1$ (art. VI).

L'orientation $\vec{P}^{(2)}$ est proportionnelle au rapport β/α des polarisabilités vectorielle et scalaire de la transition 6S-7S. La quantité mesurée dans notre expérience est finalement donnée par le rapport

$$P^{pv} / P^{(2)} = \left(\int_m E_1^{pv} / E_1^{ind} \right) (\beta/\alpha) , \quad (19)$$

avec $E_1^{ind} \sim \alpha E$ pour la composante hyperfine $\Delta F = 0$, et βE pour la composante $\Delta F = 1$. Nous obtenons donc les rapports sans dimension

$$\int_m E_1^{pv} / \beta E, \quad \text{dans la première mesure,}$$

$$\left(\int_m E_1^{pv} / \beta E \right) (\alpha/\beta), \quad \text{dans la seconde.}$$

Comme le champ E et α/β sont connus avec précision (art. V), les deux résultats sont directement comparables. Le paramètre mesuré $\int_m E_1^{pv} / \beta$ a la dimension d'un champ électrique : c'est le champ E tel que l'amplitude induite βE est égale à l'amplitude violant la parité.

La figure 15 montre le schéma d'ensemble du montage. Une description détaillée en est donnée dans l'article XI-§2.

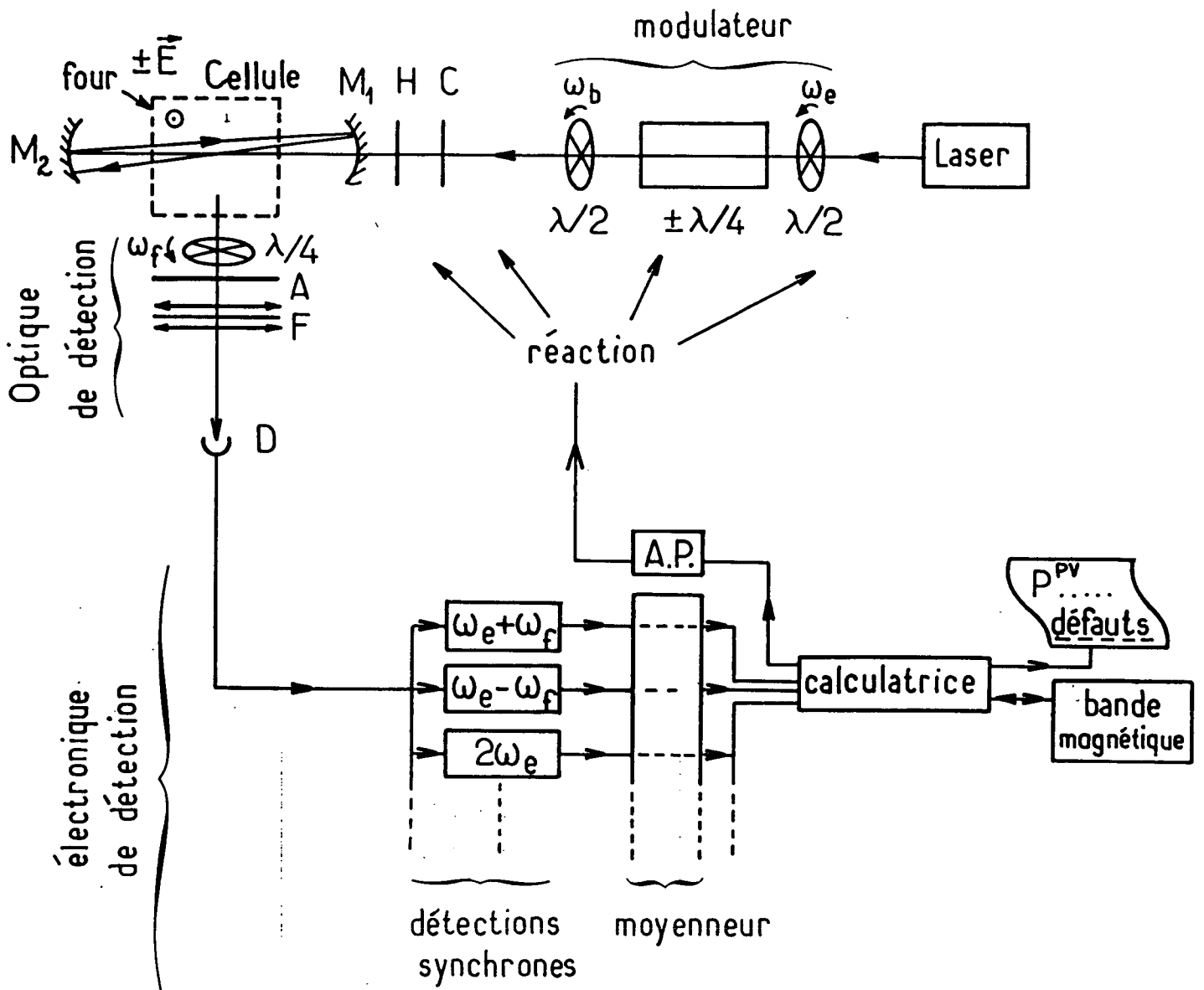


Figure 15 : Schéma de l'appareillage.

C : Compensateur (Babinet) ; H : hublot d'entrée de la cellule ;

F : filtre interférentiel ; D : détecteur ; A.P. : alimentations programmables.

CHAPITRE V

**CONTROLE DES EFFETS SYSTEMATIQUES ET ESTIMATION
DES INCERTITUDES SYSTEMATIQUE ET STATISTIQUE**

A. CONTROLE DES EFFETS SYSTEMATIQUES ET ESTIMATION DE L'INCERTITUDE SYSTEMATIQUE :

A notre point de vue, la valeur d'une mesure de la violation de parité repose sur la fiabilité que l'on peut accorder à l'estimation de l'incertitude d'origine systématique affectant la mesure. Nous avons consacré beaucoup de temps à l'analyse, à la réduction et au contrôle des effets systématiques. Nous nous limitons ici à donner le principe des méthodes mises en oeuvre et à l'illustrer sur un exemple précis.

1. Principe des méthodes mises en oeuvre :

La discrimination du signal violant la parité est basée sur les propriétés de symétrie de la géométrie et des renversements. Par suite ce sont essentiellement des imperfections dans la géométrie ou dans les basculements qui engendrent des signaux parasites simulant une violation de parité. En insérant de telles imperfections dans le calcul théorique des signaux attendus, on obtient un modèle des effets systématiques : les paramètres de ce modèle sont les imperfections du montage. Pour estimer quantitativement les erreurs systématiques il faut mesurer la valeur des paramètres en question sur le montage réel. Les imperfections sont initialement minimisées puis gardées sous contrôle pendant la durée des moyennages. La réduction et le contrôle sont souvent rebouclés sous forme d'asservissement en temps réel.

Nous avons vu au chapitre IV que de par la conception même de l'expérience, la discrimination du signal violant la parité vis à vis des signaux conservant la parité est toujours au moins double (voir tableau 2). Il résulte que la plupart des erreurs systématiques apparaissent sous forme du produit $\delta_1 \delta_2$ de deux (petites) imperfections : elles se trouvent ainsi

classées au rang d'effets du second ordre. De plus chaque imperfection peut en principe être mesurée en donnant momentanément au défaut conjugué une valeur connue et suffisamment grande pour que le produit soit mesurable. Cette méthode est mise à profit dans l'exemple traité ci-dessous. Dans la mise en oeuvre des méthodes il faut être conscient que les imperfections peuvent varier dans le temps (p.ex. une dérive de l'orientation du faisceau laser incident), et aussi d'un point à l'autre du montage : ainsi les imperfections de polarisation du faisceau laser ne devront pas être mesurées à l'extérieur de la cellule puisque la traversée du hublot d'entrée suffit à les modifier. Par conséquent la meilleure sonde des défauts est la vapeur atomique soumise aux mesures "parité". Dans la plupart des cas, les signaux utilisés pour contrôler les imperfections sont des signaux de fluorescence atomique ; ils sont détectés :

-soit continûment dans la configuration même des mesures "parité" : p.ex. un mauvais renversement en module du champ électrique se révèle spontanément par une modification du signal de fluorescence totale ($\propto E^2$) lors du basculement de la tension créant ce champ ;

-soit dans une configuration volontairement modifiée par l'addition momentanée d'un champ auxiliaire, électrique ou magnétique, permettant d'amplifier un défaut particulier (en vue de mesurer le défaut conjugué). Dans ce second cas le contrôle ne peut être permanent ; il est néanmoins fréquemment répété au cours de mesures spéciales périodiquement intercalées entre des mesures "parité".

Dans une configuration donnée nous disposons d'une grande variété de signaux atomiques : du signal de fluorescence on peut extraire la contribution qui est non polarisée ou polarisée, celle qui est modulée comme la polarisation plane ou circulaire ou comme l'intensité du faisceau laser, celle qui est paire ou impaire dans le basculement du champ \vec{E} ou du champ auxiliaire,.... Cela donne un grand nombre de combinaisons possibles, dont la plupart fournissent des informations directes sur les défauts essentiels du montage. Finalement nous obtenons une estimation quantitative de chaque effet systématique prédit dans le cadre du modèle.

Sans entrer dans le détail, nous recensons les imperfections prises en compte dans notre modèle des erreurs systématiques :

-Les défauts d'anisotropie optique affectant le basculement de ϵ . (Art. III, réf. (16, 53)).

- Le basculement imparfait $\xi, \hat{k} / -\xi, -\hat{k}$ réalisé par le multipassage. (Art. III, réf. (16, 53)).
- Les défauts d'alignement de la configuration géométrique: imparfaite orthogonalité des directions \hat{E} (champ électrique), \hat{k} (faisceau laser incident), \hat{k}_f (détection). (Art. I).
- Les champs électriques parasites nuisant à la qualité du renversement du champ électrique. (Art. I).
- Les champs magnétiques parasites susceptibles d'induire de nouveaux signaux (conservant la parité), par mélange hyperfin⁽⁵⁴⁾, ou de modifier la direction de l'orientation électronique, par effet Hanle: le contrôle des effets systématiques associés ne pose en pratique aucune difficulté.
- La présence de fond continu dans les signaux détectés, ou d'offset dans l'électronique de détection. Toutefois comme nous l'avons indiqué (ch. III §A2), la plupart des signaux atomiques sont détectés en l'absence de fond. De plus dans de nombreux cas plusieurs renversements sont utilisés pour extraire un signal atomique. Cela explique que l'effet des offsets a lui aussi constitué un problème mineur.

2. Un exemple :

Une erreur systématique particulièrement dangereuse est associée aux imperfections dans le renversement du champ électrique (art. I). Si la direction \hat{E} du champ n'est pas orthogonale à la direction \hat{k} du faisceau laser, une symétrie du montage disparaît : la symétrie dans une rotation de π autour de \hat{E} , suivie d'un renversement du sens du temps ; il en résulte une orientation électronique le long de \hat{E} , d'origine Stark, proportionnelle à l'hélicité ξ :

$$\delta \propto \xi (\hat{E} \cdot \hat{k}) \hat{E}$$

Un renversement imparfait du champ (du à la présence de champs parasites ne se renversant pas avec la tension appliquée) lui donne une partie impaire dans ce basculement :

$$\delta \vec{p} \propto \xi \left[\left(\frac{\Delta \vec{E}}{E_0} \cdot \hat{k} \right) \hat{E}_0 + (\hat{E}_0 \cdot \hat{k}) \cdot \frac{\Delta \vec{E}}{E_0} \right] \quad (20)$$

où \hat{E}_0 est la direction du champ qui se renverse avec la tension et $\Delta \vec{E}$

représente le champ parasite indépendant de la tension. C'est par la composante de $\vec{\delta p}$ dans la direction d'observation \hat{k}_f que l'orientation \vec{p} initiale simule le signal violant la parité. Le rapport du signal parasite au signal parité est donné par :

$$\begin{aligned} S_{\text{sys.}} / S^{\text{pv}} &\sim (\beta / \int m E_1^{\text{pv}}) \cdot [(\Delta \vec{E} \cdot \hat{k}) (\hat{E}_o \cdot \hat{k}_f) + (\Delta \vec{E} \cdot \hat{k}_f) (\hat{E}_o \cdot \hat{k})] \\ &\sim (\Delta \vec{E} \cdot \hat{k}) (\hat{E}_o \cdot \hat{k}_f) + (\Delta \vec{E} \cdot \hat{k}_f) (\hat{E}_o \cdot \hat{k}) \quad (\Delta E \text{ en mV/cm}) \quad (21) \end{aligned}$$

On voit que l'effet systématique apparaît seulement sous l'effet combiné de 2 défauts dont l'un est un défaut d'alignement du montage ($\hat{E}_o \cdot \hat{k} \neq 0$ ou $\hat{E}_o \cdot \hat{k}_f \neq 0$) et l'autre un champ parasite (le long de \hat{k}_f ou \hat{k}). Quantitativement un mauvais alignement de 10^{-2} rad, combiné à un champ parasite de 100 mV/cm, engendre un signal parasite de la taille de SPV. Si volontairement on grossit l'un des défauts de façon connue, la mesure d'un effet ayant la signature du signal violant la parité peut devenir très sensible au défaut conjugué. Cette méthode est très utile pour contrôler plusieurs défauts apparaissant dans l'éq.21. Pour ne pas alourdir cet exposé nous nous limitons ici à la description du contrôle des deux défauts conjugués $\Delta \vec{E} \cdot \hat{k}$ et $\hat{E}_o \cdot \hat{k}_f$ permettant l'estimation du premier terme.

a) Contrôle du défaut angulaire $\hat{E}_o \cdot \hat{k}_f$: défaut d'orthogonalité entre la direction moyenne de détection et le champ créé par les électrodes principales :

Au vu de l'effet systématique décrit par l'éq.21, on prédit que l'application d'un champ auxiliaire $(\Delta \vec{E} \cdot \hat{k})$ le long de \hat{k} amplifie l'effet du défaut angulaire à contrôler et donne lieu à un faux signal parité. En pratique un champ $\Delta \vec{E} \cdot \hat{k} \approx 10V/cm$ peut être créé au moyen d'électrodes auxiliaires. Dans ces conditions, un angle $\hat{E}_o \cdot \hat{k}_f$ de 10^{-2} rad. se manifeste par un signal en tout point identique au signal parité sauf qu'il lui est 100 fois supérieur en module et que son signe dépend du signe du champ auxiliaire. Un tel signal est facilement identifiable et se mesure en un temps d'intégration qui n'a rien d'excessif : 30mn d'intégration permettent d'atteindre le mrad. En pratique la mesure est effectuée au cours de séquences auxiliaires régulièrement réparties au cours de l'acquisition de données.

b) Contrôle du champ parasite $\vec{\Delta E} \cdot \hat{k}$:

Inversant le rôle des deux défauts conjugués nous cherchons dans une autre étape, à amplifier le défaut géométrique $\hat{E}_o \cdot \hat{k}_f$ dans le but de faire apparaître un faux signal parité (impair en $\hat{E}_o \cdot \hat{k}_f$) qui soit caractéristique du champ parasite $\vec{\Delta E} \cdot \hat{k}$ spontané. Il n'est pas simple de changer la direction moyenne d'observation, \hat{k}_f , de manière connue et reproductible. Il se trouve qu'il existe une méthode physiquement équivalente et simple à mettre en oeuvre. L'examen de l'éq. 20 indique que l'effet systématique à contrôler résulte de l'orientation électronique créée dans l'état excité le long de \hat{E}_o , proportionnellement à $\vec{\Delta E} \cdot \hat{k}$. Or la direction de cette orientation électronique peut être modifiée par effet Hanle dans un champ magnétique. Par suite une manière simple et contrôlable de simuler le défaut $\hat{E}_o \cdot \hat{k}_f$ consiste à appliquer un champ magnétique \vec{H} le long de \hat{k} . Un champ de 10 gauss équivaut à un défaut angulaire $\hat{E}_o \cdot \hat{k}_f \approx 0,5$ rad. La mesure de $\vec{\Delta E} \cdot \hat{k}$ se fait donc lors de séquences auxiliaires nécessitant l'application du champ $\vec{H} // \hat{k}$ et l'extraction d'un faux signal parité impair dans ce champ. La méthode est à la fois non ambiguë et sensible : en un temps d'intégration de 30 mn, un écart standard sur la mesure équivaut à un champ électrique de 10 mV/cm environ.

3. La compensation des défauts et les limites de la méthode :

Les défauts mesurés sont réduits dans la mesure du possible. Dans certains cas il existe un procédé de compensation direct et évident. Ainsi l'alignement du faisceau laser peut être ajusté, par réglage micrométrique, de manière à annuler le défaut mesuré au milliradian près. Ce réglage s'avère stable au cours des mesures. Un champ électrique parasite le long de \hat{k} peut aussi être directement compensé par un champ créé en sens opposé au moyen des électrodes auxiliaires. (En pratique ce champ n'excédait pas 30 mV/cm).

Pour d'autres défauts les moyens de compensation mis en oeuvre sont plus sophistiqués. Nous avons déjà mentionné au chapitre précédent que la biréfringence du hublot met en oeuvre deux procédés de compensation, l'un direct s'attaquant à la cause, l'autre plus fin mais indirect s'attaquant à l'effet. Nous ne voulons pas décrire ici tous les procédés de compensation

utilisés (voir art. XI-§ 2.), mais seulement indiquer qu'en principe et en pratique, nous pouvons parvenir à annuler, au bruit près, la valeur de tous les défauts mesurés à partir de signaux atomiques.

Cependant nous n'allons pas pour autant affirmer que les erreurs systématiques associées à ces défauts sont nulles. La méthode que nous utilisons a ses limites qu'il faut savoir reconnaître. Nous indiquons ici celles qui nous paraissent les plus sérieuses :

- Il est apparu que le changement de configuration nécessaire au contrôle d'un défaut peut, par suite de ses propres imperfections, modifier très légèrement la valeur du défaut par rapport à sa valeur au cours des mesures parité. Ces imperfections ont été identifiées et chiffrées au cours de mesures annexes. En aucun cas elles n'ont conduit à une correction des données parité. Par contre elles ont été prises en compte dans l'estimation de l'incertitude systématique.

- La mise en oeuvre d'un procédé de compensation indirect revient à compenser l'effet d'un défaut par celui d'un défaut de nature différente facilement contrôlable. Il présente souvent le risque ne pas être rigoureusement exact. Il importe donc de vérifier s'il est utilisé dans ses limites de validité. C'est un problème que l'on rencontre par exemple lorsqu'on corrige un effet de biréfringence par une modulation de l'intensité laser (ch. IV §2 et art. III).

- Il faut aussi prendre en compte l'extension du volume d'observation (indispensable sinon la statistique serait déplorable). Les quantités que nous mesurons et minimisons sont les valeurs moyennes des défauts δ_1 et δ_2 tandis que l'effet systématique est la quantité $\delta_1\delta_2$. Lorsque δ_1 et δ_2 sont rendus négligeables, des corrélations entre les inhomogénéités de δ_1 et δ_2 peuvent rendre $\delta_1\delta_2$ aussi grand que le produit $(\langle \Delta_1^2 \rangle \cdot \langle \Delta_2^2 \rangle)^{1/2}$ de leurs inhomogénéités respectives. Nous avons pu, dans une certaine mesure, vérifier l'absence de grandes inhomogénéités corrélées par des mesures auxiliaires réalisées sitôt la fin du run. Ces mesures consistent à sélectionner une moitié puis l'autre de la région d'observation, au moyen d'un masque placé sur une moitié puis l'autre de la surface détectrice. De plus pour estimer l'incertitude systématique nous avons pris en compte non seulement les valeurs moyennes des défauts, avec leurs incertitudes statistiques, mais aussi leurs inhomogénéités estimées.

-Un problème similaire se poserait si deux défauts conjugués fluctuaient au cours du temps. Les corrélations temporelles pourraient alors entrer en ligne de compte et ne seraient pas correctement évaluées dans le cas de défauts conjugués mesurés à des instants différents. En pratique la question ne s'est pas posée car les défauts spontanés du montage dérivait très lentement à l'échelle de nos séquences de mesure. On pouvait en particulier vérifier sur les données qu'il n'y avait pas de différence significative entre :

$$\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \delta_1(nT) \cdot \delta_2(nT+\tau) \quad \text{et} \quad \left[\frac{1}{N} \sum_n \delta_1(nT) \right] \times \left[\frac{1}{N} \sum_n \delta_2(nT+\tau) \right] ,$$

où T est la période des mesures de contrôle et τ l'intervalle de temps entre les mesures relatives aux deux défauts.

4. Incertitude systématique finale :

Pour parvenir à maintenir les erreurs systématiques "en permanence" au niveau de quelques % de l'effet violant la parité, nous avons consacré 25% du temps de mesure total aux mesures de contrôle (régulièrement réparties). "En permanence" signifie que sur une durée très courte devant le temps total d'intégration, nous avons une estimation de chaque erreur systématique avec une incertitude très faible devant l'erreur statistique affectant la mesure du signal parité. Ceci peut s'illustrer à l'aide de quelques valeurs numériques. Nous désignons par S_{th}^{PV} la valeur théorique de l'effet violant la parité (prédite dans le cadre du modèle standard). Une échelle de temps caractéristique de nos mesures est 30mn, durée d'un cycle au terme duquel tous les paramètres de l'expérience jugés utiles se trouvaient mesurés. Sur cette durée, l'é.q.m. statistique sur le signal parité était typiquement $\sigma^{PV} = 4S_{th}^{PV}$ (rapport signal sur bruit de 1/4); par contre l'é.q.m. statistique sur chaque effet systématique recensé se trouvait être 20 fois plus faible, c'est-à-dire $\sigma^{SYS} \approx 5\% \sigma^{PV}$. En outre au niveau de précision atteint, la valeur moyenne de chaque erreur systématique estimée ne sortait pas du bruit.

Cela apparaît sous une forme un peu différente sur la figure 16. La valeur moyenne m_k du signal parité déduite de la $k^{\text{ème}}$ série de mesures (soit environ 10h d'opération) est représentée par un point, avec une barre

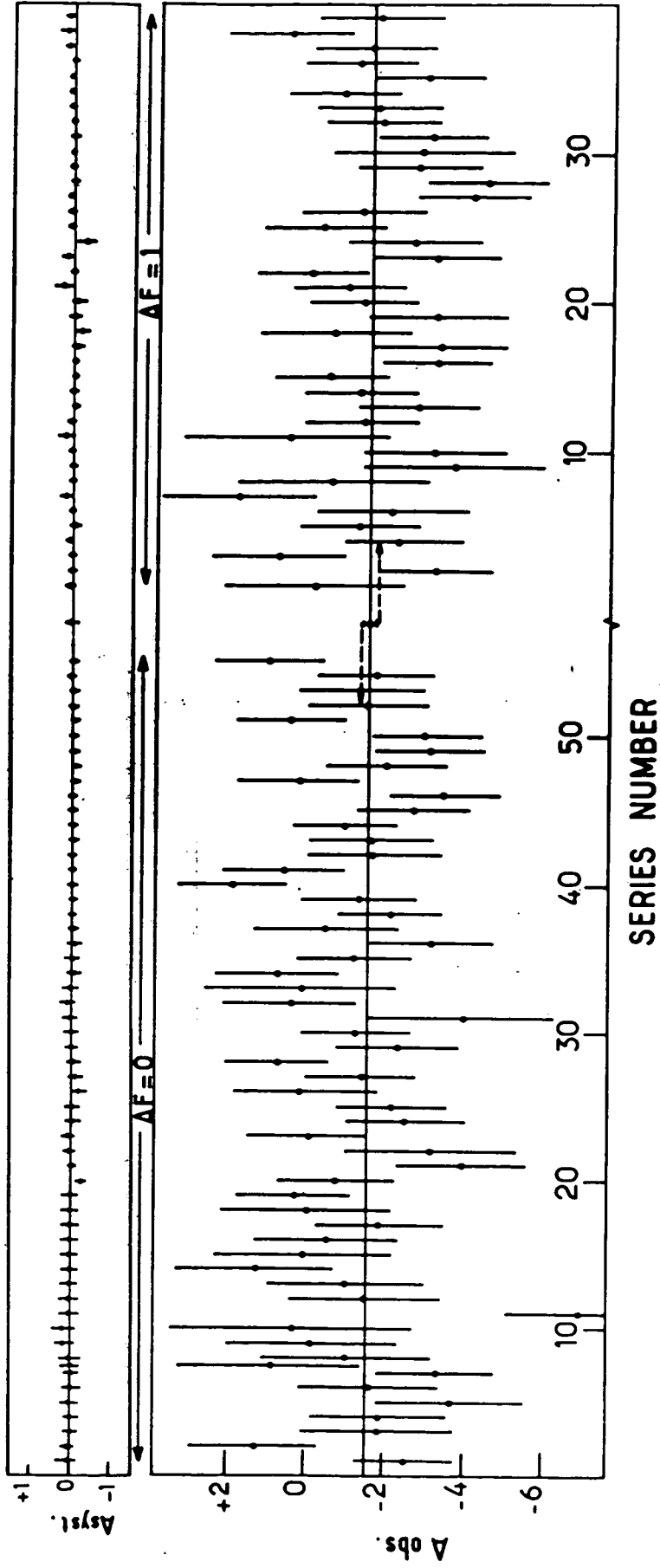


Figure 16 : Signal parité observé, A_{obs} , converti en terme du paramètre $\int mE_1^{PV} / \beta$ (mV/cm) et erreur systématique estimée, A_{syst} , à l'issue des séries successives (une série correspond à environ 10h d'intégration). Pour la définition des barres d'erreur, voir le texte (§V-A4).

d'erreur égale à 1 écart standard σ_k^{pv} ; l'erreur systématique globale, c'est-à-dire la somme algébrique $\sum_i m_k^i$ des $i = 1$ à 5 erreurs systématiques recensées, est représentée par un point au dessus avec une barre d'erreur correspondant à la quantité :

$$\left\{ \sum_{\text{syst. } i} \left[(m_k^i)^2 + (\sigma_k^i)^2 + (\delta_k^i)^2 \right] \right\}^{1/2}$$

où δ_k^i est une incertitude non statistique due aux limites de nos méthodes de contrôle (§ précédent). On observe pour chaque série k :

$$\left| \sum_{\text{syst. } i} m_k^i \right| \ll \sigma_k^{pv}$$

et

$$\sum_i (m_k^i)^2 + \sum_i (\sigma_k^i)^2 + \sum_i (\delta_k^i)^2 \ll (\sigma_k^{pv})^2$$

La 2^{ème} inégalité implique que si l'erreur globale est quasi nulle (1^{ère} inégalité), c'est non pas par compensation accidentelle entre effets systématiques m_k^i de signes opposés, mais bien parce que chaque effet est lui même très petit.

Ces résultats par série justifient le traitement statistique de l'ensemble des données parité sur lequel nous reviendrons (§B2). La valeur moyenne des erreurs systématiques estimées au cours des séries successives correspond à $\sim 3\%$ du résultat final observé dans la première transition ($\Delta F=0$), et à $0,5\%$ dans le cas de la deuxième transition ($\Delta F=1$) où les défauts ont été mieux contrôlés; dans les deux cas cette valeur n'a pas de signification réelle, l'incertitude statistique qui l'affecte (1 à 2%) étant du même ordre ou même supérieure. (Néanmoins une correction a été effectuée dans le premier résultat). Cette incertitude statistique a été englobée dans l'incertitude systématique finale.

Les incertitudes non statistiques dans l'évaluation des effets systématiques, pratiquement constantes au cours des séries successives, affectent de la même manière les résultats partiels et le résultat final. Déjà dominantes à l'échelle des séries de la 1^{ère} mesure ($\Delta F=0$), elles le demeurent dans le résultat final correspondant, conduisant à une incertitude systématique typique de 7 à 8%. Dans la 2^{ème} mesure ($\Delta F=1$) ces incertitudes non statistiques ont été pour la plupart réduites (multipassage plus efficace, absence de champs parasites, expérience acquise au cours de la 1^{ère} mesure...); en contrepartie l'incertitude de calibration du signal parité s'est trouvé accrue (4% au lieu de 1%) à cause de

la nécessité de revenir sur la 1^{ère} transition pour la calibration (voir chap. IV §F). Il résulte finalement une incertitude systématique typique aussi de 7 à 8%. (Pour un chiffrage détaillé, voir art. IV-tableau 2 et art. VIII-tableau 1).

Avant de donner les résultats il est important de discuter le deuxième problème majeur dans l'expérience parité, celui de l'incertitude statistique.

B. L'INCERTITUDE STATISTIQUE :

1. Optimisation du rapport signal/bruit :

C'est le bruit qui détermine en pratique dans notre expérience la durée totale du temps d'acquisition de données nécessaire pour atteindre un certain niveau de précision aussi bien sur la mesure du signal violant la parité que sur l'estimation des incertitudes systématiques. Nous avons cherché à atteindre la limite ultime associée à la nature quantique de la lumière de fluorescence atomique : le bruit statistique (ou bruit de photons) associé au signal de fluorescence.

De nombreuses causes de bruit ont été successivement réduites :

- celles indépendantes du signal de fluorescence : par exemple le bruit intrinsèque du détecteur, le rayonnement thermique du four à césium ;
- celles associées aux fluctuations de ce signal (grâce aux stabilisations en fréquence et en intensité du laser, et au maintien d'une tension de vapeur stable).

Le bruit de photons étant proportionnel à la racine carrée du nombre de photons de fluorescence, il en est de même du rapport signal/bruit. Les méthodes les plus efficaces pour accroître ce rapport ont d'abord été :

- la réalisation du multipassage du faisceau laser et l'augmentation de la puissance laser disponible;
- la collection de la lumière de fluorescence avec une optique de grande ouverture.

L'augmentation de la tension de vapeur de césium est elle aussi en principe favorable pour améliorer le rapport S/B. En pratique, une limitation vers les fortes densités intervient nettement au delà de $P_{Cs} \sim 0,1$ torr ($t \approx 200^\circ\text{C}$). Elle a plusieurs origines :

- une dépolarisation de l'état 7S par collisions Cs-Cs ;
- une augmentation excessive du rayonnement IR du four ;
- une augmentation excessive de l'intensité de fluorescence induite par collisions Cs-Cs proportionnellement à P_{Cs}^2 ;
- l'apparition d'un bruit proportionnel au signal de fluorescence, associé aux instabilités de densité atomique, difficiles à contrôler aux faibles pressions de gaz tampon ($< 0,5$ torr d'He) auxquelles nous devons opérer. (Une pression plus forte, en présence de l'irradiation laser très intense, favoriserait l'apparition de décharges dans la vapeur de césium au cours des basculements répétés du champ électrique).

C'est en dernier lieu le choix de la grandeur E du champ électrique qui a été déterminant pour optimiser le rapport S/B. Rappelons que dans ce rapport S représente le signal violant la parité proportionnel au terme d'interférence électrofaible $\int_m E_1^{pV} E_1^{ind}$, donc linéaire en E . La figure 17a illustre la variation avec E du rapport S/B (à valeur fixée des autres paramètres). En dessous d'une valeur minimale, E_{min} , le bruit indépendant du signal, et donc indépendant de E , domine ; par suite le rapport S/B croît comme E . Au delà de E_{min} , le bruit dominant est le bruit de photons associé à la fluorescence induite par le champ électrique (bruit irréductible) ; c'est un bruit proportionnel à la racine carrée de la fluorescence, donc à E ; par conséquent le rapport S/B devient, pour $E > E_{min}$, indépendant du champ électrique. En pratique on observe en outre qu'il existe une valeur E_{max} au delà de laquelle le rapport S/B commence à décroître, du fait probablement de l'existence d'un bruit résiduel proportionnel à la fluorescence, bruit en E^2 . (Lorsque ce bruit domine, S/B décroît comme l'inverse $1/E$ du champ). Le point important est qu'il existe une plage ($E_{min} < E < E_{max}$) où le rapport S/B est voisin de la valeur optimum correspondant au bruit de photons associé à la fluorescence induite par le champ électrique.

D'autre part du point de vue des erreurs systématiques il est préférable de ne pas trop réduire l'asymétrie à mesurer $\int_m E_1^{pV} / E_1^{ind} \propto 1/E$ (voir tableau 2, chap. IV), donc d'opérer dans un champ électrique restreint. Par conséquent en pratique on choisit d'opérer au voisinage de E_{min} . Remarquons que E_{min} étant le champ électrique nécessaire pour que le bruit de photons associé à la fluorescence Stark domine, sa valeur est nécessairement plus grande (par un facteur ~ 10) sur la composante hyperfine $\Delta F=1$ que sur celle $\Delta F=0$: en effet

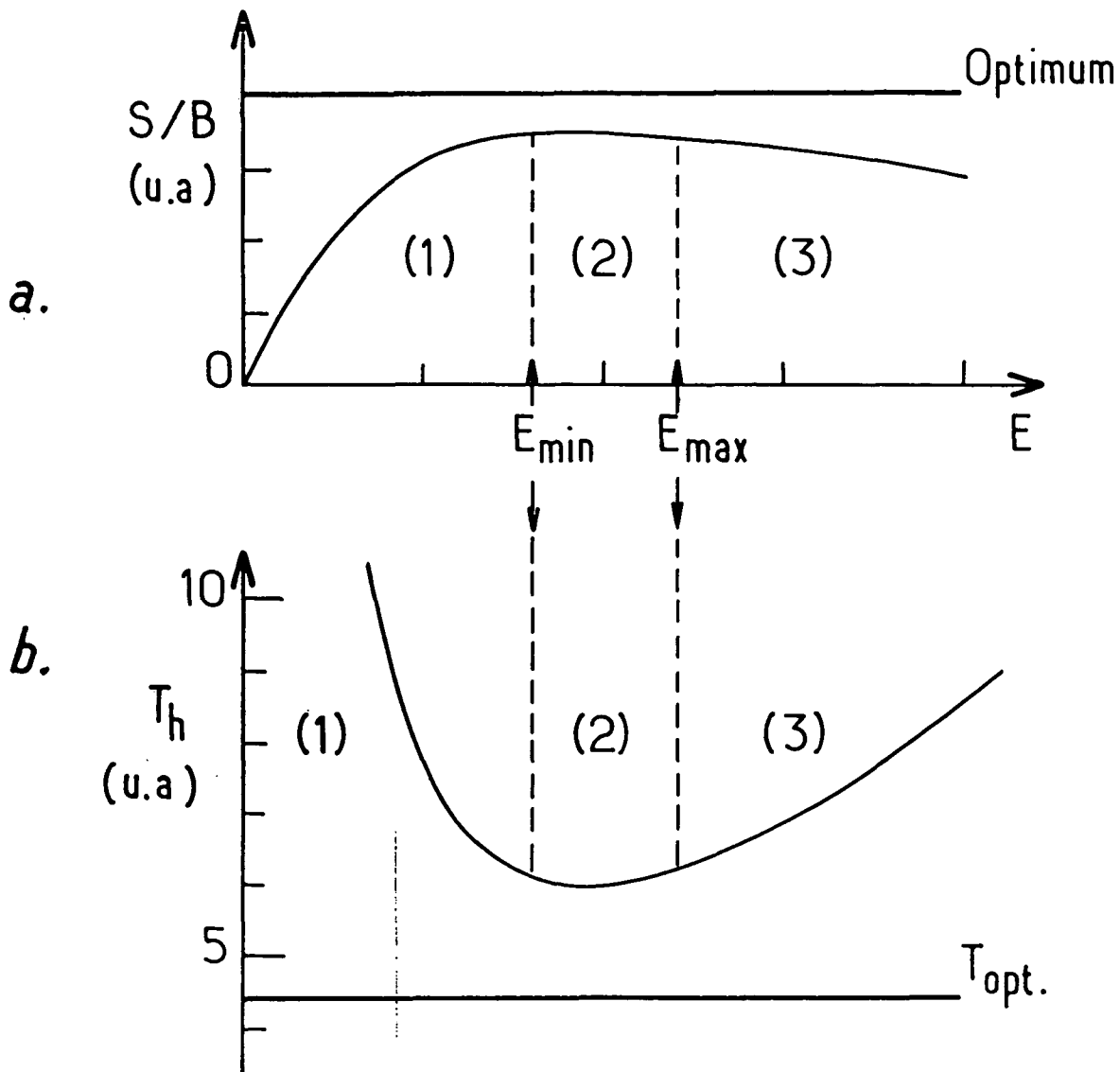


Figure 17 : (a) Schéma illustrant l'allure typique de la variation du rapport Signal/Bruit en fonction du champ électrique E ;
 (b) Variation correspondante du temps T_h nécessaire pour obtenir $S/B = 1$

S : signal parité proportionnel à E . En général B est de la forme $B = (B_0^2 + aE^2 + bE^4)^{1/2}$. Suivant la nature du bruit dominant, on distingue trois plages :

- (1) $E < E_{min}$: $B \simeq B_0$ (bruit indépendant du signal)
- (2) $E_{min} < E < E_{max}$: $B \propto E$ (bruit statistique associé à la fluorescence Stark)
- (3) $E_{max} < E$: $B \propto E^2$ (bruit non statistique dépendant de la fluorescence)

l'intensité de fluorescence à même valeur du champ électrique, est plus faible (par un facteur de l'ordre de $(\alpha/\beta)^2 \approx 100$) pour $\Delta F=1$ que pour $\Delta F=0$.

Ces considérations ont déterminé le choix des conditions opératoires au cours de chacune des deux mesures sur les deux composantes hyperfines : elles se trouvent résumées dans le tableau 4. Dans les deux cas, en dépit de conditions très différentes, le bruit statistique associé au signal de fluorescence induit par le champ électrique a été atteint. Le maintenir tout au long des moyennages a nécessité une attention constante dans les réglages (intensité et direction du faisceau laser, régime régissant la tension de vapeur, multi-passage, ...). Ces réglages s'effectuaient en suivant l'indication du niveau de bruit "instantané" fournie par un moyenneur de bruit analysant en permanence le signal du détecteur (décrit dans l'art. XI § 2.12). Rappelons que le temps de mesure nécessaire pour atteindre une précision donnée croît comme le carré de l'inverse du rapport S/B (fig. 17b). Il est donc important de ne pas accepter la moindre dégradation de ce rapport.

Tableau 4: Conditions expérimentales typiques pendant l'acquisition des données

	$\Delta F=0$	$\Delta F=1$
Puissance laser à l'entrée de la cellule (mW)	200	250
ou flux de photons/seconde (ph/s)	6×10^{17}	$7,5 \times 10^{17}$
champ électrique (V/cm)	100	650
densité d'atomes de césium (at./cm ³)	$1,6 \times 10^{15}$	8×10^{14}
	($t \approx 200^\circ\text{C}$)	($t \approx 185^\circ\text{C}$)
pression de gaz tampon (torr)	0,35	0,15
flux de la fluorescence détectée (ph/s)	$1,2 \times 10^9$	4×10^8
(ou puissance (W))	($1,8 \times 10^{-10}$)	(6×10^{-9})
taux de fluorescence prédit	10^{-6}	3×10^{-5}
efficacité de la collection des photons	$\sim 10^{-3}$	$\sim 10^{-3}$
flux non modulés (ph/s) :		
fluorescence induite par collisions Cs-Cs	$1,2 \times 10^8$	6×10^7
rayonnement I.R. du four	$1,5 \times 10^8$	

2. Estimation du bruit :

Une estimation du bruit déduite des données parité acquises au cours de temps d'intégration successifs égaux à 30 mn, indiquait la stabilité du niveau de bruit tout au long des moyennages. Le temps d'intégration pour un rapport signal/bruit unité a été typiquement 6 heures, correspondant à environ 9 heures d'opération. (Outre les mesures de contrôle des défauts, des temps dits "morts" sont consacrés à la restabilisation de l'expérience après chaque basculement d'un paramètre). La distribution du bruit observé sur les données relatives à une série (c'est-à-dire à 1 point de la figure 16) est en accord avec une distribution gaussienne, (comme attendu d'après le théorème central limite puisque chaque donnée résulte déjà d'une moyenne portant sur un grand nombre d'échantillons).

Les interruptions (nécessaires aux réajustements des paramètres, au changement de colorant, ...) étaient pratiquées entre deux séries. La combinaison des séries k a été effectuée de deux manières : soit en les pondérant par leur bruit propre $(1/\sigma^2 \nu_k)^2$, soit en donnant un poids égal à toutes les données parité; les deux résultats finaux correspondant sont très voisins, une autre indication de la stabilité du bruit. D'autre part l'estimation du bruit déduite de la dispersion des moyennes m_k des séries successives est tout à fait compatible avec celle déduite de leurs bruits σ_k respectifs : c'est ce qu'indique le résultat du test de χ^2 défini par :

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^{\nu+1} \left(\frac{m_k - m}{\sigma_k} \right)^2, \quad \text{où } \nu+1 \text{ est le nombre de séries ;}$$

1ère mesure ($\Delta F=0$) : $\chi^2/\nu = 71/66$

2ème mesure ($\Delta F=1$) : $\chi^2/\nu = 34/40$

(et ensemble $\chi^2/\nu = 107/107$).

Les incertitudes statistiques finales sur les deux mesures parité (relatives aux deux composantes hyperfines) sont chacune de $\sim 16\%$ (à 1 écart standard) ; elles correspondent à plusieurs centaines d'heures de moyennage.

CHAPITRE VI

TESTS DE FIABILITE

Nous regroupons dans ce chapitre un certain nombre de tests effectués d'une part pour accroître la fiabilité des résultats de nos mesures parité, et d'autre part pour évaluer la fiabilité de la théorie atomique indispensable à l'interprétation théorique de ces résultats.

Ces tests sont de natures très différentes et se classent en trois catégories :

(1) Tests de cohérence réalisés sur les données parité, essentiellement en vue de dépister des erreurs systématiques inattendues dans le cadre de notre modèle décrivant les effets systématiques.

(2) Tests des méthodes expérimentales employées pour mesurer le signal parité ou pour contrôler les effets systématiques. Une méthode peut être mise à l'épreuve en étant utilisée pour mesurer un effet connu par avance, ou bien en comparant les résultats auxquels elle conduit à ceux issus d'une méthode totalement indépendante. Tester la méthode expérimentale a aussi consisté à comprendre, de manière à la fois qualitative et quantitative, tous les effets et tous les signaux présents dans les diverses configurations expérimentales mises en oeuvre au cours des mesures parité, au centre et aussi au voisinage des diverses composantes hyperfines de la transition 6S-7S. Il nous a semblé indispensable que tous les effets soient compris pour avoir plus de chance de ne laisser échapper aucun effet systématique.

(3) Tests de la théorie atomique, consistant à mesurer des paramètres physiques prédits par le même modèle atomique que celui qui prédit l'amplitude faible violant la parité dans le césium. Le calcul de E_1^{PV} dépend d'une part des fonctions d'onde à l'extérieur du coeur, mises en jeu dans l'interaction avec le champ de rayonnement, et d'autre part des fonctions d'onde à l'origine, mises en jeu dans l'interaction faible à très courte portée.

Par conséquent le modèle doit être capable de prédire à la fois les forces d'oscillateur, ou la durée de vie et les polarisabilités, mais aussi l'effet d'une interaction de contact telle que par exemple l'interaction hyperfine, et l'importance d'effets à n-corps dans une telle interaction.

Finalement une étude approfondie de la transition 6S-7S est indispensable pour accompagner la mesure de l'effet de violation de parité.

A. TESTS DE COHERENCE SUR LES DONNEES PARITE :

Contre les effets systématiques imprévus dans le cadre de notre modèle, plusieurs types de protection sont utilisés au cours de l'analyse des données. Tout d'abord il existe une certaine redondance dans les résultats parité et ceci à deux niveaux au moins :

(i) le signal de violation de parité apparaît à deux fréquences de modulation différentes analysées séparément : les deux canaux de détection sont en accord :

(ii) la phase de la modulation de l'hélicité du faisceau laser peut être périodiquement renversée de π en basculant la tension "quart-d'onde" appliquée au modulateur de polarisation : les valeurs mesurées avec les deux phases sont en accord; ceci confirme que l'effet observé est comme attendu proportionnel à l'hélicité des photons incidents.

Par ailleurs au cours de la première mesure parité (transition $\Delta F=0$), nous avons inversé le sens de rotation, a priori indifférent, des lames demi-onde du modulateur: les résultats relatifs aux deux sens sont en accord. Au cours de la seconde mesure (transition $\Delta F=1$) le miroir de renvoi du multipassage a été périodiquement tourné de 90° (cf. chap. IV § D1) : les signaux mesurés avec les deux orientations concordent.

En outre nous disposons de mesures de zéro, qui effectivement donnent un résultat nul. L'une est obtenue par détection synchrone en quadrature de phase avec le signal de violation de parité attendu. Une autre consiste à analyser les données en supposant que chaque paramètre à deux états est renversé de façon périodique (+ - + - ...) alors que l'ordre (-+ ou +-) dans lequel on effectue chaque renversement est tiré au

sort. Nous avons aussi effectué sur les données divers tests statistiques concernant la forme de la distribution de bruit (voir § VB2) ou vérifiant l'absence de corrélations indésirables. Par exemple, une corrélation entre les signaux parité détectés aux deux fréquences de modulation aurait pu indiquer la présence d'un effet systématique fluctuant, commun aux deux canaux de détection ; une corrélation temporelle sur l'un ou l'autre des canaux aurait pu impliquer la présence d'un effet parasite fluctuant lentement.

Enfin le recoupement entre les deux résultats obtenus sur deux composantes hyperfines distinctes ($\Delta F = 0$ et $\Delta F = 1$) constitue un test important contre d'éventuels effets systématiques omis. Dans les deux cas les observables physiques par l'intermédiaire desquelles s'effectuent la mesure de violation de parité ainsi que le contrôle de la plupart des effets systématiques, sont différentes. De plus, l'orientation violant la parité attendue était deux fois plus grande et de signe opposé dans la deuxième mesure. Par ailleurs certains paramètres de l'expérience (p.60, tableau 4) et certains éléments du montage (tels que les dimensions de la surface détectrice, et par conséquent celles de la zone observée) avaient subi des modifications notables. Les deux mesures représentent donc deux expériences indépendantes (art. IV et VIII).

B. TESTS DE LA METHODE EXPERIMENTALE

1. Rappel des propriétés de la transition 6S-7S et de la méthode expérimentale :

L'interaction atome - onde laser s'effectue par l'intermédiaire d'un dipôle électrique effectif (agissant dans l'espace des spins électroniques), défini par son élément de matrice :

$$\langle 7S, m'_S | \vec{d} | 6S, m_S \rangle = \langle 7S, m'_S | -\alpha \vec{E} - i\beta \vec{\sigma} \times \vec{E} + M'_1 \vec{\sigma} \times \hat{k} - i\mathcal{J} m \epsilon \rho_1^V \vec{\sigma} | 6S, m_S \rangle$$

où \vec{E} est le champ électrique appliqué, \hat{k} la direction du faisceau laser. α et β sont les polarisabilités scalaire et vectorielle de transition responsables des amplitudes dipolaires électriques $E_1^{ind} = \alpha E$ et βE respectivement.

L'amplitude dipolaire magnétique M'_1 dépend de la composante hyperfine $6S, F \rightarrow 7S, F'$ selon :

$$M'_1 = M_1 + (F' - F) M_1^{hf} \quad (22)$$

M_1 provient d'effets relativistes (du type de ceux responsables de la déviation du facteur gyromagnétique du césium par rapport à celui de l'électron libre ⁽⁹⁾), et M_1^{hf} du mélange induit entre les états S par l'interaction hyperfine. Enfin l'amplitude faible violant la parité $\mathcal{J}mE_1^{pv}$ est le paramètre mesuré dans les deux expériences parité effectuées sur les transitions hyperfines $\Delta F = 0$ et $\Delta F = 1$.

Les grandeurs physiques détectées sont la population et l'orientation électronique de l'état 7S, déduites respectivement des signaux de fluorescence totale et polarisée circulairement, émis sur la raie 7S-6P_{1/2}. Le signal du détecteur contient des contributions des divers termes croisés (interférences) ou carrés, apparaissant dans le carré de l'élément de matrice du hamiltonien d'interaction $-\vec{d} \cdot \vec{E}$ avec l'onde laser de polarisation \vec{E} . A résonance pour une composante hyperfine, chaque contribution se distingue par son comportement spécifique dans le renversement des composantes des champs électrique \vec{E} et/ou magnétique \vec{H} , ou par une modulation caractéristique de la polarisation circulaire ou linéaire de \vec{E} , ou encore par une modulation caractéristique de la polarisation circulaire des photons de fluorescence détectés. D'autre part la valeur moyenne de chaque observable satisfait à des règles de sélection précises dépendant des valeurs initiale et finale du moment angulaire total : il résulte que chaque signal atomique doit varier, d'une composante hyperfine à une autre, par un facteur de moment angulaire connu.

La liste de ce que nous entendons par tests de la méthode expérimentale est présentée dans le tableau 5.

Tableau 5: Les tests de la méthode expérimentale

<p>- Compréhension des signaux :</p> <ul style="list-style-type: none"> . profil hyperfin observé sur l'intensité de fluorescence totale : absence de fond continu et de structure moléculaire; . variations en fonction de \vec{E} et \vec{H} (direction et module) de $\vec{P}^{(1)}$ et $\vec{P}^{(2)}$; . règles de sélection satisfaites par les signaux S_1 et S_2 associés à $\vec{P}^{(1)}$ et $\vec{P}^{(2)}$. <p>- Tests du procédé de calibration de \vec{P}^{PV} :</p> <ul style="list-style-type: none"> . isotropie de la relaxation de \vec{P} dans l'état 7S; . recours à un étalon absolu de polarisation. <p>- Tests des techniques d'excitation et de détection par recouplement de deux mesures indépendantes de M_1/β, M_1^{hf}/M_1, α/β.</p> <p>- Tests des méthodes de contrôle des défauts du montage.</p> <p>- Tests sur la reconstitution des effets systématiques.</p>

2. Compréhension approfondie des signaux conservant la parité :

Une première catégorie de tests a consisté à :

- comprendre les formes de raie sur le profil hyperfin de la transition 6S-7S induite par un champ électrique (rappelons qu'on s'apprête à comparer les résultats de mesures parité effectuées dans des conditions opératoires différentes (tableau 4), sur deux composantes hyperfines dont les intensités, pour une même valeur du champ électrique, diffèrent par plus de deux ordres de grandeur) ;
- vérifier les règles de sélection en comparant la grandeur de chaque signal CP sur les quatre composantes hyperfines; (ces règles interviennent en particulier dans la comparaison des deux mesures parité) ;

-vérifier l'absence (quasi) totale de fond continu sur chaque signal conservant la parité (CP) (*) ;

-vérifier la dépendance spécifique de chaque signal CP vis à vis de la grandeur et de la direction des champs électrique et/ou magnétique. En particulier chaque mesure parité est le résultat de mesures partielles effectuées à des valeurs différentes du champ électrique (variant entre 100 et 200 V/cm pour la première mesure, et entre 600 et 700 V/cm pour la seconde) ; pour regrouper les résultats partiels sur chaque transition, puis pour comparer entre eux les résultats des deux transitions, nous avons supposé une variation en $1/E$ du rapport S_{PV}/S_2 (rapport du signal parité associé à l'interférence $E_1^{PV} - E_1^{ind}$, au signal étalon associé à l'interférence $\alpha E - \beta E$).

Nous n'allons pas ici décrire tous les tests effectués sur chaque signal CP. Nous présentons quelques expériences parmi les plus significatives.

a) Spectre hyperfin de la fluorescence totale:

L'examen détaillé du profil hyperfin de la transition 6S-7S a été effectué sur le grand signal $S_0 \sim (E_1^{ind})^2$ associé à la fluorescence totale induite par le champ électrique \vec{E} , dans différentes conditions expérimentales en particulier celles correspondant aux mesures parité (voir en particulier fig. 5 et art.V). Les raies séparées par les écarts caractéristiques des structures hyperfines des états 6S et 7S, sont des gaussiennes de largeur Doppler élargies sur les ailes par collisions (profils de Voigt). Aucun effet parasite lié à la présence ou à la grandeur du champ électrique, ou à l'intensité de l'irradiation laser dans la cellule, n'est décelable. Nous avons déjà souligné l'absence de fond continu sur ce signal (ch.III §A2).

(*) En présence du champ \vec{E} les seuls signaux sur lesquels un fond continu soit décelable sont ceux qui ne font pas intervenir une dépendance explicite sur la direction de \vec{E} , comme par exemple le signal de fluorescence polarisée $S_2 \propto \alpha \beta E^2 \hat{\epsilon} \cdot \hat{k} \cdot \hat{\epsilon}_f \hat{k}_f$. Cet effet analysé dans l'article X conduit à appliquer une correction sur le signal de calibration, évaluée à partir de mesures en champ $E=0$, qui est au plus de l'ordre de 1% du signal S_2 .

b) Etude des orientations électroniques $\vec{P}^{(1)}$ et $\vec{P}^{(2)}$:

Parmi les signaux CP, le signal S_1 (associé à l'orientation électronique $\vec{P}^{(1)}$ créée par interférence $M_1 - E_1^{ind}$) est celui qui présente le plus d'analogies avec le signal parité (interférence $E_1^{PV} - E_1^{ind}$). En particulier S_1 et S^{PV} varient linéairement avec \vec{E} et satisfont à des règles de sélection communes. Ils ne diffèrent que par leur dépendance sur l'état de polarisation du faisceau. C'est pourquoi nous avons attaché de l'importance à étudier ce signal de façon aussi complète que possible. Cette étude s'est effectuée en simple passage du faisceau laser afin de ne pas réduire ce signal (impair dans le sens de propagation et indépendant de l'hélicité).

Il est intéressant de comparer le signal S_1 au signal étalon $S_2 \propto E \cdot \beta E$. La figure 18 montre la variation avec E du rapport S_1/S_2 mesuré sur une transition $\Delta F=0$, rapport en principe égal à $M_1/\beta E$: la proportionnalité à $1/E$ est vérifiée au niveau du %. (De manière analogue, dans l'expérience parité la quantité mesurée, S^{PV}/S_2 , est en principe $\propto E_1^{PV}/\beta E$ pour la transition $\Delta F=0$). Outre le test de la théorie qu'elle constitue, cette vérification met aussi en évidence, dans une large mesure, l'absence de fond continu sur chacun des signaux S_1 et S_2 détectés.

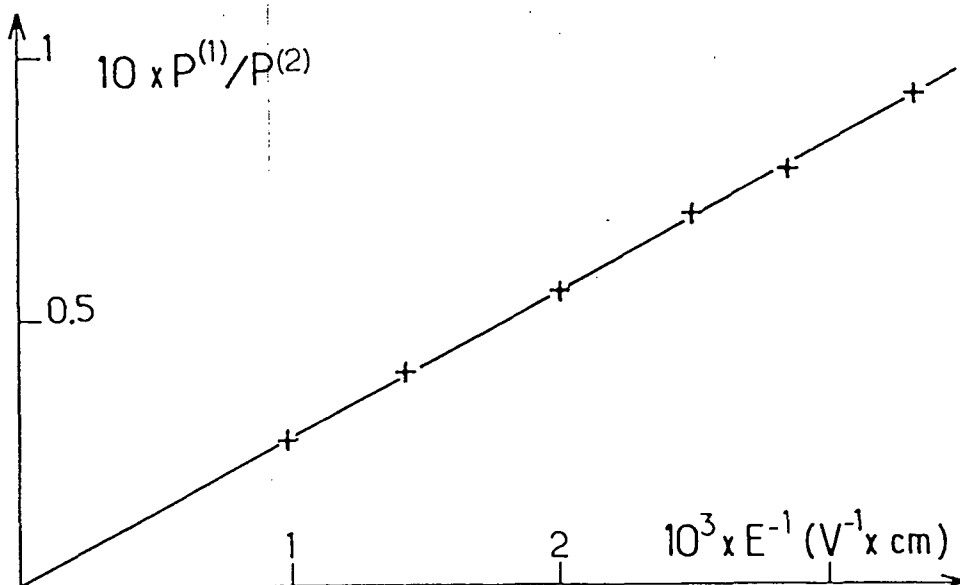


Figure 18 : Points expérimentaux (+) et fit linéaire .

La mesure de S_1 sur les diverses composantes hyperfines permet de tester les règles de sélection directement mises en jeu dans les deux mesures parité effectuées sur les composantes (3 → 4) et (4 → 4). Ainsi la théorie prédit :

$$SPV(3 \rightarrow 4) / SPV(4 \rightarrow 4) = (2I/2I+1) \cdot (\beta/\alpha) \quad (23a)$$

et de façon analogue (*):

$$[S_1(3 \rightarrow 4) + (5/3) S_1(4 \rightarrow 3)] / 2S_1(4 \rightarrow 4) = (2I/2I+1) \cdot (\beta/\alpha) \quad (23b)$$

où $I = 7/2$ (spin nucléaire) et $\alpha/\beta = -9,90 \pm 0,01$ (cf. art. V). La comparaison des deux résultats parité suppose que l'éq. (23a) est satisfaite. Il était intéressant de pouvoir vérifier l'éq. (23. b). Nous avons en effet observé :

$$[S_1(3 \rightarrow 4) + (5/3)S_1(4 \rightarrow 3)] / 2S_1(4 \rightarrow 4) = -(8,85 \pm 0,09) 10^{-2},$$

en bon accord avec le rapport attendu $(2I/2I+1)(\beta/\alpha) = -(8,84 \pm 0,09) 10^{-2}$.

L'orientation électronique $\vec{P}^{(2)}$ associée à l'interférence $\alpha E - \beta E$ devait elle aussi être bien comprise, d'une part parce qu'elle joue le rôle d'étalon de polarisation dans la mesure de \vec{P}^{PV} , et d'autre part parce qu'elle constitue une source potentielle d'erreurs systématiques sur cette mesure. Une étude des variations de $\vec{P}^{(2)}$ (en module et en direction) avec la grandeur et la direction du champ électrique appliqué est présentée dans l'article II. Les résultats sont en accord avec ce que prédit la théorie, ce qui est important dans la mesure où notre modèle des erreurs systématiques associées à des champs électriques parasites repose sur cette théorie.

(*) L'analogie n'est pas complète car l'amplitude M'_1 (éq. 22) varie d'une composante hyperfine à une autre à cause de la contribution hyperfine que l'on élimine ici en formant la combinaison linéaire $S_1(3 \rightarrow 4) + (5/3)S_1(4 \rightarrow 3)$; l'amplitude E_1^{PV} , au contraire, est constante (dans l'hypothèse où la partie dépendant du spin nucléaire dans le potentiel violant la parité est négligeable, voir ch. II §B et ch. VII §A2d.)

3. Tests de la calibration :

Déduire une (minuscule) amplitude de transition telle que E_{\perp}^{PV} de la mesure d'une orientation électronique ne constitue certes pas une méthode standard. Comparée à la détection d'une population, celle d'une orientation présente a priori une difficulté supplémentaire à cause de la dépolarisation (10 à 15% dans nos expériences) produite par collisions et imperfections de l'optique de détection. Il était donc important d'examiner soigneusement la validité de notre procédure de calibration. Dans notre expérience, le signal de l'orientation électronique \vec{P}^{PV} est calibré par celui de l'orientation $\vec{P}^{(2)}$ créée dans les mêmes conditions d'excitation et détectée par la même optique et la même électronique. Toutefois $\vec{P}^{(2)}$ étant créée dans une direction orthogonale à \vec{P}^{PV} et observée par effet Hanle, l'interprétation quantitative suppose que la relaxation (par collisions) est isotrope dans notre configuration expérimentale (laquelle est manifestement anisotrope; fig. 10). La validité de cette hypothèse a été établie à l'aide de plusieurs méthodes indépendantes (art. IX).

Dans un premier type d'expériences on s'est attaché à tester l'isotropie de la relaxation de l'orientation électronique de l'état 7S. On peut noter que le problème de relaxation possède deux plans de symétrie : plans contenant \vec{E} , l'un parallèle à la direction \hat{k} du faisceau, l'autre normal à \hat{k} (la polarisation du faisceau intervenant seulement dans la création de l'orientation de l'état 7S mais pas dans son évolution). Par conséquent les directions x, y, z des vecteurs $\hat{E} \times \hat{k}$, \hat{E} , \hat{k} , sont des directions propres auxquelles sont associés les temps caractéristiques T_x , T_y , T_z . Pour comparer ces constantes de temps entre elles nous avons étudié la relaxation de l'orientation $\vec{P}^{(2)}$ par effet Hanle dans diverses configurations de champ magnétique. Le montage permet d'appliquer un champ magnétique \vec{H} le long de chacune des trois directions x, y, z . $\vec{P}^{(2)}$ est créée le long de z . Si on applique \vec{H} le long de y , $\vec{P}^{(2)}$ précesse dans le plan xz . La variation, en fonction du module H_y , du signal de la fluorescence polarisée associée à $\vec{P}^{(2)}$ détectée le long de x , est une courbe de dispersion de Lorentz ; la largeur caractéristique de cette courbe, $\Delta H_y \propto (T_x T_z)^{-1/2}$, met en jeu les temps de relaxation T_x et T_z .

Supposons maintenant qu'on maintienne H_y fixé. En régime stationnaire $\vec{P}^{(2)}$ se trouve dans le plan xz avec une composante fixée (non nulle) le long de la direction x de détection (fig. 19a). Si dans cette configuration on superpose un champ H_z (fig. 19b), la précession supplémentaire de $\vec{P}^{(2)}$ autour de H_z modifie la composante $P_x^{(2)}$ de l'orientation détectée selon x : la variation de $P_x^{(2)}$ en fonction du module H_z du champ, est une courbe d'absorption de Lorentz de largeur caractéristique $\Delta H_z \propto (T_x T_y)^{-1/2}$ dépendant cette fois de T_x et T_y .

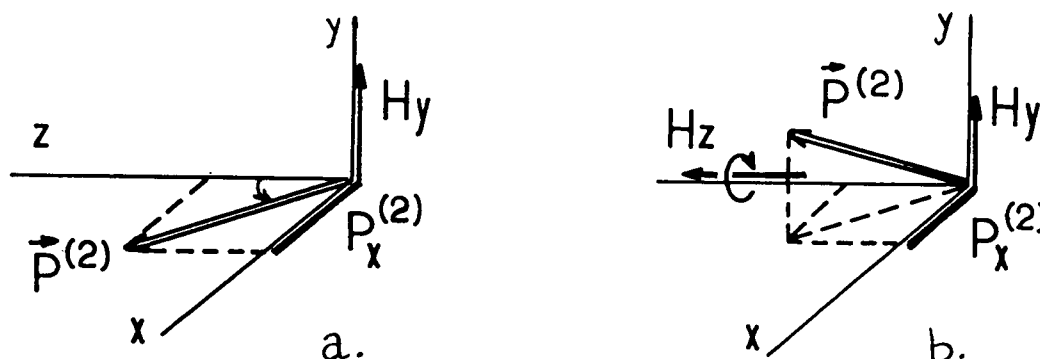


Figure 19 : Mesures de relaxation utilisant l'orientation électronique $\vec{P}^{(2)}$.

De façon analogue, en combinant un champ H_y (fixé) et un champ H_x (varié), on a accès à la troisième largeur $\Delta H_x \propto (T_y T_z)^{-1/2}$. Les trois largeurs ainsi obtenues se trouvent égales, dans la limite des incertitudes expérimentales (1,5% liées à la calibration des champs magnétiques). Cela établit l'isotropie de la relaxation ($T_x = T_y = T_z$) dans notre configuration.

Une deuxième expérience a consisté à mesurer une orientation parfaitement connue et grande, créée dans la même direction que $\vec{P}^{(2)}$, et à la calibrer aussi par $\vec{P}^{(2)}$. L'orientation choisie \vec{P}_{hf} est induite par mélange hyperfin le long d'un champ magnétique appliqué dans la direction x . (Elle résulte simplement de la perturbation Zeeman $\mu_B \vec{\sigma} \cdot \vec{H}$, qui introduit dans les probabilités de transition une dépendance vis à vis de la composante du spin le long de \vec{H}). Le rapport du signal associé à \vec{P}_{hf} , $S_{hf} \propto (\alpha E)^2 \cdot H_x$ sur une transition $\Delta F = 0$, au signal étalon $S_2 \propto \alpha \beta E^2$, peut être prédit avec précision puisque α/β est connu (et dans la mesure où H_x est bien calibré). ^(cf. Art XI, App. B) Le rapport observé expérimentalement est en bon accord avec le rapport attendu. (Nous préférons néanmoins utiliser $\vec{P}^{(2)}$ plutôt que

\vec{P}_{hf} pour étalonner \vec{P}^{pv} car $\vec{P}^{(2)}$ est plus grand, ne nécessite pas de calibration précise du champ magnétique et dépend comme \vec{P}^{pv} de la polarisation circulaire du faisceau laser).

4. Un test des techniques d'excitation et de détection : deux mesures précises totalement indépendantes de quelques paramètres physiques :

Chacun des trois paramètres importants de la transition - M_1/β , M_1^{hf}/M_1 , α/β - a été mesuré par deux méthodes distinctes et indépendantes. Ces deux méthodes exploitent des observables distinctes mettant en jeu l'une un terme carré dans les probabilités de transition et l'autre un terme d'interférence, au moyen de techniques d'excitation et de détection différentes spécialement mises au point pour les mesures parité elles-mêmes. L'accord observé au niveau du % entre les résultats des deux méthodes constitue un test significatif d'erreurs systématiques (liées à ces techniques) qui auraient pu être omises dans notre modèle des effets systématiques.

Le premier exemple concerne la mesure des rapports M_1/β et M_1^{hf}/M_1 . La première méthode de mesure (méthode (a)) consiste à détecter l'orientation $\vec{P}^{(1)}$ (interférence $M_1'-E_1^{ind}$) dans la configuration des mesures parité (mais en simple passage du faisceau), sur chaque composante hyperfine. Cette méthode exploite la signature spécifique du signal S_1 associé à $\vec{P}^{(1)}$: signal de fluorescence polarisée, impair en E, modulé comme la polarisation plane du faisceau laser. (Pour plus de détails , voir art. VII).

La deuxième méthode de mesure (b) est présentée dans l'article X . Elle consiste à détecter par effet Hanle l'orientation \vec{P}_0 créée dans l'état 7S en l'absence de champ électrique. Dans cette expérience, le dipôle de transition est réduit à sa partie magnétique proportionnelle à M_1' (en négligeant le dipôle violant la parité). Le couplage entre le dipôle magnétique colinéaire au spin électronique et le champ magnétique de l'onde laser permet un transfert direct du moment angulaire des photons laser aux atomes excités dans l'état 7S. Il en résulte une orientation \vec{P}_0 le long du faisceau (dans la même direction que l'étalon $\vec{P}^{(2)}$ créé en

présence du champ électrique) : elle est détectée par effet Hanle (tout comme $\vec{P}^{(2)}$). La méthode exploite la signature propre du signal associé à \vec{P}_0 : signal de fluorescence polarisée, indépendant de \vec{E} ($E=0$), impair dans le champ magnétique, amplifié par le multipassage du faisceau, modulé comme la polarisation circulaire des photons laser.

Au cours des deux expériences (a) et (b), les signaux sont calibrés par le signal S_2 associé à $\vec{P}^{(2)}$ (en présence du champ électrique et du champ magnétique Hanle). L'expérience (a) donne directement des rapports de la forme: $M'_1 \cdot E_1^{ind} / \alpha\beta E^2$ où $E_1^{ind} \approx \alpha E$ ou βE ,

$$\text{et } M'_1 = M_1 + (F'-F) M_1^{hf},$$

suivant la composante hyperfine excitée. L'expérience (b) donne les rapports $M_1'^2 / \alpha\beta E^2$. Le champ E et α/β étant connus, chaque expérience donne une détermination des paramètres M_1^{hf}/M_1 et M_1/β . Nous avons ainsi obtenu:

$$M_1^{hf}/M_1(a) = 0,185 \pm 0,008 ; M_1/\beta(a) = (-29,55 \pm 0,45) \text{ V/cm} \quad (24a)$$

$$M_1^{hf}/M_1(b) = 0,194 \pm 0,004 ; M_1/\beta(b) = (-29,62 \pm 0,52) \text{ V/cm} \quad (24b)$$

Soulignons les principales différences entre les deux méthodes expérimentales:

_au niveau du processus d'excitation :

- . simple passage du faisceau en (a), multipassage en (b);
- . composante de la polarisation du faisceau laser exploitée :
 - . linéaire en (a);
 - . circulaire en (b);

_au niveau de la détection :

- . champ magnétique Hanle, en (b) seulement.

Ainsi l'accord entre les résultats obtenus en (a) et (b) teste l'absence d'effets parasites liés à la présence des champs \vec{E} ou \vec{H} , ou au multipassage, ou à la direction initiale des orientations, ou encore aux propriétés de polarisation du faisceau laser (*).

(*) Dans l'expérience (a) où l'on compare deux orientations dépendant différemment de la polarisation du laser, une modification du modulateur de polarisation a été introduite pour s'affranchir de problèmes de calibration. La validité de la méthode est analysée dans l'appendice III.

La mesure du paramètre α/β a elle aussi été déduite de méthodes distinctes basées sur l'observation de signaux de fluorescence totale ayant des signatures très différentes ; il s'agit :

- soit d'effets α^2 ou β^2 , en champ magnétique nul (art.V) ;
- soit d'effets d'interférence $\alpha\beta$ induits par mélange hyperfin dans un champ magnétique (art.VI). L'accord, là aussi au niveau du %, nous donne confiance dans les méthodes de discrimination des signaux atomiques, méthodes dont le principe est à la base même des mesures parité.

5. Tests des méthodes de contrôle :

La fiabilité de notre estimation des incertitudes systématiques repose sur celle de nos méthodes de contrôle des défauts. Certaines de ces méthodes ont été mises à l'épreuve par la mesure d'un défaut connu par avance. Par exemple on peut, au moyen de vis micrométriques, incliner la direction du faisceau laser incident de façon à produire un très petit défaut d'alignement (~ 1 milliradian), bien connu grâce à des visées précises au cathétomètre: la valeur du défaut déduit du signal atomique est tout à fait concordante. De même, on peut, en déplaçant soit la surface détectrice soit la région d'interaction, modifier la direction effective de détection \hat{k}_f , d'un angle faible connu : les mesures géométrique et atomique (décrite au § V-A2) sont là aussi en accord sur la valeur de l'angle $\hat{E}_0 \cdot \hat{k}_f$.

Dans d'autres cas c'est le recoupement entre les résultats de méthodes atomiques indépendantes qui permet d'accorder confiance à ces méthodes. Par exemple nous disposons de deux procédures différentes pour contrôler des défauts de biréfringence. Elles consistent toutes deux à détecter un signal atomique proportionnel à la polarisation circulaire du faisceau laser, et par suite sensible aux impuretés produites dans la modulation de ce paramètre par des biréfringences parasites. Le signal est dans un cas associé à l'orientation atomique $\vec{P}^{(z)}$ détectée dans un champ magnétique orthogonal au faisceau laser; dans l'autre cas il s'agit du dichroïsme circulaire induit par mélange hyperfin dans un champ magnétique appliqué le long du faisceau laser. L'accord entre les deux méthodes pour mesurer des biréfringences de l'ordre du milliradian, a été obtenu

moyennant une étude détaillée des nouveaux effets physiques induits par le champ magnétique nécessaire à la mesure (art. VI).

6. Tests sur la reconstitution d'un effet systématique :

Dans notre modèle la plupart des effets systématiques apparaissent sous l'effet conjugué de deux défauts : ils sont donc reconstitués comme produit de deux défauts, chacun déduit indépendamment par une méthode de mesure utilisant le signal atomique détecté. Une méthode pour tester l'exactitude du procédé de reconstitution consiste à créer deux défauts conjugués simulant un effet systématique, et à mesurer d'une part chaque défaut séparément, et d'autre part l'effet systématique.

Nous avons effectué un tel test dans un cas non trivial où chaque défaut est déduit d'un signal ayant une signature distincte du signal parité (le procédé de mesure du défaut ne consiste donc pas à utiliser l'effet systématique amplifié par la présence du défaut conjugué, méthode déjà illustrée dans l'exemple choisi au ch. V §A2). Le cas étudié concerne l'effet systématique dQ à la combinaison d'une biréfringence et de l'orientation $\vec{P}^{(1)}$ imparfaitement compensée dans le multipassage. Pour mettre facilement l'effet en évidence nous avons opéré en simple passage (de façon à ne pas réduire $\vec{P}^{(1)}$), et nous avons induit une biréfringence relativement grande (qqq 10^{-2} rad) au moyen du "compensateur" de Babinet inséré dans le faisceau laser.

-La grandeur de $\vec{P}^{(1)}$ est déduite du rapport des signaux atomiques S_1/S_0 (voir § IV-D2).

-La biréfringence a pour effet de faire apparaître la signature caractéristique de l'hélicité ($\xi = \eta \cos \omega_0 t$) dans la polarisation plane // \vec{E} du faisceau laser et par suite dans l'intensité de fluorescence réémise (signal S_0). Le taux de modulation observé fournit la valeur de la biréfringence nuisible (d'axes dirigés à 45° de \vec{E}). Inversement l'hélicité ξ , et par suite le signal S_2 proportionnel à $\xi \alpha \beta E^2$, observé par effet Hanle, acquièrent la signature de la polarisation plane ce qui fournit un autre procédé de mesure de la biréfringence. Les résultats donnés par les deux méthodes concordent.

A partir de $P^{(1)}$ et de la biréfringence nous reconstituons la valeur de

l'asymétrie systématique :

$$A_{\text{sys}}^{\text{estimée}} = (-15,2 \pm 1,5) \times 10^{-5}$$

La mesure simultanée du faux signal parité (après 7mn d'intégration) est compatible :

$$A_{\text{sys}}^{\text{obs.}} = (-18,8 \pm 1,5) \times 10^{-5}$$

(A ce niveau A_{sys} est 50 fois la valeur de l'asymétrie violant la parité).

Dans une seconde étape nous avons cherché à tester la procédure de compensation de l'effet d'une biréfringence par l'effet d'une modulation d'intensité du faisceau laser. La procédure est automatisée au moyen d'une boucle d'asservissement utilisant pour signal d'erreur la modulation de S_0 en $\cos\omega_0 t$ qu'on cherche à annuler. Les mesures rapportées ci-dessus avaient été faites en boucle ouverte. En fermant la boucle on s'attend à réduire l'effet systématique par un facteur voisin de 40 (*), ce qui devrait approximativement l'amener au niveau de $-0,5 \times 10^{-5}$. La valeur observée (après 40mn d'intégration) a l'ordre de grandeur attendu :

$$A_{\text{sys}}^{\text{obs}} = (-1,1 \pm 0,6) \times 10^{-5}$$

(la barre d'erreur représente l'écart standard).

Simultanément la reconstitution de $A_{\text{sys}}^{\text{estimée}}$ peut être faite à partir de la mesure de $P^{(1)}$ et de celle de la biréfringence. (En boucle fermée celle-ci s'évalue à partir du taux de modulation appliqué sur l'intensité laser sous le jeu de l'asservissement). La valeur ainsi estimée :

$$A_{\text{sys}}^{\text{estimée}} = (-0,4 \pm 0,1) \times 10^{-5}$$

est compatible avec celle observée.

(*) Ce facteur est ici inférieur au gain (≥ 100) de l'asservissement à cause d'un faible décalage entre le signal d'erreur et le signal nuisible (voir l'appendice de l'article III).

C. TESTS DE LA THEORIE ATOMIQUE :

Au chapitre suivant nous comparons les résultats des mesures de violation de parité aux prédictions théoriques. Celles-ci dépendent d'un modèle de l'atome de césium. Parmi les calculs effectués, celui réalisé par C. BOUCHIAT, C. A. PIKETTY et D. PIGNON ⁽¹⁸⁾ utilise le modèle semi-phénoménologique de NORCROSS, qui rendait déjà compte de nombreuses données spectroscopiques dans le césium. Ce calcul présente l'avantage de prédire, outre la valeur du rapport $\int m E_1^{PV} / \beta$, quantité directement mesurée dans notre expérience, de nombreux autres paramètres (en particulier α et β) pouvant être extraits de l'expérience. C'est donc en vue de tester le modèle atomique que nous avons cherché à obtenir des valeurs expérimentales aussi précises que possible de α , β et M_1^{hf} , ainsi que τ_{7S} , la durée de vie radiative de l'état 7S. Pour des raisons de normalisation les quantités directement mesurées dans nos expériences sont des rapports (α/β , M_1/β , M_1^{hf}/M_1). Nous disposons actuellement d'une mesure au % du rapport α/β déduite du spectre hyperfin en présence d'un champ électrique. Les rapports M_1/β et M_1^{hf}/M_1 ont été déterminés avec une précision de $\sim 2\%$ (cf. eqs. 24). Enfin une valeur à 1% près de la durée de vie τ_{7S} a été obtenue par une méthode d'effet Hanle (art. IX). Comme l'a d'abord suggéré J. HOFFNAGLE ⁽¹⁹⁾, il est possible de déterminer α de façon semi-empirique. La méthode adoptée est décrite dans l'appendice II. La valeur α^{S0} ainsi obtenue a été utilisée pour normaliser les autres paramètres (β , M_1 , M_1^{hf}), avec une incertitude de 2 à 3%.

Le modèle théorique auquel nous nous référons décrit les états nS par des états à une particule en incorporant certains effets à n-corps tel que l'écrantage électrique induit par la polarisation du coeur : ainsi d'une part le potentiel utilisé pour le calcul des fonctions d'onde, et d'autre part l'opérateur dipolaire électrique, contiennent des termes supplémentaires prenant en compte la polarisabilité de l'ion césium. Dans le cadre de ce modèle, les mêmes techniques de calcul prédisent d'une part l'amplitude faible E_1^{PV} , et d'autre part les polarisabilités α et β , et aussi la durée de vie τ_{7S} . Des effets relativistes ainsi que des effets associés à la taille finie du noyau sont ensuite pris en compte dans le calcul de E_1^{PV} , et par une

procédure très similaire, dans celui des éléments de matrice de l'interaction hyperfine. L'amplitude M_1^{hf} résulte de l'interaction hyperfine qui mélange les états 6S et 7S (seul le terme de contact contribue entre deux états S). La valeur de M_1^{hf} peut être prédite de façon simple et précise dans la mesure où des effets électroniques à n-corps sont négligeables. C'est l'intérêt d'une détermination expérimentale précise de M_1^{hf} que de pouvoir tester de tels effets dans une interaction électron - noyau offrant par sa très courte portée une certaine similarité avec l'interaction violant la parité.

Les éléments de matrice de l'opérateur dipolaire magnétique $\vec{\mu}$ entre les états $|nS F\rangle$ et $|n'S F'\rangle$ perturbés au premier ordre par l'interaction hyperfine s'écrivent :

$$\langle n'F' | \vec{\mu} | nF \rangle = - \frac{|\mu_B|}{E_{n'} - E_n} \left[\langle n'F' | H^{hf} | nF' \rangle - \langle n'F' | H^{hf} | nF \rangle \right] \langle F' | \vec{\sigma} | F \rangle \quad (25)$$

Si les éléments de matrice $H_{n'FnF}^{hf}$ sont calculés en faisant les deux approximations suivantes : (i) description à une particule des états nS ; (ii) approximation non relativiste pour les fonctions d'onde, alors on obtient le résultat simple :

$$H_{n'FnF}^{hf} = A(F) R_{n'}(0) R_n(0)$$

valable dans le cas $n=n'$ ou $n \neq n'$. $R_n(0)$ représente la fonction d'onde radiale à l'origine et $A(F) = (4/3) \mu_0 \mu_B g_N \mu_N \cdot \langle F | \vec{S} \cdot \vec{I} | F \rangle$ ne dépend pas des nombres quantiques principaux. Il est alors évident que l'élément de matrice non diagonal satisfait la relation simple de factorisation :

$$\left| H_{n'FnF}^{hf} \right|^2 = H_{n'Fn'F}^{hf} \cdot H_{nFnF}^{hf} \quad (26)$$

ce qui, combiné à l'éq. (25) et à la définition de M_1^{hf} , conduit à la prédiction :

$$M_1^{hf} = - \left| \frac{\mu_B}{c} \right| \cdot \frac{\left| \Delta W_{6S}^{hf} \Delta W_{7S}^{hf} \right|^{1/2}}{E_{7S} - E_{6S}} = -0,806 \times 10^{-5} \left| \frac{\mu_B}{c} \right| \quad (27)$$

où n'interviennent que les structures hyperfines des états 6S et 7S et leur différence d'énergie. Si maintenant on utilise des fonctions d'onde de Dirac, la factorisation n'est plus exacte. Néanmoins un calcul ⁽¹⁸⁾ montre que la contribution dominante aux éléments de matrice de H^{hf} , provient des valeurs de $r < a_0/Z$, région où les fonctions d'onde nS coïncident presque exactement, à un facteur de normalisation près. Il résulte que la relation de

factorisation (éq. 26) est encore valable dans une description relativiste à une seule particule. Les effets à n-corps associés à la polarisation magnétique du coeur électronique induisent une interaction hyperfine non-locale mettant en jeu des intégrales d'échange entre les fonctions d'onde des états S de valence et celles du coeur. Dans la région du coeur, les fonctions d'onde nS n'étant plus proportionnelles, la relation de factorisation (éq. 26) n'a pas de raison a priori d'être satisfaite. La confrontation de la valeur expérimentale de M_1^{hf} avec la prédiction de l'éq. (27) permet donc de tester la validité, dans le césium, de l'approximation à une particule pour évaluer les effets associés à une interaction électron-noyau de très courte portée.

On peut noter que le potentiel violant la parité est affecté de façon assez similaire. Dans l'approximation à une particule la formule donnant l'élément de matrice du potentiel violant la parité $\langle nS_{1/2} | V_{pv}^{(1)} | nP_{1/2} \rangle$ (voir éq. 7) se présente aussi sous la forme du produit d'une quantité relative seulement à l'état S (valeur de la fonction d'onde à l'origine), et d'une quantité relative seulement à l'état P (gradient de la fonction d'onde à l'origine). De la même façon on s'attend à ce qu'entre autres choses les effets à n-corps produisent une interaction effective violant la parité non locale, mettant aussi en jeu des intégrales d'échange entre les fonctions d'onde des états S et P de valence et celles du coeur. Bien qu'il y ait cette similarité entre l'interaction hyperfine et l'interaction violant la parité, il n'y a pas de relation directe entre les éléments de matrice mis en jeu. Toutefois s'il s'était avéré que la relation de factorisation (éq. 26) était fortement violée par les valeurs empiriques des éléments de matrice de l'interaction hyperfine, on aurait pu conclure que les effets à n-corps sont importants dans la structure hyperfine et s'attendre à des effets similaires concernant $V_{pv}^{(1)}$. En fait nos deux déterminations expérimentales de M_1^{hf} s'avèrent contredire les résultats du groupe de Zürich ⁽²²⁾ et être en très bon accord avec la valeur prédite par la relation de factorisation. Compte tenu de l'incertitude expérimentale ($\sim 5\%$) nous concluons que les effets à n-corps induisant une violation de la factorisation n'excèdent pas 5%.

Nous avons une autre preuve concrète de la faiblesse des effets à n-

corps dans le césium, c'est la petitesse de l'amplitude dipolaire magnétique M_1 . En effet cette amplitude serait nulle dans l'approximation à une particule où les fonctions d'onde radiales nS sont orthogonales ; la valeur non nulle de M_1 est associée à des effets à n -corps (mélange de configurations) combinés au couplage spin-orbite. Aussi l'estimation théorique de M_1 est-elle difficile. Le calcul le plus récent prédit $-5,6 \times 10^{-5} |\mu_B/c|$ ⁽²³⁾ ; notre détermination expérimentale conduit à la valeur

$$M_1 = -(4,23 \pm 0,18) 10^{-5} |\mu_B/c|.$$

La comparaison entre nos résultats expérimentaux et les prédictions théoriques du modèle qui calcule E_1^{PV} , est résumée dans le tableau 6. Les déviations restent toutes inférieures à 5%. Le modèle théorique a en outre été testé sur d'autres paramètres : structures hyperfines des états 6S et 7S ^(20, 21), polarisabilités diagonales de l'atome dans les états 6S et 7S ^(24, 25). L'accord se situe aussi à un niveau $\leq 5\%$. De cette confrontation théorie-expérience, les théoriciens estiment que l'incertitude dans le modèle considéré est de l'ordre de 10% sur la prédiction de E_1^{PV} .

Des calculs des effets à n -corps basés sur une méthode perturbative où le modèle à un potentiel constitue l'approximation d'ordre zéro, permettront d'abaisser la limite sur l'incertitude. Notons qu'il existe d'autres calculs plus récents basés sur une méthode Hartree-Fock où différents effets à n -corps sont pris en compte (en particulier la modification de l'élément de matrice violant la parité due à la polarisation du coeur). Une discussion plus précise sera donnée lors de la confrontation théorie-expérience (ch. VII).

	Exp.	th. ⁽¹⁸⁾	(Exp-th)/th.
durée de vie τ_{7S} (ns)	$48,5 \pm 0,5$	48,35	< inc.exp.
polarisabilité (a_0^3) scalaire α	-265 ± 6	-257,7	$-2,8 \pm 10^{-2}$
vectorielle β	$26,8 \pm 0,8$	27,3	< inc.exp.
α / β	$-9,9 \pm 0,1$	-9,43	$-5,0 \times 10^{-2}$
test de la relation de factorisation $\frac{H_{76}^{hf}}{(H_{77}^{hf} H_{66}^{hf})^{1/2}}$	$1,00 \pm 0,06$ (*)	1	< inc.exp.

(*) valeur obtenue en comparant notre détermination de $M_1^{hf} = (-0,81 \pm 0,05) \cdot 10^{-5} \mu_B/c$ à la prédiction de l'éq. (27) déduite des écarts hyperfins mesurés dans les réf. ⁽²⁰⁻²¹⁾.

Tableau 6: Paramètres-tests. Comparaison entre l'expérience et la théorie semi-empirique qui prédit l'amplitude faible E_1^{PV} .

2. Interprétation :

La prédiction théorique du paramètre mesuré nécessite le recours d'une part à un modèle électrofaible, pour le calcul de la charge faible Q_W du noyau, et d'autre part à un calcul de physique atomique.

a) Interprétation dans le cadre du modèle électrofaible standard :

Dans le cadre du modèle standard, on attend:

$$Q_W^{\text{th}} = -68,6 \pm 3,0 \quad (32)$$

Cette prédiction utilise l'expression de Marciano et Sirlin ⁽²⁶⁾ qui inclut les corrections radiatives relatives au domaine des énergies atomiques :

$$Q_W(\text{Cs}) = -22,40 - 214,99 \sin^2 \hat{\theta}_W \quad (33)$$

pour le césium ($Z=55$, $N=78$). $\hat{\theta}_W$ est l'angle de mélange faible renormalisé. Sa valeur $\sin^2 \hat{\theta}_W = 0,215 \pm 0,014$ est déduite des expériences "neutrinos" en tenant compte des corrections radiatives associées. (*)

La valeur Q_W^{th} a été insérée dans quatre calculs atomiques conduisant aux prédictions données dans le tableau 7. Celles-ci se trouvent toutes compatibles avec les deux valeurs expérimentales. Si on leur accorde un poids égal, on note que leur moyenne $(\int m E_1^{\text{pv}} / \beta)^{\text{th}} = -1,59 \pm 0,12$ mV/cm, est vraiment très proche du résultat expérimental (31c). L'incertitude (~8%) correspond à la dispersion entre les quatre résultats.

Le premier de ces calculs est effectué dans le cadre du modèle semi-empirique discuté au chapitre précédent. Dans le résultat correspondant ($-1,61 \pm \sim 0,2$), l'incertitude provenant de la théorie atomique a été estimée par les auteurs eux-mêmes (voir § VI-C). Les trois autres calculs sont effectués dans le formalisme de Hartree-Fock relativiste complété de la théorie des perturbations à n-corps. Ils incorporent (de façon plus ou moins "auto-cohérente") la modification de l'interaction violant la parité par la polarisation du coeur électronique, l'écrantage du champ de rayonnement par la polarisation du coeur et l'interaction coulombienne résiduelle entre

(*) Une autre approche ⁽²⁷⁾ utilise pour paramètre la masse M du Z_0 . Etant donné la valeur mesurée à partir des expériences $p\bar{p}$ du CERN, $M \simeq 93,7 \text{ GeV}/c^2$ (moyenne des résultats obtenus par les collaborations UA1 et UA2), le résultat déduit pour Q_W coïncide pratiquement avec (32).

électrons (ces deux derniers effets sont pris en compte de façon semi-empirique dans le premier calcul). Puisque les auteurs prédisent seulement le paramètre $\int mE_1^{PV}/Q_W$, pour la comparaison avec l'expérience nous utilisons une valeur de $\beta (= 27a_0^3)$ en accord avec la détermination semi-empirique et le calcul du premier modèle atomique (voir tableau 6, p.80).

	$\int mE_1^{PV}/\beta$ (mV/cm)	$\frac{\int mE_1^{PV}}{Q_W/N}$ (10^{-11} e a_0)
expérience (*)		
$\Delta F = 0$	$-1,34 \pm 0,22 \pm 0,11$	
$\Delta F = 1$	$-1,78 \pm 0,26 \pm 0,12$	
combiné	$-1,56 \pm 0,17 \pm 0,12$	$\frac{Q_W = -68,6}{\beta = 27a_0^3} \rightarrow 0,932 \pm 0,10 \pm 0,07$
théorie		
Bouchiat et al	$-1,61 \pm \sim 0,2$	$\left. \begin{matrix} 0,97 \pm \sim 0,10 & \left. \begin{matrix} (1^6) \\ (2^8) \end{matrix} \right\} \end{matrix} \right\}$
Das et al	$-1,77$	$1,06$
Dzuba et al	$-1,47$	$\left. \begin{matrix} 0,88 \pm 0,03 & \left. \begin{matrix} (2^9) \\ (3^0) \end{matrix} \right\} \end{matrix} \right\}$
Martensson	$-1,49$	$0,888$
moyenne	$-1,59 \pm 0,12$	$0,95 \pm 0,07$

(*) la première incertitude est 1 eqm statistique, la seconde est l'incertitude systématique typique.

Tableau 7: Comparaison expérience - théorie.

En inversant la démarche, on peut, de l'effet violant la parité observé, extraire une valeur de la charge faible du noyau de césium, et par suite une détermination du paramètre $\sin^2 \hat{\Theta}_W$ du modèle standard. Nous comparons dans ce but la valeur moyenne des quatre calculs atomiques

$$\left(\int mE_1^{PV}/\beta \right)^{th} = (2,32 \pm 0,18) \times 10^{-2} \left[Q_W \text{ mV/cm,} \right]$$

au résultat expérimental (éq.31c); nous obtenons ainsi :

$$Q_W^{exp}(\text{Cs}) = -67,3 \pm 7,3(\text{1eqm stat}) \pm 5,2(\text{syst.}) \pm 5,4(\text{th.at}) \quad (34)$$

$$(\text{= } -67 \pm 10)$$

(si les incertitudes sont ajoutées quadratiquement), ce qui d'après l'éq.(33) correspond à :

$$\sin^2 \hat{\Theta}_W = 0,209 \pm 0,034 \pm 0,024 \pm 0,025 \quad (35)$$

$$(\text{= } 0,21 \pm 0,05)$$

Cette valeur, certes de précision modeste, est en accord avec la valeur extraite des diverses expériences de hautes énergies (voir la fig.19 extraite de la réf.(49)). La figure 19 indique que notre expérience constitue une vérification du modèle standard, au moyen de l'interaction électron-Nucléon, à une valeur du transfert d'impulsion particulièrement basse (typiquement $q_{Cs} \sim 2,4 \text{ MeV/c}$ (7)).

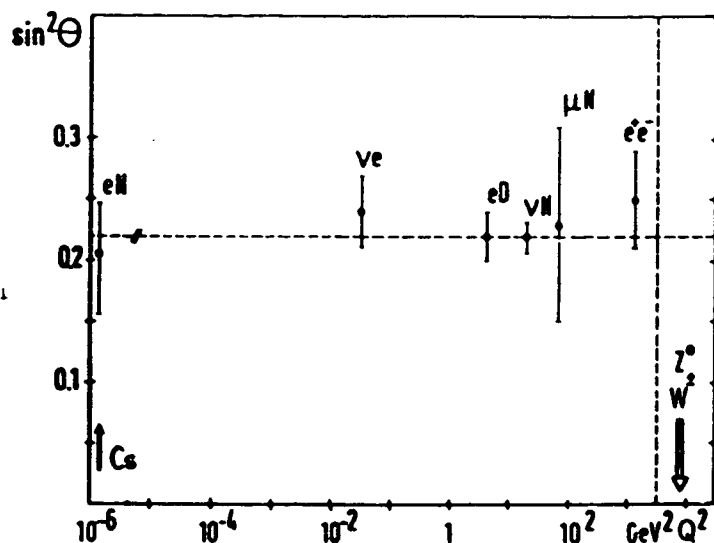


Figure 19: Comparaison de mesures de $\sin^2\theta_W$ par divers types d'expériences. (extraite de la réf. (49)).

b) Interprétation indépendante des modèles électrofaibles :

Au delà de cet accord, il est instructif d'interpréter les résultats sans faire appel à un modèle électrofaible particulier. Dans ce but, partant de l'éq. (34), on déduit des limites conservatives à la charge faible du noyau :

$$-91,3 < Q_W^{\text{exp}}(\text{Cs}) < -46,0 \quad (36)$$

(on a ajouté linéairement l'incertitude statistique correspondant à un niveau de confiance de 90% $-1,64 \text{ eqm}$ et l'incertitude systématique ; l'incertitude des calculs atomiques est ensuite prise en compte par un facteur de normalisation variant entre 0,92 et 1,08). Rappelons l'expression de $Q_W(\text{Cs})$ en fonction des constantes fondamentales C_u^1 et C_d^1 associées aux charges faibles des quarks u et d :

$$Q_W(\text{Cs}) = -2 [(2Z+N) C_u^1 + (Z+2N) C_d^1] = -2 [188 C_u^1 + 211 C_d^1] \quad (37)$$

Le résultat (36) restreint donc les valeurs possibles de C_u^1 et C_d^1 à l'intérieur d'une bande étroite dans le plan C_u^1, C_d^1 (Fig. 20a). Les résultats de la violation de parité observée dans la diffusion inélastique d'électrons sur des deutérons à haute énergie (expérience de SLAC citée au ch. I) (5).

$$C_u^1 - 0,5 C_d^1 = -0,45 \pm 0,12 \text{ (1eqm stat.)} \quad (38)$$

conduisent à une bande presque orthogonale (l'angle est 105° environ). Dans le modèle standard C_u^1 et C_d^1 dépendent linéairement du seul paramètre $\sin^2\hat{\theta}_W$ (voir tableau 1, p.18); la prédiction pour $0 < \sin^2\hat{\theta}_W < 1$ est donc un segment de droite. La figure 20a montre que l'intersection des

deux bandes expérimentales concorde avec cette prédiction pour la valeur $\sin^2 \hat{\theta}_W \sim 0,2$ déduite des expériences "neutrinos".

En vue d'exploiter l'expérience de SLAC et celle du césium pour extraire les valeurs individuelles de C_U^1 et C_D^1 , nous utilisons les équations (34), (37) et (38) ce qui conduit à :

$$C_U^1 = -0,26 \pm 0,14 \quad \text{et} \quad C_D^1 = 0,39 \pm 0,13$$

Pour ce calcul nous avons combiné linéairement les 3 erreurs affectant le résultat relatif au Cs (éq.34) (18% stat. (à 90% de confiance), 8% syst., 8% th. atom.), et tenu compte de seulement l'incertitude statistique (à 90% de conf.) relative à l'expérience de SLAC. Notons toutefois que les erreurs obtenues pour C_U^1 et C_D^1 sont corrélées comme le montre la figure 20b. Les valeurs prédites par le modèle standard pour $\sin^2 \hat{\theta}_W \approx 0,22$ ($\pm 6\%$) sont:

$$C_U^1 = -0,21 \pm 0,02 \quad \text{et} \quad C_D^1 = 0,35 \pm 0,01 \quad (\text{MS})$$

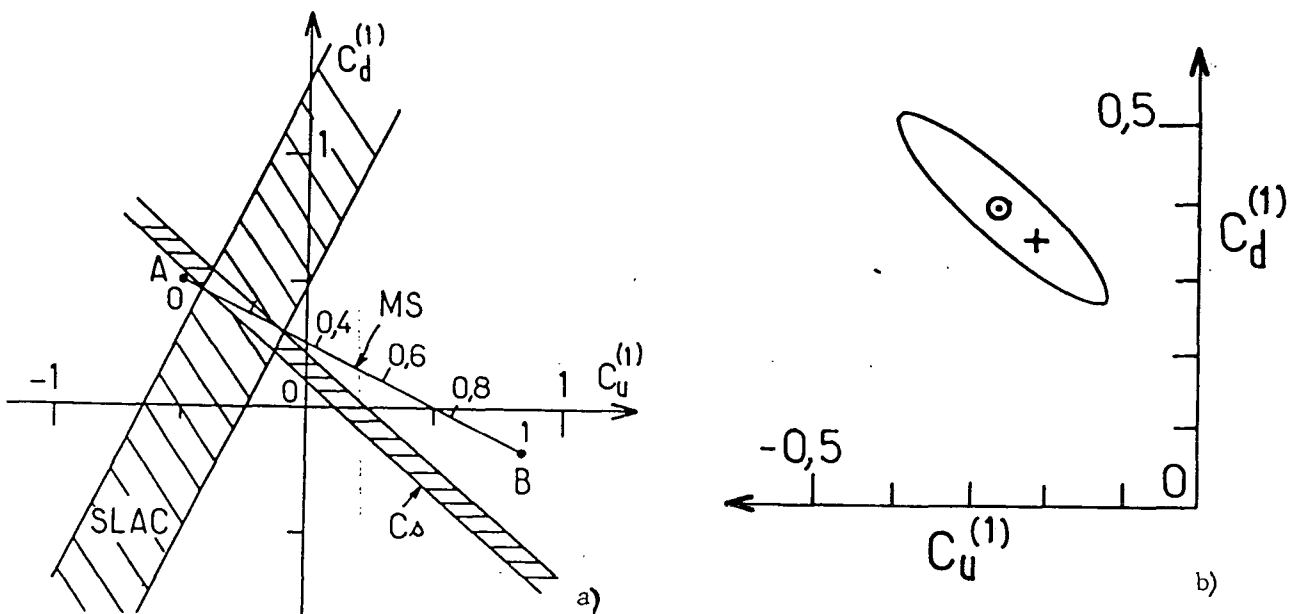


Figure 20 : a) Interprétation du résultat relatif au césium, indépendante des modèles électrofaibles, (Cs), et comparaison avec l'expérience de hautes énergies (SLAC). Le segment AB est la prédiction du modèle standard pour $0 < \sin^2 \theta_W < 1$;

b) Ellipse de corrélation pour la détermination de C_U^1 et C_D^1 (pour la définition des incertitudes voir le texte) : \odot valeur déduite en combinant l'expérience de SLAC et celle du césium; $+$ prédiction du modèle standard pour $\sin^2 \theta_W \approx 0,22$.

c) Interprétation dans le cadre de certaines alternatives au modèle standard:

L'une des caractéristiques des expériences faites sur les atomes est d'étudier l'interaction faible associée à l'échange d'un Z_0 , dans un domaine où l'impulsion q échangée entre l'électron et le système nucléonique, c'est-à-dire encore l'impulsion du Z_0 échangé, est particulièrement faible. Les valeurs typiques sont données par $q_{at} \sim Z\hbar/a_0$ pour un atome de numéro atomique Z (voir § IIA). De si faibles valeurs ($\sim 1\text{MeV}/c$ pour Cs) sont difficilement accessibles par les expériences de hautes énergies (*). Compte tenu de cette caractéristique, nous allons voir que les limites (34) apportées à la charge faible $Q_W(\text{Cs})$, imposent des contraintes sévères à certaines alternatives au modèle standard.

Etant donné les succès incontestables du modèle standard, il peut paraître surprenant d'envisager maintenant des alternatives à ce modèle. Pourtant, malgré ses succès, il y a lieu de penser que la théorie électrofaible standard n'est pas une théorie complète et par conséquent sans doute pas définitive. L'unification a été réalisée en ce sens que la nouvelle théorie est mathématiquement bien définie; c'est une théorie de jauge permettant de décrire à la fois les interactions faibles et électromagnétiques en terme d'échange de bosons de jauge. Mais cette théorie possède trop de paramètres libres pour être totalement satisfaisante: l'unification a introduit l'angle de mélange, la masse du Z_0 (et même d'autres paramètres qui n'interviennent pas directement dans notre problème); or il n'y a aucun lien entre ces paramètres. Une autre motivation pousse elle aussi à rechercher une nouvelle théorie: elle vise à étendre l'unification de manière à englober dans une théorie unique les interactions électrofaibles et fortes, de même si possible aussi la gravité.

(*) Dans le secteur électron-nucléon des expériences de diffusion élastique d'électrons polarisés sur des noyaux ont été tentées à Mayence à relativement basse énergie ($\sim 100\text{MeV}$) mais ces expériences n'ont pas encore abouti. Dans le secteur neutrino les transferts d'impulsion les plus faibles sont réalisés dans les expériences de diffusion $\nu_\mu-e$ et correspondent à quelques dizaines de MeV/c . Mais les sections efficaces, et par suite les statistiques, sont très faibles.

Il n'est pas question de faire ici une revue des alternatives au modèle standard mais puisqu'en dernier recours c'est l'expérience qui va infirmer ou confirmer une théorie, ce qui nous importe c'est de savoir si la physique atomique a un rôle à tenir dans cette confrontation théorie-expérience. Notre objectif ici va donc se limiter à préciser le type d'information utile pouvant être extraite d'une expérience telle que celle du Cs.

Le modèle standard est le modèle minimum. Ceci signifie en particulier qu'il réalise l'unification électrofaible en introduisant un nombre minimum de bosons vectoriels. La plupart des alternatives à ce modèle implique l'existence d'un nouveau boson vectoriel neutre qu'on appellera ici boson U. Sa masse M_U et sa constante de couplage g_U sont des paramètres libres mais il satisfont en général à une relation du type :

$$g_U^2 / M_U^2 \leq G_F \sim g^2 / M_{Z_0}^2 \quad (39)$$

Il se trouve qu'à l'heure actuelle il n'est pas possible, tant sur le plan théorique que sur le plan de la physique expérimentale des hautes énergies, d'exclure le cas $M_U \ll M_{Z_0}$ ($\sim 100 \text{ GeV}/c^2$).

L'échange de nouveau boson vectoriel neutre va donner en physique atomique une contribution ΔQ_W à la charge vectorielle faible du noyau qui peut être a priori du même ordre de grandeur que celle, Q_W , associée à l'échange du Z_0 ; ΔQ_W dépend bien sûr de la nature du couplage du boson U mais aussi de sa masse, tout particulièrement dans le domaine $1 \text{ GeV}/c^2 \sim 1 \text{ KeV}/c^2$. Le boson U pouvant être léger on doit décrire l'interaction faible neutre électron-nucléon violant la parité non plus comme une interaction de contact (ce qui était valable pour le Z_0 très massif) mais comme l'effet d'un potentiel de Yukawa $(g_U^2/r) \cdot e^{-r/r_0}$ de portée $r_0 = \hbar/M_U c$. Tant que r_0 demeure plus faible que a_0/Z l'interaction peut encore être considérée comme de courte portée. L'amplitude associée bénéficie donc du même effet de renforcement, un peu plus rapide que Z^3 , que l'amplitude associée à l'échange d'un Z_0 (voir § IIA). Par contre l'effet de renforcement diminue très vite dès que $r_0 > a_0/Z$. Le domaine de transition se situe dans la zone :

$$r_0 \sim a_0/Z \quad \text{ou encore} \quad M_U c \sim q_{at}$$

Par rapport au cas d'une masse $M_U \sim M_{Z_0}$, la contribution ΔQ_W pour M_U quelconque doit être par conséquent corrigée par un facteur $R(M_U)$

représenté sur la figure 21b pour différents atomes.⁽⁷⁾ Ce facteur est quasiment nul tant que $M_U c \lesssim q_{at}$, et tend vers 1 pour $M_U c \gg q_{at}$.

Voyons maintenant l'effet du boson U à haute énergie. Pour un processus caractérisé par un transfert d'impulsion q , l'amplitude de diffusion (transformée de Fourier du potentiel pour la valeur q) est :

$$A_U = g_U^2 / (M_U^2 c^2 + q^2)$$

Si $M_U \ll M_{Z_0}$ ($\sim 100 \text{ GeV}/c^2$), nous pouvons pour les grandes valeurs de q (soit $M_U c \ll q \ll M_{Z_0} c$) et compte tenu de la condition (39), comparer :

$$A_U \sim \frac{g_U^2}{q^2} \ll \frac{g^2}{q^2} \left(\frac{M_U}{M_{Z_0}} \right)^2,$$

à l'amplitude A_{Z_0} associée à l'échange d'un Z_0 :

$$A_{Z_0} = \frac{g^2}{M_{Z_0}^2 c^2 + q^2} \sim \frac{g^2}{M_{Z_0}^2 c^2}$$

Nous voyons que le rapport : $A_U/A_{Z_0} \ll M_U^2 c^2/q^2$ est négligeable pour des valeurs de q élevées. Par conséquent il existe un grand domaine du paramètre M_U (en pratique au moins 1 à 100 MeV/c²) dans lequel le boson U est sans effet à haute énergie bien qu'il puisse modifier les effets de physique atomique de manière très importante.

A titre d'illustration nous indiquons maintenant comment notre expérience a été réinterprétée⁽⁷⁾ dans le cadre d'un modèle particulier. Il s'agit du modèle proposé par P. FAYET⁽⁶⁾, qui appartient aux théories dites supersymétriques^(*). Dans le cadre de ce modèle ΔQ_W prend la forme :

$$\Delta Q_W = 3(Z+N) \lambda_U R(M_U)$$

où la dépendance sur Z et N traduit simplement le fait que le boson U se couple de manière identique aux quarks u et d ; λ_U est un paramètre compris entre -1 et $+1$ qui décrit le couplage électronique axial-nucléonique vectoriel violant la parité ; $R(M_U)$ est le facteur correctif dépendant de la masse, représenté fig. 21b.

(*) Ces théories constitueraient actuellement l'une des voies les plus prometteuses vers l'unification de toutes les interactions, gravité y compris.

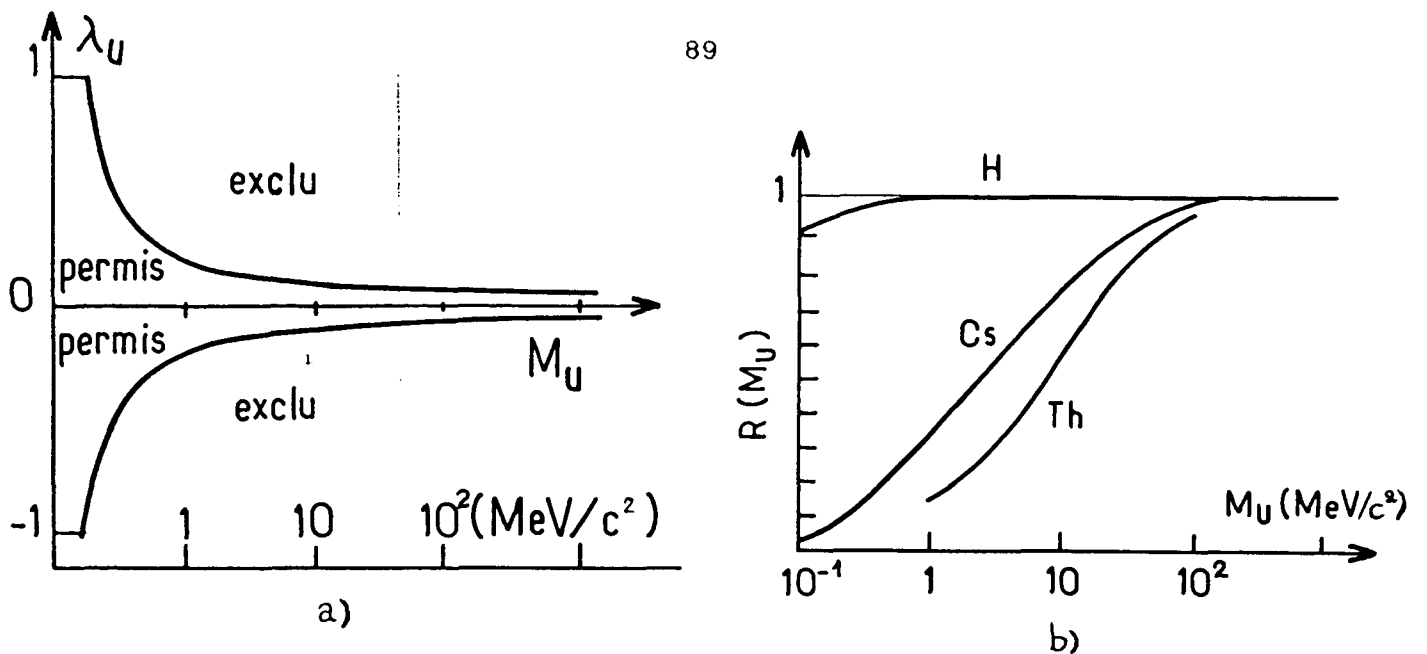


Figure 21: a) Contraintes imposées au couplage λ_U par l'expérience Cs.

b) Facteur correctif à la charge faible de noyaux atomiques en fonction de la masse du boson échangé. (extrait de réf. (7)).

Les limites imposées par le résultat du césium à la charge faible $Q_W(\text{Cs})$ (éq. 34), et par suite à la contribution ΔQ_W provenant d'un éventuel boson neutre supplémentaire U, définissent dans le plan λ_U, M_U un domaine d'existence permise représenté sur la figure 21a. On note que pour des valeurs de M_U supérieures à $10 \text{ MeV}/c^2$, les seules valeurs λ_U permises sont voisines de 0, ce qui signifie qu'en pratique le couplage du boson U aux quarks ne peut être que de nature axiale.

d) Remarque sur la nature de l'interaction à courants neutres observée dans le césium :

Jusqu'ici nous avons fait implicitement l'hypothèse que l'amplitude $\mathcal{J}_m E_1^{PV}$ attendue sur les deux composantes hyperfines ($\Delta F=0$ et 1) est la même. Ceci est effectivement le cas lorsqu'on prend en compte le potentiel $V_{pv}^{(1)}$ seul, donc si la partie de l'interaction faible dépendant du spin nucléaire est négligeable (cf. §II B). Si l'on ne fait pas a priori cette hypothèse, le dipôle de transition violant la parité prend alors la forme :

$$\vec{d}^{PV} = -i \int_m E_1^{PV} (\vec{\sigma} + \eta \vec{I}/I + i\eta' \vec{\sigma} \times \vec{I}/I) \quad (40)$$

η et η' étant des coefficients réels. On peut noter que l'expression ci-dessus est la plus générale dans l'hypothèse où l'interaction qui viole P est invariante par renversement du sens du temps.

Les termes η et η' trouvent essentiellement leur origine dans la partie de l'interaction faible décrivant le couplage entre le courant électronique vectoriel et le courant nucléonique axial: potentiel $V_{pv}^{(2)}$ (éq. 5b). Dans l'hypothèse où l'on ignore toute autre contribution à η et η' , le rapport η'/η est une quantité purement atomique (indépendante des constantes de couplage de l'interaction faible). Pour la transition 6S-7S du césium sa valeur a été calculée ⁽⁵¹⁾:

$$\eta'/\eta \approx 2.$$

On peut montrer que η est relié au rapport du moment axial faible (élément de matrice du courant axial nucléaire) à la charge faible :

$$\eta \approx A(Z, N) / Q_w .$$

Comme nous l'avons fait remarquer au chapitre II (§B et tableau 1), ce rapport doit décroître dans les atomes lourds proportionnellement à l'inverse du nombre de nucléons. De plus dans le modèle standard une réduction supplémentaire résulte de ce que la quantité $(4\sin^2\theta - 1)$ est très inférieure à 1. Pour ces raisons la valeur de $|\eta|$, attendue pour le césium, est seulement de 1 à 2×10^{-3} .

Notre but ici est de montrer comment la mesure des amplitudes violant la parité sur deux composantes hyperfines distinctes peut *en principe* fournir une information sur η . L'intérêt de ce type d'information est d'être basée sur une interprétation purement phénoménologique de l'expérience, ayant l'équation (40) pour seul point de départ.

Pour chaque transition hyperfine l'élément de matrice de \vec{d}^{pv} n'est plus simplement proportionnel à celui de $\vec{\sigma}$. Le rapport :

$$\frac{\langle 7S F' | \vec{d}^{pv} | 6S F \rangle}{\langle 7S F' | \vec{\sigma} | 6S F \rangle} = d_{F \rightarrow F'} \quad (41)$$

dépend des états hyperfins initial et final. Les valeurs de $d_{F \rightarrow F'}$ ainsi que quelques intermédiaires de calcul sont réunis dans le tableau 8. On en déduit en particulier pour $I = 7/2$ et $\eta'/\eta \approx 2$, la valeur R attendue pour le rapport entre $d_{3 \rightarrow 4}$ et $d_{4 \rightarrow 4}$, quantités directement fournies par nos deux expériences :

$$R = d_{3 \rightarrow 4} / d_{4 \rightarrow 4} = (1 + 15\eta/7) / (1 + \eta) \quad (42)$$

La valeur expérimentale de R permet donc en principe d'imposer des limites à η .

transition $6S_{1/2}F \rightarrow 7S_{1/2}F'$	$\langle \frac{\vec{1}}{I} \rangle / \langle \vec{\sigma} \rangle$	$\langle \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{1}}{I} \rangle / \langle \vec{\sigma} \rangle$	$\langle \vec{d}^{PV} \rangle / -i \int m E_1^{PV} \langle \vec{\sigma} \rangle$ $= d_{F \rightarrow F'} / -i \int m E_1^{PV}$
$I + \frac{1}{2} \rightarrow I + \frac{1}{2}$	1	0	$1 + \eta$
$I - \frac{1}{2} \rightarrow I - \frac{1}{2}$	$-(I+1)/I$	0	$1 - \eta(I+1)/I$
$I - \frac{1}{2} \rightarrow I + \frac{1}{2}$	$-1/2I$	$-i(2I+1)/2I$	$1 - \eta/2 + \eta'(2I+1)/2I$
$I + \frac{1}{2} \rightarrow I - \frac{1}{2}$	$-1/2I$	$i(2I+1)/2I$	$1 - \eta/2I - \eta'(2I+1)/2I$

Tableau 8 : Pour chaque composante hf, l'expression $\langle \vec{Q} \rangle / \langle \vec{\sigma} \rangle$ représente le rapport entre l'élément de matrice de \vec{Q} : $\langle 7S F' | \vec{Q} | 6S F \rangle$ et l'élément de matrice correspondant de $\vec{\sigma}$.

Etant donné que la précision de nos deux résultats pris individuellement est encore à l'heure actuelle insuffisante pour permettre une analyse fine nous allons ici nous borner à examiner s'il est possible de trancher entre les deux hypothèses extrêmes :

$\eta \ll 1$ ($v_{pv}^{(1)}$ présent seul) et $\eta \gg 1$ ($v_{pv}^{(2)}$ présent seul).

Dans chacune de ces hypothèses nous pouvons extraire des valeurs $d_{3 \rightarrow 4}$, $d_{4 \rightarrow 4}$ mesurées (égales aux seconds membres des éqs. 31a et 31b resp.), deux estimations distinctes y_1, y_2 du même paramètre ($\int m E_1^{PV} / \beta$), avec des incertitudes δ_1 et δ_2 . (δ est la somme quadratique de 1 eqm statistique σ et de l'incertitude systématique ; en pratique ici δ diffère peu de σ). Pour tester la validité de chaque hypothèse nous examinons les quantités :

$$\Delta = (y_1 - y_2) / \sqrt{(\delta_1^2 + \delta_2^2)} \quad \text{et} \quad \chi^2 = [(y_1 - \bar{y}) / \delta_1]^2 + [(y_2 - \bar{y}) / \delta_2]^2 = \Delta^2.$$

(\bar{y} représente la moyenne des valeurs y_1 et y_2 pondérées par $(1/\delta_1)^2$ et $(1/\delta_2)^2$ resp.). Les valeurs numériques figurent dans le tableau 9. Nous avons également indiqué la probabilité λ pour que l'hypothèse H étant vérifiée les valeurs de $|\Delta|$ et χ^2 soient (sous l'effet du hasard) supérieures ou égales aux valeurs observées.

hyp.H	interprétation	Δ	χ^2	proba. λ
$H_1 : \eta \ll 1$	$y_1 = d_{4 \rightarrow 4}$ $y_2 = d_{3 \rightarrow 4}$	1.17	1.36	0.25
$H_2 : \eta \gg 1$	$y_1' = d_{4 \rightarrow 4} / \eta$ $y_2' = 7d_{3 \rightarrow 4} / 15\eta$	1.83	3.33	0.07

Tableau 9 : Test des hypothèses $H_1 : v_{pv}^{(1)}$ seul ou $H_2 : v_{pv}^{(2)}$ seul.

Les résultats du tableau 9 montrent que même s'il est prématuré de trancher définitivement entre les deux cas, le résultat expérimental apparaît d'ores et déjà défavoriser l'hypothèse d'un courant nucléonique purement axial ($\eta \gg 1$) par rapport au cas extrême opposé. On voit qu'une extension de nos mesures afin d'améliorer leur précision a un intérêt évident en vue d'imposer une limite à η . A cet égard l'examen du tableau 8 suggère que la comparaison entre elles de mesures faites sur les transitions 4→4 et 3→3 est plus sensible à la valeur de η et pourrait conduire à des conclusions plus précises. Malheureusement le signal de fluorescence polarisée est réduit sur la transition 3→3 (resp. 4→3) par rapport à 4→4 (resp. 3→4) par le facteur 3/5 ce qui suffit à allonger par 2,5 le temps de mesure nécessaire pour atteindre un niveau de statistique identique sur les deux transitions ! Il est intéressant de noter que la limite sur η déduite de la mesure du rapport $d_{3\rightarrow3}/d_{4\rightarrow4}$ aurait aussi l'avantage de ne pas être du tout affectée par l'incertitude associée aux calculs de physique atomique, tandis que celle déduite de $d_{3\rightarrow4}/d_{4\rightarrow4}$ nécessite la connaissance du rapport purement atomique η'/η déterminé à l'heure actuelle avec une incertitude théorique de 10%. Mais pour extraire de η une limite relative aux constantes de couplage axiales (C_p^2, C_n^2) il faut passer par un modèle nucléaire du noyau de césium. Au vu de l'incertitude avec laquelle on peut prédire le moment magnétique nucléaire du césium dans le modèle en couches, il faut prévoir que l'incertitude introduite par ce modèle peut atteindre environ 50%.

B. LES RETOMBEES EN PHYSIQUE ATOMIQUE :

Le rapport $\int m E_1^{PV} / \beta$ mesuré sur la transition 6S-7S du césium (éq. 31) et exprimé en unités atomiques ($|e|/a_0^2 = 5,142 \times 10^{12}$ mV/cm)

$\int m E_1^{PV} / \beta = [-3,03 \pm 0,33(\text{leqm stat.}) \pm 0,23(\text{syst.})] \times 10^{-13} |e|/a_0^2$
correspond, en utilisant $\beta = 27a_0^3$ (cf. tableau 6), à l'amplitude de transition

$$E_1^{PV}(6S \rightarrow 7S) = [-0,82 \pm 0,09(\text{leqm stat.}) \pm 0,06(\text{syst.})] \times 10^{-11} |e| a_0 \quad (43)$$

On évalue que la grandeur du signal d'interférence $E_1^{PV} - E_1^{ind}$ détecté dans l'expérience, équivaut à l'observation d'une transition atomique ayant une force d'oscillateur de l'ordre de 10^{-18} seulement.

Jusqu'ici nous avons considéré le résultat en tant que test des théories électrofaibles mais il serait intéressant d'inverser la démarche. Si on accepte la validité du modèle standard, on peut de l'amplitude faible mesurée E_1^{PV} déduire une information sur les fonctions d'onde au voisinage du noyau ; cette information est différente de celle déduite de l'interaction hyperfine : elle concerne le gradient de la fonction d'onde P au noyau (voir éq. 7b).

Sur le plan de la physique atomique pure, nous avons eu l'occasion au chapitre VI de mentionner de nombreuses retombées obtenues dans le cadre des expériences parité sur la transition 6S-7S, une transition très inhabituelle à la fois par son degré d'interdiction et par la symétrie des nouveaux effets observés.

1. Mesures des paramètres de la transition :

Les principaux paramètres de la transition 6S-7S ont été déterminés expérimentalement au niveau de quelques % (tableau 10) :

- les polarisabilités non diagonales scalaire et vectorielle, α et β : β résultant du couplage spin-orbite se révèle particulièrement sensible aux détails de la fonction d'onde atomique et peut servir de test de modèles atomiques.
- les amplitudes dipolaires magnétiques M_1 et M_1^{hf} , associées aux effets à n-corps et à l'interaction hyperfine respectivement.

$\alpha^{(*)}$	$(-265 \pm 6) \cdot a_0^3$
β	$(26,8 \pm 0,8) a_0^3$
M_1	$(-4,23 \pm 0,18) \times 10^{-5} \mu_B/c $
M_1^{hf}	$(-0,808 \pm 0,050) \times 10^{-5} \mu_B/c $
E_1^{PV}	$(-0,81 \pm 0,09 \pm 0,06) \times 10^{-11} i ea_0 $

(*) Valeur semi-empirique (cf. App. II) utilisée pour normaliser les quatre autres paramètres.

Tableau 10: Valeurs des paramètres de la transition 6S-7S déterminées dans le cadre de ce travail.

La méthode essentiellement à la base de la mesure de si faibles amplitudes de transition est la méthode d'interférence Stark : elle consiste à détecter un terme d'interférence produit de l'amplitude à mesurer par une amplitude beaucoup plus grande, facilement contrôlable grâce au choix de la polarisation lumineuse et à l'application d'un champ électrique (et éventuellement magnétique). En outre la méthode présente l'avantage de donner accès au signe relatif des diverses amplitudes de transition.

2. Mise en évidence d'effets d'interférence de symétrie inhabituelle:

Mais la diversité des amplitudes de transition mises en jeu nous a aussi permis d'observer des phénomènes physiques présentant un caractère de symétrie original par rapport aux phénomènes habituellement observés sur les transitions permises. De ce point de vue, trois parmi les effets étudiés méritent d'être relevés : il s'agit d'orientations électroniques créées dans l'état excité.

(a) Le premier exemple est la manifestation de la nature mixte $M_1-E_1^{ind}$ de la transition induite par un champ électrique, qui se traduit par l'apparition d'une orientation électronique :

$$\vec{P} \propto \alpha(\vec{\epsilon} \cdot \vec{E}) M_1(\vec{\epsilon} \times \hat{k}) ;$$

$\vec{\epsilon}$ décrit la polarisation plane du faisceau laser, \hat{k} sa direction de propagation ; ainsi l'orientation \vec{P} est dirigée le long du champ magnétique $\vec{\epsilon} \times \hat{k}$ de l'onde laser et elle n'existe que si le champ électrique appliqué a une composante normale à \hat{k} (fig. 22a).

(b) Le second exemple est une manifestation du couplage spin-orbite lorsque la transition induite par un champ \vec{E} est excitée par un faisceau polarisé circulairement : il apparaît une orientation électronique de la forme :

$$\vec{P} \propto \alpha\beta (\xi \hat{k} \times \vec{E}) \times \vec{E} ;$$

cette orientation est proportionnelle à l'hélicité ξ des photons mais on note que sa direction n'est pas, sauf cas très particulier, celle de leur moment angulaire $\xi \hat{k}$: \vec{P} est normale au champ électrique dans le plan (\vec{E}, \hat{k}) défini par le champ et le faisceau (fig. 22b). (Article II).

(c) Le dernier exemple est une autre manifestation du couplage spin-orbite sous la présence simultanée d'un champ électrique \vec{E} et d'un champ magnétique \vec{H} ; l'excitation en polarisation plane \vec{E} fait apparaître une orientation de la forme :

$$\vec{P} \propto \alpha(\vec{E} \cdot \vec{E}) \beta(\vec{E} \times \vec{E}) \times \vec{H} ;$$

elle est toujours à angle droit du champ magnétique, et si le champ électrique est normal au faisceau, elle est aussi à angle droit du faisceau (fig. 22c). (Article VI).

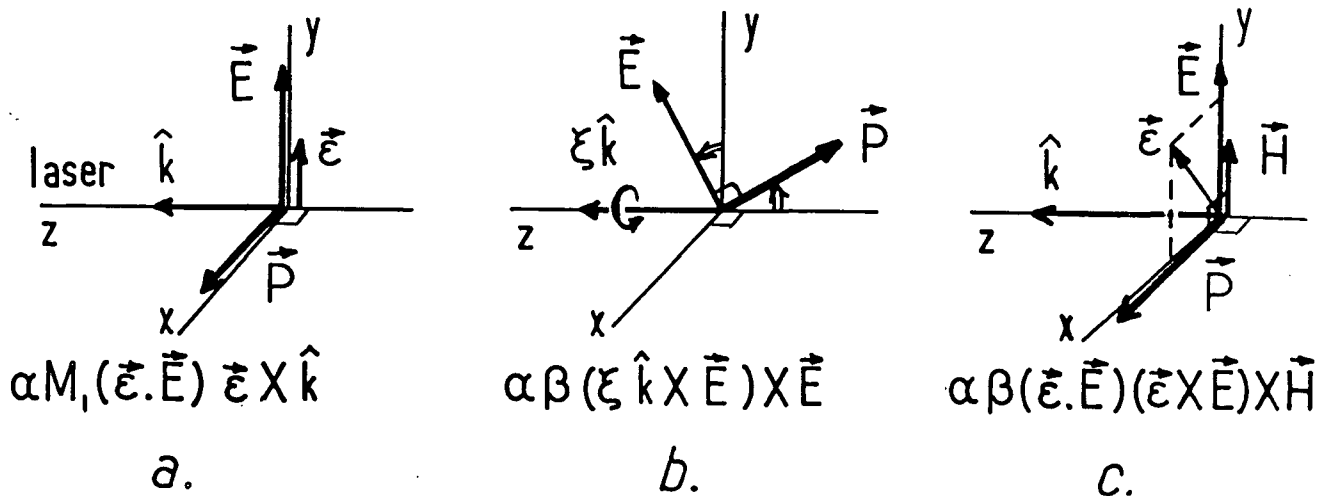


Figure 22: Symétries inhabituelles d'orientations électroniques \vec{P} créées dans l'état 7S par effet d'interférence Stark.

D'autre part la sensibilité et la sélectivité des méthodes d'excitation et de détection ont rendu possible l'observation de la transition en l'absence de champ électrique (voir ch. III §A2 et fig. 4). En dépit du grand facteur d'interdiction de la transition, des mesures tout à fait significatives ont pu être effectuées. (Article X).

L'extension de la méthode expérimentale à d'autres atomes peut être envisagée: par exemple une étude de la physique atomique de la transition $5S-6S$ du rubidium présenterait un intérêt (en particulier en vue d'une mesure de la parité, dont l'intérêt apparaîtra au §D).

C. ETAT ACTUEL DES AUTRES EXPERIENCES "PARITE" EN PHYSIQUE ATOMIQUE :

Avant de présenter quelques perspectives, il convient de faire le point sur l'état actuel des autres expériences de recherche d'une violation de la parité en physique atomique.

Des expériences ont été réalisées dans trois autres éléments lourds : Tl(Z=81), Pb(Z=82), Bi(Z=83). Compte tenu des incertitudes, les résultats obtenus (tableau 11) ne présentent pas de désaccord avec le modèle standard. Néanmoins leur interprétation théorique est délicate à cause de la complexité de la structure électronique de ces atomes: de 1 à 2 et 3 électrons de valence du Tl au Pb et au Bi, sur une couche 6P, la couche 6S sous-jacente étant de plus fortement polarisable comme le prouvent du reste les données spectroscopiques relatives à ces éléments. L'incertitude de la théorie atomique dans le calcul de E_1^{PV} est actuellement estimée par leurs auteurs à 30% environ.

Les expériences dans une vapeur de thallium concernent la mesure d'un effet d'interférence $E_1^{PV}-E_1^{ind}$ sur la transition M_1 interdite $6P_{1/2}-7P_{1/2}$. La grandeur physique observée est :

- soit l'orientation électronique violant la parité, dans la première version de l'expérience^(31, 34) qui s'inspire de la notre :
- soit l'absorption chirale d'une lumière polarisée plane dans un champ magnétique, selon une suggestion théorique étudiée dans le cadre de la thèse de 3^{ème} cycle de M. Poirier^(12,55). La mesure de cet effet a produit récemment un résultat plus significatif⁽³²⁾ que le premier (voir tableau 11b). L'incertitude statistique ($\approx 15\%$ à 1σ) domine dans la barre d'erreur comme dans le cas du Cs. Néanmoins l'interprétation quantitative du résultat demeure prématurée étant donnée l'incertitude difficilement chiffrable qui affecte la valeur théorique de β dans le Tl. Une détermination empirique directe de β est en cours.

Dès maintenant il est intéressant de comparer l'ordre de grandeur des amplitudes faibles violant la parité dans deux atomes lourds aussi différents que le Tl et le Cs. En utilisant la valeur théorique de β_{Tl} ⁽³³⁾, la seule

existant à présent, on déduit du rapport expérimental ($\int m E_1^{PV} / \beta$)_{Tl} :

$$E_1^{PV}(\text{Tl})^{\text{exp}} = (-1,05 \pm 0,20) \times 10^{-10} \text{ i l e a}_0 \text{ l}$$

Rappelons la valeur correspondante pour le Cs (éq.43) :

$$E_1^{PV}(\text{Cs})^{\text{exp}} = (-0,82 \pm 0,15) \times 10^{-11} \text{ i l e a}_0 \text{ l}$$

On note que les deux amplitudes E_1^{PV} diffèrent par typiquement un ordre de grandeur, alors que les amplitudes dipolaires électriques permises $\langle nS | -e\vec{r} | n'P \rangle$ sont du même ordre dans les deux atomes (en fait elles sont même un peu plus grandes, par un facteur 1,5 à 2 dans le Cs). Il est difficile d'interpréter cette différence autrement que par la portée courte à l'échelle atomique de l'interaction responsable de la violation de parité dans les atomes. A cet égard on note que le rapport observé $E_1^{PV}(\text{Tl}) / E_1^{PV}(\text{Cs}) \approx 13 \pm \sim 3$ est bien compatible avec la loi en $Z^3 K_r$ prédite pour le mélange de parité dans les atomes lourds (voir ch.II §C), loi qui s'interprète essentiellement par la courte portée de l'interaction^(*).

Les expériences dans des vapeurs de Bi et de Pb concernent la mesure d'un effet d'interférence $M_1 E_1^{PV}$ auprès de transitions M_1 permises; l'effet de violation de parité observé est un petit pouvoir rotatoire spontané ($\sim 10^{-7}$ rad) en l'absence de tout champ \vec{E} ou \vec{H} . Les résultats les plus récents de chaque groupe⁽³⁵⁻³⁹⁾ figurent dans le tableau 11a. (Nous avons volontairement omis les tout premiers résultats ultérieurement rejetés par leurs auteurs). A l'opposé des cas du Tl et du Cs, les barres d'erreur sont essentiellement d'origine systématique. Elles proviennent de l'effet combiné d'imperfections dans les polariseurs et de variations dans la distribution géométrique de l'intensité du faisceau, liées à la nécessité de comparer les résultats obtenus à des longueurs d'onde différentes.

(*) Le facteur relativiste K_r traduit le fait que les fonctions d'onde s et p divergeraient à l'origine pour un noyau ponctuel, et deux facteurs Z proviennent des valeurs à l'origine de la fonction d'onde s et du gradient de la fonction d'onde p ; seul le troisième facteur Z , associé à l'effet de cohérence des nucléons, a une origine différente. Du Cs ($Z=55$) au Tl ($Z=81$), $Z^3 K_r$ augmente par un facteur 10 dans lequel la contribution "courte portée", $Z^2 K_r \approx 6,5$, est bien dominante.

L'examen du tableau 11a montre qu'il subsiste à l'heure actuelle un désaccord par un facteur ~ 2 entre les résultats publiés par des groupes différents qui sont censés mesurer le même effet. Néanmoins, il semble qu'on puisse conclure dans le cas du Bi aussi, à l'existence d'une violation de parité ayant le signe et l'ordre de grandeur prédits dans le cadre du modèle standard. Mais, ne serait-ce que pour souligner la difficulté des expériences, il faut rappeler que les premiers résultats obtenus dans le Bi par trois de ces mêmes équipes (en 1977 et 1980), annonçaient l'absence d'effet violant la parité. Dans ce contexte, il paraît souhaitable que la dispersion subsistante soit éclaircie. Plus généralement il est encore important que de nouvelles expériences viennent confirmer et améliorer la précision des résultats acquis dans les éléments lourds.

Il est bon de rappeler que l'information apportée par tous les atomes lourds est de même nature (il s'agit pratiquement de la même combinaison linéaire des constantes C_p^1 et C_n^1 , mesurée à des valeurs du transfert d'impulsion variant de $q \approx 2,4$ à 8 MeV/c du Cs au Bi). Par contre les informations en principe contenues dans une expérience qui serait réalisée sur l'hydrogène ou le deutérium sont complémentaires : les quatre constantes C_p^1 , C_p^2 et C_n^1 , C_n^2 pourraient être déterminées, à $q_H \sim 10$ KeV/c. En outre la théorie atomique dans ces éléments est sans incertitude, ce qui est favorable en vue de tester les corrections radiatives de la théorie de jauge électrofaible. Il y a donc de sérieuses raisons motivant les expériences actuellement en cours dans l'hydrogène. Elles mettent toutes en jeu une transition microonde entre deux sous-niveaux de l'état métastable 2S d'atomes H dans un jet atomique. Elles recherchent dans les taux de transition une asymétrie par inversion de la chiralité de l'expérience, asymétrie associée à un effet d'interférence mettant en jeu :

- soit $E_1^{PV} - E_1^{ind}$ à un croisement de niveaux 2S-2P en champ magnétique (45, 46) ;
- soit $E_1^{PV} - M_1$ en champ magnétique nul (47).

Ces expériences extrêmement difficiles n'ont pas encore atteint la sensibilité requise pour tester le modèle standard. La sensibilité actuelle correspond à $|C_p^2| < 500$, limite peu restrictive compte tenu de la prédiction du modèle standard $C_p^2 \approx -0,07$ (pour $\sin^2\theta \approx 0,22$).

Expérience		Théorie (Modèle standard)	
(a)	$10^{-7} \int_m E_1^{PV} / M_1$		
$^{209}_{83}\text{Bi}$ 648nm	Novosibirsk (1979)	$-20,2 \pm 2,7$ ⁽³⁷⁾	$\left\{ \begin{array}{l} -13 \quad (^{40}) \\ -17 \quad (^{41}) \\ -10,5 \quad (^{42}) \end{array} \right.$
	Oxford (1984)	$-9,3 \pm 1,5$ ⁽³⁶⁾	
	Moscou (1984)	$-7,8 \pm 1,8$ ⁽³⁸⁾	
$^{209}_{83}\text{Bi}^+$ 876nm	Seattle (1981)	$-10,4 \pm 1,7$ ⁽³⁵⁾	$\left\{ \begin{array}{l} -8 \quad (^{42}) \\ -11 \quad (^{40}) \\ -13 \quad (^{41}) \end{array} \right.$
	Seattle (1983)	$-9,9 \pm 2,5$ ⁽³⁹⁾	
$^{205}_{82}\text{Pb}$ 1,28 μ	Seattle (1983)	$-9,9 \pm 2,5$ ⁽³⁹⁾	$\left\{ \begin{array}{l} -11 \quad (^{41}) \\ -14 \quad (^{43}) \end{array} \right.$
(b)	$\int_m E_1^{PV} / \beta$ (mV/cm)		
$^{205}_{81}\text{Tl}$ 293nm	Berkeley (1981)	$-1,80 \pm \begin{matrix} 0,65 \\ 0,60 \end{matrix}$ ⁽³¹⁾	$\left\{ \begin{array}{l} -1,31 \pm 0,26 \quad (^{33}) \\ -1,04 \pm 0,16 \quad (^{44}) \end{array} \right.$
	Berkeley (1984)	$-1,73 \pm 0,33$ ⁽³²⁾	
$^{133}_{55}\text{Cs}$ 539nm	Paris (1982)	$-1,34 \pm 0,22 \pm 0,11$ ^(*)	$\left\{ \begin{array}{l} -1,61 \pm 0,2 \quad (^{18}) \\ -1,77 \quad (^{28}) \\ -1,47 \quad (^{29}) \\ -1,49 \quad (^{30}) \end{array} \right.$
	(présent travail) (1983)	$-1,78 \pm 0,26 \pm 0,12$	
	combiné	$-1,56 \pm 0,17 \pm 0,12$	
^1_1H	$ C_P^{(2)} < 500$		-0,07

Tableau 11 : Résultats des expériences de violation de parité dans les atomes.

(*) la première erreur est 1 eqm statistique, la seconde est l'incertitude systématique typique.

D. PERSPECTIVES :

Au vu de la difficulté de l'expérience et de la complexité des calculs théoriques la recherche d'une violation de la parité dans le césium peut paraître avoir atteint ses limites. Du reste on peut noter que les incertitudes expérimentales et théoriques sont actuellement du même ordre de grandeur. Peut-on raisonnablement escompter une amélioration sensible à la fois de l'expérience et de la théorie ?

Sur le plan théorique des progrès sont en vue : on peut espérer, une fois achevés les calculs perturbatifs en cours dans l'équipe de C. Bouchiat, pouvoir abaisser l'erreur théorique au dessous de 10%, et ceci d'autant plus que des résultats encore préliminaires indiquent l'existence de compensations importantes dans les termes correctifs.

Sur le plan expérimental le montage que nous avons utilisé présente le sérieux handicap d'une faible statistique. Il est nécessaire d'envisager de nouvelles conceptions de l'expérience permettant de réaliser un meilleur rapport signal/bruit (tout en gardant un contrôle aussi bon des effets systématiques). En outre un recoupement du résultat présent au moyen de techniques totalement différentes serait extrêmement intéressant. Un nouveau projet a débuté dans l'équipe. Mentionnons par ailleurs l'entreprise, par deux autres groupes, d'expériences également sur la transition 6S-7S du césium : l'une en champ électrique nul par Telegdi et Hoffnagle à Zürich), l'autre en champs électrique et magnétique croisés sur un jet atomique (par Gilbert, Watts et Wieman à Michigan).

Un objectif à plus long terme serait d'étendre l'étude aux alcalins de numéro atomique Z plus faible afin de tester le modèle standard vers de plus faibles valeurs du transfert d'impulsion (grossièrement $q_{at} \sim Z\hbar/a_0$), sur des éléments ayant une structure simple. Mais à cause de la loi en $Z^3 K_r$, les effets de violation de parité décroissent vite avec Z . Ainsi dans la transition 5S-6S du rubidium ($Z=37$), alcalin précédent le césium dans la classification périodique, les effets se trouvent a priori réduits par un facteur ~ 6 par rapport au Cs. Mais d'autres facteurs d'ordre expérimental entrent en ligne de compte (par exemple la puissance laser disponible à la longueur d'onde de la transition). Il est certain qu'à l'heure actuelle il semble très difficile d'envisager l'observation de la violation de parité dans le Rb comme une extension directe de l'expérience du césium. Néanmoins l'étude de la physique atomique de la transition 5S-6S du Rb pourrait dès maintenant constituer une première étape indispensable et du reste intéressante par elle-même.

D'autre part le problème de la mise en évidence des constantes de couplage axiales C_p^2 et C_n^2 garde tout son intérêt. Etant donné les difficultés considérables rencontrées par les expériences sur l'hydrogène et les limites encore très imprécises qui s'en déduisent pour C_p^2 (cf. tableau 11), étant donné aussi les grandes incertitudes relatives à la combinaison linéaire extraite de l'expérience de hautes énergies réalisée à SLAC ($C_U^2 - 0,5 C_D^2 = 0,23 \pm 0,38$ (1 eqm stat.)), toute autre voie d'accès

ne doit pas être négligée. A cet égard l'analyse du ch. VII § A2d montre que si la précision des mesures effectuées sur des composantes hyperfines distinctes dans la transition 6S-7S du Cs se trouvait améliorée, des informations valables pourraient être apportées. Il n'est pas a priori sans espoir de pouvoir abaisser ainsi les limites sur C_p^2 .

Signalons enfin un tout autre moyen d'accès à C_p^2 : c'est l'étude de transitions atomiques connectant des états de même parité et de moment cinétique $J=0$. De telles transitions sont strictement interdites en l'absence de spin nucléaire, étant donné l'impossibilité de satisfaire à la conservation du moment cinétique. Dans les isotopes impairs la transition acquiert d'une part une amplitude M_1 sous l'effet de l'interaction hyperfine, et d'autre part une amplitude E_1^{pv} sous l'effet du potentiel $V_{pv}^{(2)}$. Une asymétrie droite-gauche due à une interférence soit $M_1-E_1^{pv}$ soit plutôt $E_1^{ind}-E_1^{pv}$ en présence d'un champ électrique statique pourrait être recherchée sur l'orientation nucléaire de l'état excité. Un tel schéma d'expérience a été proposé pour la transition $(6p^2) {}^3P_0 - (6p^2) {}^1S_0$ du plomb à 3394 \AA (9). Son avantage est que les effets dus à $V_{pv}^{(2)}$ ne se trouvent pas masqués par ceux dus à $V_{pv}^{(4)}$ et néanmoins le choix d'un atome lourd permet de bénéficier du facteur d'amplification $Z^2 K_r \approx 10^5$ pour $Z = 82$.

CONCLUSION

Le résultat essentiel obtenu dans le cadre de ce travail est la mise en évidence d'un effet de violation de la parité dans l'atome de césium, sous la forme d'une amplitude dipolaire électrique de transition E_1^{PV} de $8 \times 10^{-12} ea_0$ entre les états 6S et 7S de "même parité". Cet atome est à l'heure actuelle l'élément le plus simple et aussi le plus léger, dans lequel un effet de ce type a pu être observé.

A l'issue de deux mesures indépendantes, notre résultat se met sous la forme :

$$\frac{\int_{mE_1}^{PV}}{\beta} = [-1,56 \pm 0,17 \text{ (leqm stat)} \pm 0,12 \text{ (syst)}] \text{ mV/cm}$$

$$= [-3,03 \pm 0,33 \pm 0,23] \times 10^{-13} |e|/a_0^2$$

où β , la polarisabilité vectorielle de la transition, est maintenant connue grâce au bon recoupement entre les déterminations théorique et semi-empirique :

$$\beta = (27 \pm 1) a_0^3 .$$

Nous pensons que les nombreuses précautions prises rendent ce résultat significatif : l'incertitude systématique a été réduite et estimée en suivant un ligne de conduite rigoureuse visant à rendre superflue toute correction d'effets systématiques ; les multiples tests obtenus dans des expériences auxiliaires nous donnent confiance dans la méthode expérimentale ainsi que dans la théorie atomique nécessaire à l'interprétation théorique.

L'intérêt essentiel du résultat est qu'il apporte une information complémentaire de celle extraite des expériences de hautes énergies, permettant ainsi de préciser la structure de l'interaction faible électron-nucléon violant la parité. Cette information concerne la charge faible du noyau du césium $Q_w^{\text{exp}} = -67,3 \pm 10$, où l'incertitude englobe à la fois les incertitudes statistiques, systématiques et théoriques (en les combinant quadratiquement). En outre le résultat expérimental s'accorde avec la

prédiction du modèle électrofaible standard, $Q_W = -68,6$ (pour $\sin^2 \hat{\theta}_W = 0,215$).

Mais, indépendamment de toute référence à un modèle théorique électrofaible, il importe de dégager un certain nombre de conclusions qui sont d'ores et déjà acquises :

Il existe une interaction électron-nucléon ayant les caractéristiques suivantes :

- elle viole la parité puisque l'effet observé est une asymétrie droite-gauche;
- elle est invariante par renversement du sens du temps, puisque le dipôle électrique de transition recherché et observé est imaginaire pur (moyennant une convention de phase où le dipôle magnétique est réel) ;
- sa portée est très courte à l'échelle atomique ($\ll a_0/Z$), comme l'indique la comparaison entre la grandeur de E_1^{PV} observée dans le Cs et, par d'autres groupes, dans d'autres atomes plus lourds - Tl, Pb, Bi .

Par ailleurs la comparaison de nos deux résultats, obtenus sur deux composantes hyperfines différentes, s'avère être en faveur d'une interaction résultant d'un couplage $A_e V_n$ (axial électronique-vectorel nucléaire). Cependant il serait souhaitable d'améliorer la précision actuelle en vue d'extraire une limite à la contribution du couplage $V_e A_n$ de nature opposée.

L'intérêt de poursuivre ces expériences en Physique Atomique paraît évident, d'une part pour rendre plus quantitatives les conclusions précédentes, mais aussi pour tenter de mettre en évidence le couplage à courte portée électron-nucléon de nature axial nucléaire, dont il reste encore à prouver expérimentalement l'existence physique.

APPENDICE I

**1 Manifestation d'une violation de la parité
sur une grandeur physique observable**

Cet appendice explicite les calculs élémentaires à la base des diverses manifestations expérimentales d'une violation de la parité, observées ou recherchées dans les atomes. Ces manifestations apparaissent comme équivalentes du point de vue des principes mais elles s'illustrent à l'aide d'exemples physiques différents.

A. Asymétrie droite-gauche dans une probabilité de transition

Soient deux états du système atomes + champs (champs statiques et champ de rayonnement) et soient A' et B' les états transformés par réflexion d'espace :

$$|A'\rangle = P |A\rangle \quad B' = P |B\rangle$$

P est l'opérateur parité satisfaisant les relations $P = P^{-1} = P^+$. Introduisons l'opérateur d'évolution du système :

$$U(t) = e^{-iHt/\hbar}$$

où H représente le hamiltonien total. Les probabilités de transition à l'instant t s'écrivent :

$$\mathcal{P}_{A \rightarrow B}(t) = |\langle A | U(t) | B \rangle|^2.$$

$$\mathcal{P}_{A' \rightarrow B'}(t) = |\langle A | P^+ U(t) P | B \rangle|^2 = |\langle A | P^{-1} U(t) P | B \rangle|^2.$$

Si le hamiltonien commute avec P , il en est de même de $U(t)$ et nous voyons que $\mathcal{P}_{A \rightarrow B} = \mathcal{P}_{A' \rightarrow B'}$. Mais si par contre le hamiltonien viole la parité alors :

$$P^{-1} U(t) P \neq U(t)$$

Nous pouvons réécrire l'opérateur d'évolution sous la forme de deux termes, l'un pair, l'autre impair par réflexion d'espace :

$$U = U_+ + U_-$$

avec : $U_{\pm} = (U \pm P^{-1} U P) / 2$

tels que : $P U_{\pm} P^{-1} = \pm U_{\pm}$.

Les probabilités de transition s'expriment en termes de U_+ et U_- comme :

$$\mathcal{P}_{A \rightarrow B} = |\langle A | U_+ + U_- | B \rangle|^2,$$

$$\mathcal{P}_{A' \rightarrow B'} = |\langle A | U_+ - U_- | B \rangle|^2;$$

soit encore comme la somme

d'un scalaire : $|\langle A | U_+ | B \rangle|^2 + |\langle A | U_- | B \rangle|^2$,

et d'un pseudoscalaire : $\langle A | U_+ | B \rangle \langle B | U_-^\dagger | A \rangle + \text{cc}$.

On peut définir une asymétrie droite-gauche :

$$\mathcal{H} = \frac{\mathcal{P}_{A \rightarrow B} - \mathcal{P}_{A' \rightarrow B'}}{\mathcal{P}_{A \rightarrow B} + \mathcal{P}_{A' \rightarrow B'}} = \frac{\langle A | U_+ | B \rangle \langle B | U_-^\dagger | A \rangle + \text{cc}}{|\langle A | U_+ | B \rangle|^2 + |\langle A | U_- | B \rangle|^2}$$

Une réflexion par rapport à un point est le produit d'une rotation par rapport à un axe et d'une symétrie par rapport à un plan (perpendiculaire à cet axe). Comme le hamiltonien et l'opérateur d'évolution commutent avec l'opérateur rotation, les conclusions restent inchangées si l'on remplace la réflexion par rapport à un point par une symétrie par rapport à un plan.

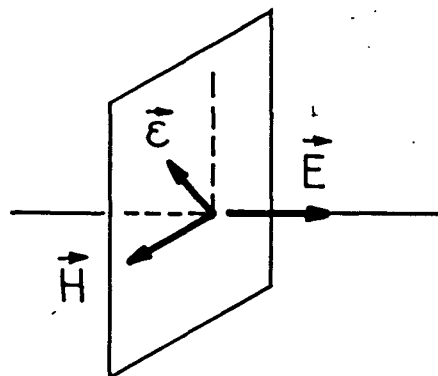
Exemples physiques:

1) Dichroïsme circulaire violant la parité.

En l'absence de tout champ statique (électrique et magnétique) on peut décider que l'état $|B\rangle$ se déduit de $|A\rangle$ par absorption d'un photon résonant σ_+ (hélicité $\xi = +1$). Dans ce cas $|B'\rangle$ se déduit de l'état image de $|A\rangle$ (qui coïncide avec $|A\rangle$ en l'absence de levée de dégénérescence) par absorption d'un photon σ_- (hélicité $\xi = -1$). L'asymétrie droite-gauche sur les probabilités de transition n'est rien d'autre qu'un dichroïsme circulaire de la vapeur en champ nul (ou encore l'existence dans la section efficace d'absorption d'un terme linéaire en ξ , donc pseudoscalaire).

Ce type d'effet n'a pas encore été observé dans les atomes.

2) Absorption chirale de lumière polarisée rectilignement dans des champs électrique et magnétique croisés.



Dans le cadre de la thèse de 3ème cycle de M. POIRIER il a été montré qu'en présence de champs électrique et magnétique statiques croisés et d'une irradiation en lumière de polarisation plane \vec{E} , on peut prédire l'existence dans la probabilité de transition du pseudoscalaire : $(\vec{E} \cdot \vec{H})$ $(\vec{E} \times \vec{H} \cdot \vec{E})$.

Dans la version la plus récente de l'expérience du thallium ⁽³²⁾, c'est là l'effet observé.

B. Apparition dans la valeur moyenne d'une observable de parité définie, d'une composante de parité opposée

Soit une observable A ayant une parité bien définie :

$$P A P^{-1} = \epsilon_A A, \quad \epsilon_A = \pm 1$$

Pour étudier l'évolution de la valeur moyenne de A avec le temps, on peut utiliser l'opérateur de Heisenberg associé à A :

$$A(t) = e^{iHt/\hbar} A e^{-iHt/\hbar}$$

La valeur moyenne de A à l'instant t est donnée par :

$$\langle A(t) \rangle = \text{Tr} \{ \rho_i A(t) \} / \text{Tr} \rho_i$$

où ρ_i représente la matrice densité du système (atome + champs) à l'instant $t=0$. Effectuons une opération de réflexion sur l'état initial :

$$\rho_i \xrightarrow{P} \rho_i' = P \rho_i P^{-1}$$

Il en résulte pour $\langle A(t) \rangle$ la transformation :

$$\langle A(t) \rangle \xrightarrow{P} \langle A'(t) \rangle = \text{Tr} \{ \rho_i [P^{-1} A(t) P] \} / \text{Tr} \rho_i$$

Si la parité est conservée P commutant avec H, et par suite avec l'opérateur d'évolution, on a :

$$P^{-1} A(t) P = \epsilon_A A(t)$$

et donc à chaque instant :

$$\langle A(t) \rangle \xrightarrow{P} \langle A'(t) \rangle = \epsilon_A \langle A(t) \rangle$$

Dans le cas où P ne commute pas avec H on peut décomposer A(t) en une somme de deux termes :

$$A(t) = A_+(t) + A_-(t)$$

avec : $A_{\pm}(t) = [A(t) \pm P A(t) P^{-1}]/2,$

tels que si l'on effectue une réflexion d'espace sur l'état initial on a à l'instant t :

$$\langle A_{\pm}(t) \rangle \xrightarrow{P} \pm \epsilon_A \langle A_{\pm}(t) \rangle$$

et par suite :

$$\langle A(t) \rangle = \langle A_+(t) \rangle + \langle A_-(t) \rangle \xrightarrow{P} \langle A'(t) \rangle = \epsilon_A [\langle A_+(t) \rangle - \langle A_-(t) \rangle]$$

Ainsi la valeur moyenne de l'observable A à l'instant t acquiert une composante de parité $-\epsilon_A$.

L'existence d'une contribution pseudoscalaire dans une probabilité de transition apparaît en fait comme un exemple particulier du cas plus général traité ci-dessus.

Exemples physiques:

1) Production d'une polarisation électronique dans un état atomique excité en lumière non polarisée (ou polarisée linéairement) en l'absence de tout champ statique, magnétique et électrique :

Dans ce cas l'observable A est le moment angulaire de spin. Sa valeur moyenne dans l'état excité est la polarisation électronique de cet état. L'effet violant la parité correspond à une composante de cette polarisation électronique dirigée le long du vecteur d'onde incident \hat{k} et indépendante de l'hélicité du faisceau :

$$\vec{P} \propto \hat{k}$$

Cette composante se comporte par réflexion d'espace comme un vecteur polaire (de parité -1) alors que l'observable moment angulaire est axiale, (de parité +1). Notons que cet effet résulte directement du dichroïsme circulaire violant la parité (δA), les spins +1/2 et -1/2 étant excités avec des probabilités différentes.

2) Production d'une composante vectorielle dans la polarisation électronique d'un état excité en lumière circulaire, en présence d'un champ électrique statique.

Cet exemple est celui choisi dans notre expérience. L'effet violant la parité mesuré est une composante de polarisation électronique de l'état $7S_{1/2}$ de la forme :

$$\vec{P}_{PV} \propto \xi \hat{k} \times \hat{E} ;$$

\hat{k} désigne le moment angulaire longitudinal des photons incidents et \hat{E} la direction du champ électrique. Là encore la violation de parité se traduit par le fait que cette composante se comporte par réflexion d'espace comme un vecteur polaire.

APPENDICE II

**Détermination semi-empirique de la polarisabilité scalaire α
de la transition 6S-7S du césium**

Nos expériences nous ont permis de mesurer directement des rapports d'amplitudes de transition relatives à la transition 6S-7S du césium. Pour normaliser ces amplitudes il faut connaître au moins l'une d'entre elles. Les mesures directes d'amplitudes de transition sont affectées de grandes incertitudes (liées essentiellement à la difficulté de connaître le nombre d'atomes de césium dans la cellule et la transmission de l'optique de détection de la fluorescence). Par contre une valeur semi-empirique de la polarisabilité scalaire de transition α et par suite de l'amplitude Stark αE peut être déterminée avec une incertitude relativement faible ($\sim 2,5\%$), selon une procédure proposée par J. HOFFNAGLE (²²). Cette procédure a été mise en oeuvre plus rigoureusement par C. BOUCHIAT et C. A. PIKETTY (⁷) dans le cadre du modèle semi-empirique de NORCROSS. (utilisé pour la prédiction de E_1^{PV} , voir chap. VI §C). L'objet de cet appendice est d'exposer le détail de cette procédure.

A. PRINCIPE ET RESULTAT DE LA DETERMINATION SEMI-EMPIRIQUE DE $\alpha(7,6)$:

Les polarisabilités scalaire et vectorielle de transition $\alpha(n',n)$ et $\beta(n',n)$ pour la transition $nS \rightarrow n'S$ sont définies par :

$$\langle \widetilde{n'S} | \vec{D} | \widetilde{nS} \rangle = -\alpha(n',n)\vec{E} - i\beta(n',n)\vec{\sigma} \times \vec{E} \quad (\text{AII-1})$$

où $\vec{D} = -e\vec{r}$ est l'opérateur dipolaire électrique et $|\widetilde{nS}\rangle$ représente l'état nS perturbé au 1er ordre par le champ électrique \vec{E} . L'expression de $\alpha(n',n)$ se déduit aisément de cette définition:

$$\alpha(n',n) = \sum_{n''} \alpha(n',n'',n) \quad (\text{AII-2})$$

avec :

$$\alpha(n', n'', n) = \frac{2}{9} \left[\langle \rho \rangle_n^{n''1/2} \langle \rho \rangle_{n'}^{n''1/2} \times \left(\frac{1}{\epsilon_n - \epsilon_{n''1/2}} + \frac{1}{\epsilon_{n'} - \epsilon_{n''1/2}} \right) + \right. \\ \left. 2 \langle \rho \rangle_n^{n''3/2} \langle \rho \rangle_{n'}^{n''3/2} \times \left(\frac{1}{\epsilon_n - \epsilon_{n''3/2}} + \frac{1}{\epsilon_{n'} - \epsilon_{n''3/2}} \right) \right] \times a_0^3 \quad (\text{AII-3})$$

ϵ_n et $\epsilon_{n''J}$ sont les énergies des états nS et $n''P_J$ respectivement exprimées en unités atomiques ($e^2/2a_0 = 1$ Rydberg) et $\langle \rho \rangle_n^{n''J}$ est l'élément de matrice de la coordonnée radiale réduite $\rho = r/a_0$ entre les états nS et $n''P_J$ ($J=1/2, 3/2$) (avec la convention de phase choisie où les fonctions d'onde radiales sont positives à l'origine). α est ainsi exprimée en u. a. a_0^3 (elle a bien les dimensions d'un volume). La somme sur n'' s'applique à tous les états $n''P$, y compris les états autoionisant et ceux du continuum (*).

Toutefois les calculs théoriques, dans le cas de la transition $6S-7S$, indiquent que la contribution des premiers états intermédiaires associés à $n''=6$ et 7 est largement dominante : la contribution des autres états est estimée comme étant inférieur au %. Cette remarque est à l'origine de la méthode de détermination semi-empirique de $\alpha(7,6)$ consistant à évaluer les deux premiers termes, $\alpha(7,6,6)$ et $\alpha(7,7,6)$ associés à $n''=6$ et 7 respectivement, à partir de données expérimentales, et à prendre une valeur théorique pour la somme sur les autres états. En vue d'une estimation empirique de $\alpha(7,6,6)$ et $\alpha(7,7,6)$, on effectue au préalable un moyennage sur les termes de structure fine $P_{1/2}$ et $P_{3/2}$ figurant au 2nd membre de l'éq. (AII-3), de façon à réduire le nombre de paramètres indépendants pouvant être extraits de l'expérience. On pose ainsi :

$$\langle \rho \rangle_n^{n''3/2} = \frac{-n''}{\rho_n} + \delta \rho_n^{n''} ; \quad \langle \rho \rangle_n^{n''1/2} = \frac{-n''}{\rho_n} - 2\delta \rho_n^{n''} ; \\ \epsilon_{n''3/2} = \bar{\epsilon}_{n''} + \delta \epsilon_{n''} ; \quad \epsilon_{n''1/2} = \bar{\epsilon}_{n''} - 2\delta \epsilon_{n''} ; \quad (\text{AII-4})$$

ou de façon équivalente :

(*) Avec cette définition la polarisabilité statique de l'atome de Cs dans un état n , est $-\alpha(n,n) + \alpha_{Cs^+}$ où le signe - provient du signe (conventionnel) introduit dans la définition (AII-1) et α_{Cs^+} est la polarisabilité statique de l'ion Cs^+ , voir réf (18).

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_n^{-n''} &= \frac{1}{3} (2 \langle \rho \rangle_n^{n''3/2} + \langle \rho \rangle_n^{n''1/2}) \quad , \quad \delta \rho_n^{n''} = \frac{1}{3} (\langle \rho \rangle_n^{n''3/2} - \langle \rho \rangle_n^{n''1/2}) , \\ \bar{\epsilon}_n^{-n''} &= \frac{1}{3} (2 \epsilon_n^{n''3/2} + \epsilon_n^{n''1/2}) \quad , \quad \delta \epsilon_n^{n''} = \frac{1}{3} (\epsilon_n^{n''3/2} - \epsilon_n^{n''1/2}) \end{aligned} \quad (\text{AII-5})$$

Les quantités $\delta \rho_n^{n''}$ purement associées au couplage spin-orbite sont faibles, en particulier pour $n''=6$ et 7 (cf. ci-dessous). Insérant (AII-4) dans (AII-3) on obtient :

$$\alpha(n', n'', n) = \bar{\alpha}(n', n'', n) + \delta^{(2)} \bar{\alpha}(n', n'', n) \quad (\text{AII-6})$$

$$\text{où} \quad \alpha(n', n'', n) = \frac{2}{3} \frac{\bar{\rho}_n^{-n''}}{\bar{\rho}_n^{-n''}} \frac{\bar{\rho}_n^{-n''}}{\bar{\rho}_n^{-n''}} \left(\frac{1}{\epsilon_n^{-} \bar{\epsilon}_n^{n''}} + \frac{1}{\epsilon_{n'}^{-} \bar{\epsilon}_n^{n''}} \right) \quad (\text{AII-7})$$

et $\delta^{(2)} \bar{\alpha}(n', n'', n)$ est une quantité du 2nd ordre en $\delta \rho_n^{n''}$, $\delta \rho_n^{n''}$, $\delta \epsilon_n^{n''}$ pour $n=6$, $n'=7$, $n''=6$ ou 7 , $|\delta^{(2)} \bar{\alpha} / \alpha| \sim 3\%$ (évaluation théorique).

Ceci nous amène à réécrire $\alpha(7,6)$ sous la forme :

$$\alpha(7,6) = \bar{\alpha}(7,6) + \Delta\alpha(7,6) \quad (\text{AII-8})$$

Dans le premier terme :

$$\bar{\alpha}(7,6) = \bar{\alpha}(7,6,6) + \bar{\alpha}(7,7,6) \quad (\text{AII-9})$$

$$= \frac{2}{3} \left[\bar{\rho}_6^{-6} \bar{\rho}_7^{-6} \left(\frac{1}{\epsilon_6^{-} \bar{\epsilon}_6^6} + \frac{1}{\epsilon_7^{-} \bar{\epsilon}_6^6} \right) + \bar{\rho}_6^{-7} \bar{\rho}_7^{-7} \left(\frac{1}{\epsilon_6^{-} \bar{\epsilon}_7^7} + \frac{1}{\epsilon_7^{-} \bar{\epsilon}_7^7} \right) \right] ,$$

les énergies sont connues expérimentalement avec une grande précision (mentionnons au passage qu'elles sont reproduites à mieux que 10^{-3} par le modèle théorique) : nous allons voir que les quatre autres paramètres $\bar{\rho}_6^6$, $\bar{\rho}_6^7$, $\bar{\rho}_7^6$, $\bar{\rho}_7^7$, peuvent aussi être déduits de l'expérience avec une faible incertitude. Le second terme de l'éq. (AII-8), $\Delta\alpha(7,6)$ ($\ll \bar{\alpha}(7,6)$), incorpore à la fois les (faibles) effets résiduels du couplage spin-orbite dans les états 6P et 7P (effets non contenus dans $\bar{\alpha}(7,6)$), ainsi que la somme sur tous les autres états $n''P$. Ce terme étant petit, une incertitude dans son évaluation contribue peu à l'incertitude globale. Cette évaluation est déduite par différence des valeurs théoriques de $\alpha(7,6)$ et $\bar{\alpha}(7,6)$:

$$\Delta\alpha(7,6)^{\text{th}} = \alpha(7,6)^{\text{th}} - \bar{\alpha}(7,6)^{\text{th}}$$

$\alpha(7,6)^{\text{th}}$ est calculé par la méthode de la fonction de Green dont l'intérêt est de permettre, à l'aide de simples intégrales, d'inclure tous les états intermédiaires (y compris ceux du continuum et les états autoionisants). $\bar{\alpha}(7,6)^{\text{th}}$ est estimé en résolvant l'équation de Schrödinger pour les états 6S, 7S, 6P_J et 7P_J, et en utilisant les formules (AII-5) et (AII-9).

Le détail de la procédure avec les valeurs numériques utilisées est résumé dans le tableau A p. 114. La valeur semi-empirique de $\alpha(7,6)$ ainsi obtenue est finalement :

$$\alpha^{S.E.}(7,6) = (-264,7 \pm 6) a_0^3. \quad (\text{AII-12})$$

Dans la barre d'erreur ($\approx 2,3\%$) environ les deux tiers proviennent des incertitudes affectant les données purement expérimentales nécessaires à l'évaluation de $\bar{\alpha}(7,6)$ (voir § suivant) ; le dernier tiers provient du recours à la théorie.

B. DETERMINATION EXPERIMENTALE DES PARAMETRES $\bar{\rho}_n^{n'}$:

1. Détermination expérimentale de $\bar{\rho}_6^6$ et $\bar{\rho}_6^7$:

Les forces d'oscillateurs relatives aux deux états de structure fine pour la série principale du Cs ont été mesurées par Shabanova (⁵⁰) (*): ceci nous permet d'extraire les quatre éléments de matrice $\langle \rho \rangle_6^{n'J}$ $n'=6,7$, $J=1/2, 3/2$ en utilisant les formules :

$$\begin{aligned} f_6^{n', 1/2} &= \frac{1}{9} (\langle \rho \rangle_6^{n' 1/2})^2 (\epsilon_{n' 1/2} - \epsilon_6) \\ f_6^{n', 3/2} &= \frac{2}{9} (\langle \rho \rangle_6^{n' 3/2})^2 (\epsilon_{n' 3/2} - \epsilon_6) \end{aligned} \quad (\text{AII-13})$$

puis $\bar{\rho}_6^{n'}$ en utilisant l'éq. (AII-5). Les données et résultats figurent dans le tableau A.

2. Détermination (semi-) expérimentale de $\bar{\rho}_7^6$:

La donnée utilisée ici est la durée de vie de l'état 7S que nous avons mesurée (à 1%) par une méthode d'effet Hanle (art. IX). L'expression de τ_{7S} fait intervenir les états $6P_{1/2}$ et $6P_{3/2}$ selon la formule :

$$\frac{1}{\tau_{7S}} = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \frac{c}{a_0} \times \left[\frac{2}{9} (\epsilon_7 - \epsilon_{6, 3/2})^3 (\langle \rho \rangle_7^{6, 3/2})^2 + \frac{1}{9} (\epsilon_7 - \epsilon_{6, 1/2})^3 (\langle \rho \rangle_7^{6, 1/2})^2 \right] \quad (\text{AII-14})$$

(*) La méthode utilisée par Shabanova est une méthode optique ("hook-method") permettant des mesures relatives très précises, lesquelles sont ensuite normalisées par la force d'oscillateur $f_6^{6, 3/2}$ déduite d'un ensemble de mesures de la durée de vie de l'état $6P_{3/2}$.

où c est la vitesse de la lumière. Comme dans le cas de la détermination des polarisabilités $\alpha(n', n'', n)$, le moyennage adopté sur les états $P_{1/2}$ et $P_{3/2}$ se révèle astucieux : insérant les formules du type (All-4) dans (All-14) on trouve en effet que les termes du 1er ordre en $\delta\rho_7^6$ et $\delta\epsilon_6$

s'annulent. La durée de vie τ_{7S} doit donc permettre d'extraire $\bar{\rho}_7^6$ avec une faible incertitude. En gardant les valeurs expérimentales pour les deux différences d'énergie mises en jeu dans (All-14), et en utilisant la valeur théorique de $\delta\rho_7^6$, (All-14) est une équation du 2nd degré en $\bar{\rho}_7^6$: le résultat correspondant est donné dans le tableau A.

3) Détermination (semi-) expérimentale de $\bar{\rho}_7^7$:

Le quatrième paramètre, $\bar{\rho}_7^7$, est déduit de façon un peu plus indirecte. Les données expérimentales utiles sont la polarisabilité statique de l'état 7S et la valeur de $\bar{\rho}_7^6$ maintenant déterminée. En effet, de façon analogue à (All-8) et (All-9), $\alpha(7,7)$ peut se mettre sous la forme :

$$\alpha(7,7) = \bar{\alpha}(7,7) + \Delta\alpha(7,7) \quad (\text{AII-15})$$

$$\text{où } \bar{\alpha}(7,7) = \frac{4}{3} \left[\frac{(\bar{\rho}_7^6)^2}{\epsilon_{7S}^- \bar{\epsilon}_{6P}} + \frac{(\bar{\rho}_7^7)^2}{\epsilon_{7S}^- \bar{\epsilon}_{7P}} \right] \quad (\text{AII-16})$$

est la contribution (dominante) des états 6P et 7P, moyennée suivant la procédure déjà définie, et $\alpha(7,7)$ est un terme correctif ($\approx 1\%$) pouvant être remplacé par l'estimation théorique :

$$\Delta\alpha(7,7)^{\text{th}} = \alpha(7,7)^{\text{th}} - \bar{\alpha}(7,7)^{\text{th}} \quad (\text{AII-17})$$

La valeur expérimentale de $\alpha(7,7)$ est déduite de la mesure du déplacement Stark de l'état 7S donnant directement $[\alpha(7,7) - \alpha(6,6)]^{(25)}$, combinée à la mesure de la polarisabilité statique de l'état fondamental du Cs $(^{24})$ et à la valeur calculée de celle de l'ion Cs^+ $(^{52})$ (voir la note p.110). Les valeurs numériques utilisées ainsi que le résultat correspondant pour $\bar{\rho}_7^7$ figurent dans le tableau A. Nous avons rajouté aux incertitudes expérimentales une incertitude égale à la contribution du terme correctif $\Delta\alpha(7,7)^{\text{th}}$ estimé théoriquement.

4. Variation de $\alpha(7,6)^{s.e.}$ avec la valeur de la durée de vie τ_{7S} .

D'après (All-14) et (All-16) les valeurs déduites pour $\bar{\rho}_7^6$ et $\bar{\rho}_7^7$ dépendent de la valeur utilisée pour la durée de vie τ_{7S} selon :

$$d\bar{\rho}_7^6 / d\tau_{7S} = -\bar{\rho}_7^6 / 2\tau_{7S} \quad (AII-18)$$

et $d\bar{\rho}_7^7 / d\tau_{7S} = -(d\bar{\rho}_7^6 / d\tau_{7S}) \times (\bar{\rho}_7^6 / \bar{\rho}_7^7) \times [(\epsilon_{7S} - \bar{\epsilon}_{7P}) / (\epsilon_{7S} - \bar{\epsilon}_{6P})]$

D'après (All-9) une modification de τ_{7S} entraîne donc une modification de $\bar{\alpha}(7,6)$ selon :

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{\alpha}(7,6)}{d\tau_{7S}} &= \frac{1}{\bar{\rho}_7^6} \frac{d\bar{\rho}_7^6}{d\tau_{7S}} \bar{\alpha}(7,6,6) + \frac{1}{\bar{\rho}_7^7} \frac{d\bar{\rho}_7^7}{d\tau_{7S}} \bar{\alpha}(7,7,6) \\ &= - \left[\bar{\alpha}(7,6,6) - \bar{\alpha}(7,7,6) \times \left(\frac{\bar{\rho}_7^6}{\bar{\rho}_7^7} \right)^2 \cdot \frac{(\epsilon_{7S} - \bar{\epsilon}_{7P})}{(\epsilon_{7S} - \bar{\epsilon}_{6P})} \right] \times \frac{1}{2\tau_{7S}} \\ &= 1,43 a_0^3 / \text{nsec} , \end{aligned}$$

en utilisant les valeurs numériques du tableau A.

Tableau A Détermination semi-expérimentale de $\alpha(7,6)$ (unités a_0^3).

n"	données expérimentales et corrections théoriques	paramètres déduits			
		① $\bar{\rho}_{6,7}^{n''}$	② $\bar{\alpha}(7, n'', 6)$	③ $\bar{\alpha}(7, 6)$	④ $\alpha(7, 6)^{s.e.}$
6	$f_6^{6,3/2} = 0,721 \pm 0,021$ (⁵⁰) $f_6^{6,1/2} = 0,347 \pm 0,002$	$\bar{\rho}_6^6 = -5,516 \pm 0,06$ (th. -5,466)			
	$\tau_{7S} = (48,5 \pm 0,5) \text{nsec}$ (art. IX) $(\delta \rho_7^6)^{th.} = 0,13933$	$\bar{\rho}_7^6 = 5,468 \pm 0,028$ (exp.) $\pm 0,016$ (th.) (th. 5,4723)	-124,68 \pm 2,5 (th. -123,45)		
7	$f_6^{7,3/2} = (1,132 \pm 0,040) \cdot 10^{-2}$ (⁵⁰) $f_6^{7,1/2} = (2,668 \pm 0,040) \cdot 10^{-3}$	$\bar{\rho}_6^7 = -0,452 \pm 0,006$ (th. -0,4308)			
	$\alpha(7,7) - \alpha(6,6) = -5709 \pm 20$ (²⁵) $-\alpha(6,6) + \alpha_{C_s}^+ = +402,2 \pm 12,1$ (²⁶) $\alpha_{C_s}^+ = 19$ (³²) $\Delta\alpha(7,7)^{th.} = -58,8$	$\bar{\rho}_7^7 = -12,35 \pm 0,04$ (exp.) $\pm 0,06$ (th.) (th. -12,445)	-140,66 \pm 3 (th. -134,82)	-265,34 \pm 5,5 (th. -258,27)	
$\alpha(7,6)^{th.} = 0,6$					-264,74 \pm 6 (th. -257,7)

énergies expérimentales (Rydberg)

ϵ_{6S}	$\epsilon_{6P_{1/2}}$	$\epsilon_{6P_{3/2}}$	ϵ_{7S}	$\epsilon_{7P_{1/2}}$	$\epsilon_{7P_{3/2}}$
-0,286198	-0,184334	-0,179285	-0,117289	-0,087854	-0,086204

Appendice III

Modification du modulateur de polarisation

par adjonction d'une lame $\lambda/4$ fixe.

Application à la mesure de paramètres atomiques.

Dans cet appendice nous décrivons une modification simple du modulateur de polarisation. Celle-ci s'est trouvée motivée lors de la mesure de plusieurs paramètres atomiques de la transition, par la nécessité de comparer entre eux des signaux faisant intervenir des modulations de la polarisation incidente de natures différentes: modulation de la polarisation circulaire ξ pour un signal, de la polarisation linéaire $\vec{\epsilon} // \vec{E}$ pour l'autre.

Exemples :

- 1) Mesure de M_1/β à partir des signaux associés aux interférences $|\hat{E} \cdot \vec{\epsilon}|^2 \propto EM_1$ et $\xi \alpha \beta E^2$. (Art. VII).
- 2) Mesure de α/β à partir du signal de dichroïsme circulaire $\xi \alpha \beta E^2 H$ induit par mélange hyperfin dans un champ \vec{H} ($//$ au faisceau), rapporté au signal $|\vec{\epsilon} \cdot \vec{E}|^2 \alpha^2$ de la transition induite. (Art. VI).
- 3) Calibration précise du terme carré $|\vec{\epsilon} \cdot \vec{E}|^2 \alpha^2 H$ induit par mélange hyperfin dans un champ \vec{H} , par l'interférence $\xi \alpha \beta E^2$. (Art. IX).

Il fallait envisager que les amplitudes de modulation de $|\vec{\epsilon} \cdot \hat{E}|^2$ et de ξ ne soient pas exactement dans le rapport théorique. Simultanément les fréquences de modulation étant différentes, il se posait également le problème d'éliminer si possible l'incertitude associée au rapport des calibrations de la chaîne de détection à deux fréquences différentes. Pour s'affranchir de ces problèmes de calibration instrumentale, nous avons mis à profit la modification des propriétés de polarisation du faisceau laser par une lame quart-d'onde fixe. Cette modification revient à échanger entre eux les taux de polarisation circulaire d'une part, et linéaire (selon les bissectrices des axes de la lame) d'autre part. Deux méthodes ont été mises en oeuvre: elles utilisent des orientations différentes des axes de la lame.

En vue d'estimer quantitativement la validité et les limites respectives des deux méthodes, il faut calculer les paramètres de polarisation du faisceau laser en présence et en l'absence de lame. Ce calcul doit prendre en compte plusieurs types d'imperfections: (i) la lame utilisée n'est pas exactement quart-d'onde, et ne peut être parfaitement orientée; (ii) le hublot d'entrée de la cellule, du fait de sa faible anisotropie de transmission, modifie la polarisation du faisceau.

1. Calcul des matrices de transfert :

Il est commode d'utiliser le formalisme développé dans la réf. (16) dont nous rappelons quelques résultats utiles :

Les propriétés d'intensité et de polarisation d'un faisceau lumineux de vecteur polarisation complexe \vec{E} sont caractérisées par le vecteur de Stokes \vec{u} de composantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} u_0 = |\epsilon_x|^2 + |\epsilon_y|^2 = \text{intensité non polarisée.} \\ u_1 = 2 \operatorname{Re}(\epsilon_x^* \epsilon_y) = \text{intensité polarisée linéairement //bb'}. \\ u_2 = 2 \operatorname{Im}(\epsilon_x^* \epsilon_y) = \text{intensité polarisée circulairement.} \\ u_3 = |\epsilon_x|^2 - |\epsilon_y|^2 = \text{intensité polarisée linéairement axes //xy.} \end{array} \right. \quad (\text{AIII-1})$$

où bb' désignent les bissectrices des axes xy. L'effet d'un système optique linéaire sur la polarisation du faisceau est alors décrit par une matrice de transfert M (4x4 à coefficients réels) transformant le vecteur de Stokes \vec{u}' , à l'entrée, en \vec{u} , à la sortie, selon:

$$\vec{u} = M \vec{u}' \quad (\text{AIII-2})$$

Pour calculer M il est commode de calculer d'abord la matrice J donnant la correspondance entre les vecteurs polarisation \vec{E}' à l'entrée et \vec{E} à la sortie:

$$\vec{E} = J \vec{E}' \quad (\text{AIII-3})$$

J est une matrice 2x2 à coefficients complexes (appelée matrice de Jones).

Dans le cas d'une faible anisotropie comme celle du hublot de notre cellule, la matrice J est de la forme^(*):

(*) en ignorant l'absorption et le déphasage globaux (isotropes), sans conséquence physique dans notre problème.

$$\begin{aligned}
 J_h &= \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} + (\gamma_1 + i\alpha_1) \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} + (\gamma_2 + i\alpha_2) \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix} + (\gamma_3 + i\alpha_3) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} 1 + \gamma_3 + i\alpha_3 & (\gamma_1 + \alpha_2) + i(\alpha_1 - \gamma_2) \\ \gamma_1 - \alpha_2 + i(\alpha_1 + \gamma_2) & 1 - \gamma_3 - i\alpha_3 \end{bmatrix} \quad (\text{AIII-4})
 \end{aligned}$$

α_1 et γ_1 (resp. α_3 et γ_3) décrivent la biréfringence et le dichroïsme plan selon les axes bb' (resp. selon les axes xy); α_2 et γ_2 décrivent le pouvoir rotatoire et le dichroïsme circulaire. On calcule alors que la matrice de transfert du hublot, M_h , correspondant à J_h est donnée par :

$$M_h = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 2\gamma_1 & 1 & 2\alpha_3 & -2\alpha_2 \\ 2\gamma_2 & -2\alpha_3 & 1 & 2\alpha_1 \\ 2\gamma_3 & 2\alpha_2 & -2\alpha_1 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{AIII-5})$$

Dans le cas d'une lame biréfringente introduisant un déphasage optique Φ selon ses axes repérés par l'angle Θ par rapport aux axes xy , la matrice de Jones est :

$$J_\ell = \begin{bmatrix} \cos \Theta & \sin \Theta \\ -\sin \Theta & \cos \Theta \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} e^{i\Phi/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\Phi/2} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \cos \Theta & -\sin \Theta \\ \sin \Theta & \cos \Theta \end{bmatrix} \quad (\text{AIII-6})$$

Nous allons expliciter la matrice M_ℓ correspondant à J_ℓ dans les deux cas pratiques qui nous intéressent : la lame est (approximativement) quart-d'onde, et ses axes sont orientés (à ψ près) : (a) selon bb' ; (b) selon xy . Les paramètres ψ et Θ de la lame sont donc pris sous la forme :

$$\begin{aligned}
 \Phi &= \pi/2 + \varphi, & \text{avec en pratique } \varphi \approx 0,1 \text{ rad,} \\
 \text{(a) } \Theta &= \pi/4 + \psi, & \\
 \text{(b) } \Theta &= \psi, & \text{avec } \psi \leq 0,02 \text{ rad.}
 \end{aligned} \quad (\text{AIII-7})$$

Comme φ est, par au moins un ordre de grandeur, supérieur à ψ ainsi qu'aux paramètres α_i et γ_i du hublot de la cellule, nous effectuons les calculs à l'ordre 1 en ψ et à l'ordre 2 en φ . Nous obtenons :

$$M_\ell^{(a)} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -2\psi & 2\psi \\ 0 & 2\psi & -\varphi & -1 + \varphi^2/2 \\ 0 & 2\psi & 1 - \varphi^2/2 & -\varphi \end{bmatrix} \quad (\text{AIII-8a})$$

et

$$M_\ell^{(b)} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\varphi & -1 + \varphi^2/2 & 2\psi \\ 0 & 1 - \varphi^2/2 & -\varphi & -2\psi \\ 0 & 2\psi & 2\psi & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{AIII-8b})$$

La matrice de transfert de l'ensemble lame suivie du hublot est le produit $M_h M_2$ des matrices individuelles, c. à d. d'après (AIII-5 et 8) :

(a) si les axes de la lame sont // bb' :

$$M^{(a)} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 2\gamma_1 & 1 & -2(\psi + \alpha_2) & 2(\psi - \alpha_3) \\ 2\gamma_2 & 2(\psi - \alpha_3) & 2\alpha_1 - \varphi & -1 + \varphi^2/2 - 2\alpha_1 \varphi \\ 2\gamma_3 & 2(\psi + \alpha_2) & 1 - \varphi^2/2 + 2\alpha_1 \varphi & 2\alpha_1 - \varphi \end{bmatrix} \quad (\text{AIII-9a})$$

(b) si les axes de la lame sont // xy :

$$M^{(b)} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 2\gamma_1 & 2\alpha_3 - \varphi & -1 + \varphi^2/2 - 2\alpha_3 \varphi & 2(\psi - \alpha_2) \\ 2\gamma_2 & 1 - \varphi^2/2 + 2\alpha_3 \varphi & 2\alpha_3 - \varphi & 2(\alpha_1 - \psi) \\ 2\gamma_3 & 2(\psi - \alpha_1) & 2(\psi - \alpha_2) & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{AIII-9b})$$

2. Calcul des paramètres du faisceau au niveau des atomes :

Soient \vec{u}' le vecteur de Stokes à la sortie du modulateur et \vec{u} le vecteur de Stokes vu par les atomes de la cellule. De par la conception du modulateur dont nous avons donné le principe et les propriétés essentielles au ch. IV §D2, \vec{u} est décrit par :

$$\begin{cases} u'_0 = 1 \quad (\text{normalisation arbitraire de l'intensité totale}) \\ u'_1 = s_{e+b}(\delta) \sin(\omega_e + \omega_b)t + s_{e-b}(\delta) \sin(\omega_b - \omega_e)t \\ u'_2 = s_e(\delta) \cos \omega_e t \\ u'_3 = c_{e+b}(\delta) \cos(\omega_e + \omega_b)t + c_{e-b}(\delta) \cos(\omega_b - \omega_e)t \end{cases} \quad (\text{AIII-10})$$

où les amplitudes de modulation dépendent du déphasage δ produit par la tension "quart-d'onde" appliquée à la cellule de Pockels selon :

$$\begin{aligned} c_{e\pm b}(\delta) &= s_{e\pm b}(\delta) = \mp(1 \mp \cos \delta)/2 \\ s_e(\delta) &= -\sin \delta \end{aligned} \quad (\text{AIII-11})$$

Ainsi les deux paramètres de la polarisation plane, u_1 et u_3 , sont modulés aux mêmes fréquences $\omega_e \pm \omega_b$, en quadrature de phase, avec des amplitudes en principe égales, quel que soit δ : la valeur commune de ces amplitudes est en principe $1/2$ puisque la tension est ajustée pour $\delta = \pi/2$. La polarisation circulaire décrite par u_2 est modulée à une seule fréquence ω_e , distincte des précédentes, avec une amplitude en principe double ($\sin \delta = \pm 1$). Chaque paramètre $u_{i \neq 0}$ peut donc être discriminé vis à vis de chaque $u_{k \neq i}$ par (au moins) 1 modulation caractéristique par sa fréquence et

sa phase.

En vue de comparer un signal atomique $S_2 \propto u_2$, à un signal $S_3 \propto u_3$ (où u_2 et u_3 sont les paramètres vus par les atomes), nous allons expliciter u_2 et u_3 en fonction des u_i' , les paramètres "purs" fournis par le modulateur. D'après la relation (AIII-2), u_2 et u_3 sont des combinaisons linéaires des quatre u_i' , dont chaque terme peut être sélectionné grâce à sa modulation spécifique. Nous n'explicitons ici que les termes en u_i' que nous avons exploités en pratique, c. à d. :

(i) les termes non nuls à l'ordre 0 des défauts, utilisés pour comparer les paramètres atomiques se manifestant par les signaux S_2 et S_3 : ces termes sont pris en compte jusqu'à l'ordre 1 des défauts α_i , γ_i , ψ , ($\leq 0,01$ rad), et jusqu'à l'ordre 2 en φ ($\leq 0,1$ rad).

(ii) les termes apparaissant seulement à l'ordre 1 des défauts nuisibles (c. à d. des défauts affectant la comparaison des signaux atomiques en (i)): ces termes sont détectés pour déduire la valeur des défauts en question, en vue d'estimer l'incertitude de la méthode.

Les trois configurations suivantes ont été envisagées:

- (a) lame insérée, axes //bb':
- (b) lame insérée, axes //xy:
- (c) lame absente.

(a) lame, axes //bb': $\vec{u} = M^{(a)}\vec{u}'$; en utilisant (AIII-9a), on obtient:

$$\begin{cases} u_2^{(a)} = -(1-\varphi^2/2 + 2\alpha_1\varphi) u_3' + \dots \\ u_3^{(a)} = (1-\varphi^2/2 + 2\alpha_1\varphi) u_2' + 2(\psi+\alpha_2) u_1' + \dots \end{cases} \quad (\text{AIII-12a})$$

(b) lame, axes //xy: $\vec{u} = M^{(b)}\vec{u}'$; en utilisant (AIII-9b), on obtient:

$$\begin{cases} u_2^{(b)} = (1-\varphi^2/2 + 2\alpha_3\varphi) u_1' + 2(\alpha_3-\varphi) u_2' + \dots \\ u_3^{(b)} = u_3' + \dots \end{cases} \quad (\text{AIII-12b})$$

(c) sans lame: $\vec{u} = M_h\vec{u}'$ où la matrice M_h , relative au hublot, est donnée par (AIII-5): d'où :

$$\begin{cases} u_2^{(c)} = u_2' - 2\alpha_3 u_1' + \dots \\ u_3^{(c)} = u_3' + 2\alpha_2 u_1' + \dots \end{cases} \quad (\text{AIII-12c})$$

On vérifie aisément sur ces équations que l'insertion de la lame avec ses

axes //bb' (resp. //xy) a pour effet, à l'ordre 0 des défauts, d'échanger entre eux les paramètres u_2 et u_3 (resp. u_1), et par conséquent leurs modulations respectives.

3. Amplitudes de modulation des signaux atomiques :

Les signaux atomiques à détecter sont de la forme^(*)

$$\begin{aligned} S_2 &= p_2 u_2 , \\ S_3 &= p_3 u_3 , \end{aligned} \quad (\text{AIII-13})$$

où p_2 et p_3 sont les paramètres atomiques à comparer. S_2 et S_3 contiennent chacun de nombreuses modulations que nous pouvons extraire au moyen de la chaîne de détection schématisée sur la fig.15 (fin du ch.IV). Nous notons $\mathcal{Y}_2(\omega)$ et $\mathcal{Y}_3(\omega)$ resp. les amplitudes correspondantes, à la fréquence ω , en bout de chaîne de détection: elles sont proportionnelles au gain global $\mathcal{G}(\omega)$ de la chaîne à cette fréquence⁽⁺⁾. En insérant (AIII-10) dans (AIII-12), puis (AIII-12) dans (AIII-13), on obtient les amplitudes de modulations détectées :

en (a),

- les amplitudes d'ordre 0 (à l'ordre le plus bas):

$$\mathcal{Y}_2^{(a)}(\omega_e \pm \omega_b) = -p_2 (1 - \psi^2/2 + 2\alpha_1 \psi) c_{e\pm b} \mathcal{G}_{e\pm b} \quad (\text{AIII-14a})$$

$$\mathcal{Y}_3^{(a)}(\omega_e) = p_3 (1 - \psi^2/2 + 2\alpha_1 \psi) s_e \mathcal{G}_e \quad (\text{AIII-15a})$$

- l'amplitude d'ordre 1 :

$$\mathcal{Y}_3^{(a)}(\omega_e \pm \omega_b)^x = p_3 2(\psi + \alpha_2) s_{e\pm b} \mathcal{G}_{e\pm b} \quad (\text{AIII-16a})$$

(ici le symbole x rappelle qu'il s'agit de l'amplitude en quadrature avec $\cos(\omega_e \pm \omega_b)t$).

(*) Pour simplifier nous omettons ici la signature caractéristique de chaque signal en fonction des champs \vec{E} et \vec{H} présents; cette signature supplémentaire, distincte pour chaque signal, permet de les discriminer l'un de l'autre sans ambiguïté.

(+) Ce gain incorpore la réponse en fréquence du préampli du détecteur de la fluorescence, une réponse qui varie dans les rapports 3,55/1,65/1, aux fréquences détectées $\omega_e - \omega_b = 119$ Hz; $\omega_e = 461$ Hz; $\omega_e + \omega_b = 802$ Hz.

en (b),

- les amplitudes d'ordre 0 (à l'ordre le plus bas):

$$\mathcal{Y}_2^{(b)}(\omega_e \pm \omega_b)^x = p_2 (1 - \frac{\varphi^2}{2} + 2\alpha_3 \varphi) s_{e\pm b} \mathcal{J}_{e\pm b} \quad (\text{AIII-14b})$$

$$\mathcal{Y}_3^{(b)}(\omega_e \pm \omega_b) = p_3 c_{e\pm b} \mathcal{J}_{e\pm b} \quad (\text{AIII-15b})$$

- l'amplitude d'ordre 1 :

$$\mathcal{Y}_2^{(b)}(\omega_e) = p_2 (2\alpha_3 - \varphi) s_e \mathcal{J}_e \quad (\text{AIII-17b})$$

en (c),

- les amplitudes d'ordre 0 (à l'ordre le plus bas):

$$\mathcal{Y}_2^{(c)}(\omega_e) = p_2 s_e \mathcal{J}_e \quad (\text{AIII-14c})$$

$$\mathcal{Y}_3^{(c)}(\omega_e \pm \omega_b) = p_3 c_{e\pm b} \mathcal{J}_{e\pm b} \quad (\text{AIII-15c})$$

- les amplitudes d'ordre 1 :

$$\mathcal{Y}_2^{(c)}(\omega_e \pm \omega_b)^x = p_2 (2\alpha_3) s_{e\pm b} \mathcal{J}_{e\pm b} \quad (\text{AIII-17c})$$

$$\mathcal{Y}_3^{(c)}(\omega_e \pm \omega_b)^x = p_3 (2\alpha_2) s_{e\pm b} \mathcal{J}_{e\pm b} \quad (\text{AIII-16c})$$

4. Discussion :

En vue d'extraire la quantité physique p_2/p_3 , nous utilisons les amplitudes de modulation non nulles à l'ordre 0 des défauts (AIII-14 et 15). Nous construisons les rapports suivants :

$$\text{en (a), } \frac{\mathcal{Y}_2^{(a)}(\omega_e \pm \omega_b)}{\mathcal{Y}_3^{(a)}(\omega_e)} = - \frac{p_2 c_{e\pm b}(\delta) \mathcal{J}_{e\pm b}}{p_3 s_e(\delta) \mathcal{J}_e} \quad (\text{AIII-18a})$$

$$\text{en (b), } \frac{\mathcal{Y}_2^{(b)}(\omega_e \pm \omega_b)^x}{\mathcal{Y}_3^{(b)}(\omega_e \pm \omega_b)} = \frac{p_2 s_{e\pm b}(\delta)}{p_3 c_{e\pm b}(\delta)} (1 - \frac{\varphi^2}{2} + 2\alpha_3 \varphi) \quad (\text{AIII-18b})$$

$$\text{en (c), } \frac{\mathcal{Y}_2^{(c)}(\omega_e)}{\mathcal{Y}_3^{(c)}(\omega_e \pm \omega_b)} = \frac{p_2 s_e(\delta) \mathcal{J}_e}{p_3 c_{e\pm b}(\delta) \mathcal{J}_{e\pm b}} \quad (\text{AIII-18c})$$

(a) Combinant d'abord (AIII-18a et 18c) (c. à d. mesures avec lame axes //bb', et mesures sans lame), nous voyons que la quantité :

$$\left| \frac{\mathcal{J}_2^{(a)}(\omega_e \pm \omega_b)}{\mathcal{J}_3^{(a)}(\omega_e)} \cdot \frac{\mathcal{J}_2^{(c)}(\omega_e)}{\mathcal{J}_3^{(c)}(\omega_e \pm \omega_b)} \right| = \frac{p_2}{p_3} \quad (\text{AIII-19})$$

coïncide exactement avec le paramètre atomique à déterminer : à la fois le rapport $\mathcal{J}_e/\mathcal{J}_{e\pm b}$ des gains de la chaîne de détection et le rapport $s_e/c_{e\pm b}$ des amplitudes de modulation de la polarisation incidente sont éliminés. Ce résultat reste valable si la lame est imparfaite (axes mal orientés ou déphasage optique $\neq \pi/2$), et l'optique rencontrée par le faisceau (faiblement) anisotrope.

A titre de recouplement, on compare les résultats obtenus aux deux fréquences $(\omega_e + \omega_b)$ et $(\omega_e - \omega_b)$ caractéristiques de la polarisation plane fournie par le modulateur. C'est là notre première méthode de mesure de p_2/p_3 .

(b) Examinons maintenant (AIII-18b). Cette équation indique que le rapport mesuré lorsque la lame est insérée axes //xy, ne dépend pas des gains de la chaîne de détection; mais ce rapport n'est strictement égal à p_2/p_3 qu'en l'absence du défaut Ψ (écart à $\pi/2$ du déphasage optique de la lame), et dans l'hypothèse où les équations (AIII-11) relatives au modulateur $c_{e\pm b}(\delta) = s_{e\pm b}(\delta)$ sont satisfaites.

En ce qui concerne le modulateur, on note que le choix du déphasage δ introduit par la Pockels n'est pas crucial. En pratique la valeur $\delta = \pi/2$ est préférable: les amplitudes aux deux fréquences $\omega_e \pm \omega_b$ sont ainsi maximales et égales (cf. (AIII-11)), ce qui est plus favorable en vue d'un recouplement entre les résultats associés.

Dans l'hypothèse $s_{e\pm b} = c_{e\pm b}$, d'après (AIII-18b) l'erreur affectant la mesure de p_2/p_3 par cette seconde méthode se réduit finalement à $2\alpha_3\Psi - \Psi^2/2$, effet d'ordre 2 dans les défauts. En vue d'estimer cette erreur nous déduisons la valeur des défauts α_3 et Ψ à partir des amplitudes de modulation qu'ils engendrent à l'ordre 1 dans les signaux atomiques (éqs. (AIII-17b et 17c)). Pour éliminer la normalisation arbitraire, et aussi le paramètre atomique p_2 , nous rapportons ces amplitudes aux amplitudes d'ordre 0 (AIII-14). Nous reconstituons donc les quantités suivantes :

$$\text{en (b), } \frac{\mathcal{Y}_2^{(b)}(\omega_e)}{\mathcal{Y}_2^{(b)}(\omega_e \pm \omega_b)^X} = (2\alpha_3 - \varphi) \frac{s_e(\delta) \mathcal{G}_e}{s_{e\pm b}(\delta) \mathcal{G}_{e\pm b}} \quad (\text{AIII-20b})$$

$$\text{en (c), } \frac{\mathcal{Y}_2^{(c)}(\omega_e \pm \omega_b)^X}{\mathcal{Y}_2^{(c)}(\omega_e)} = -2\alpha_3 \frac{s_{e\pm b}(\delta) \mathcal{G}_{e\pm b}}{s_e(\delta) \mathcal{G}_e} \quad (\text{AIII-20c})$$

Pour en déduire la valeur des défauts α_3 et φ , nous utilisons les valeurs relatives mesurées des gains \mathcal{G} , et des amplitudes s_e et $s_{e\pm b}$. (Une grande précision n'est pas ici nécessaire, le but étant d'évaluer une erreur). Les résultats des mesures conduisent à $\varphi \approx 0,1 \text{ rad}$, $\alpha_3 \leq 0,01 \text{ rad}$, et par suite à une majoration de l'erreur : $|\varphi^2/2 + 2\alpha_3\varphi| \leq 7 \times 10^{-3}$.

Pour finir nous indiquons comment les signaux atomiques permettent d'orienter les axes de la lame selon bb' (ou xy). Il est utile ici de comparer les éqs. (AIII-16a et 16c): elles indiquent que l'amplitude de modulation parasite $\mathcal{Y}_3(\omega_e \pm \omega_0)^X$ dans un signal $S_3(\alpha u_3)$, amplitude due à α_2 seul en l'absence de lame, se trouve modifiée de $2\psi/\alpha_2$ lorsqu'on insère la lame avec une erreur ψ d'orientation de ses axes par rapport à bb' . En pratique on oriente ces axes de façon que la modification ne soit pas détectable, donc $\psi = 0$. Le réglage est précis (à $\approx 0,01 \text{ rad}$) lorsque le signal atomique utilisé est celui de la fluorescence Stark détecté avec un excellent rapport S/B sur les transitions hyperfines $\Delta F = 0$ (signal $S_3 \propto \alpha^2 |\vec{E} \cdot \vec{E}|^2$).

5. Conclusion :

Pour éliminer la calibration instrumentale introduite dans la comparaison de deux signaux atomiques dépendant l'un du paramètre de Stokes circulaire u_2 , l'autre d'un paramètre de Stokes linéaire u_3 , il suffit de modifier la polarisation du faisceau au moyen d'une lame $\lambda/4$. Deux orientations des axes de la lame, à $\pi/4$ l'une de l'autre, sont possibles. L'orientation (a) qui échange entre eux u_2 et u_3 fournit une méthode dans le principe plus attrayante: elle permet, en combinant mesures avec et sans lame, de s'affranchir totalement de la calibration instrumentale. La méthode (b), utilisant la seconde orientation, élimine la calibration relative à la chaîne de

détection. Des imperfections dans la polarisation lumineuse incidente subsistent, en particulier si la lame n'est pas exactement $\lambda/4$; néanmoins les effets sont d'ordre 2 dans les défauts, et en pratique à un niveau tout-à-fait tolérable (compte tenu de l'incertitude statistique affectant nos mesures).

Sur le plan pratique, la méthode (a) présente l'inconvénient de nécessiter des insertions périodiques de la lame, lesquelles s'accompagnent de dérives thermiques dégradant la stabilité du signal, et par conséquent le rapport S/B. (Dans le cas (b), au contraire, la lame est insérée en permanence, en position fixe).

Les résultats obtenus par les deux méthodes concordent à un niveau $\leq 1\%$, ce qui est tout-à-fait en accord avec l'analyse présentée ici.

REFERENCES

- (1) Articles d'introduction aux théories de jauge :
 G.T HOOFT dans Scientific American, June 80, p. 90
 C. QUIGG, dans Techniques and Concepts of High Energy Physics,
 édité par T. Ferbel (Plenum Publishing Corp., 1981)
- (2) S. WEINBERG, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
 A. SALAM in "Elementary Particle Physics", ed. par N. Svartholm
 (1968), 367.
 G.T HOOFT, Nucl. Phys. B33 (1971) 173 et B35 (1971) 167
- (3) G. ARNISSON et al, Phys. Lett. 126B (1983) 398 et 129B
 (1983) 273;
 P. BAGNAIA et al, Phys. Lett. 129B (1983) 130
- (4) F.J. HASERT et al, Phys. Lett. 46B (1973) 138;
 A. BENVENUTI et al, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 800
 B. AUBERT et al, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 1454
- (5) C.Y. PRESCOTT et al, Phys. Lett. 77B (1978) 347
 et 84B (1979) 524; Pour une discussion de l'information
 extraite de cette expérience, voir aussi J.E. KIM et al,
 Rev. Mod. Phys. 53 (1981) 211.
- (6) P. FAYET, Phys. Lett. 96B (1980) 83
- (7) C. BOUCHIAT et C.A. PIKETTY, Phys. Lett. 128B (1983) 73
- (8) M. DAVIER, J. Physique, Colloque C3, 43 (1982) 471.
- (9) M.A. BOUCHIAT et C. BOUCHIAT, J. Physique 35 (1974) 899
- (10) M.A. BOUCHIAT et C. BOUCHIAT, Phys. Lett. 48B (1974) 111.
- (11) R.R. LEWIS et W.L. WILLIAMS, Phys. Lett. 59B (1975) 70
- (12) M. POIRIER, Thèse de 3ème Cycle, Paris VI (1979)
- (13) M.A. BOUCHIAT et L. POTTIER, J. Physique 37 (1976) L-79
- (14) M.A. BOUCHIAT et C. BOUCHIAT, J. Physique 36 (1975) 493
- (15) M.A. BOUCHIAT, L. POTTIER et G. TRENEC, Rev. Phys. Appl. 15
 (1980) 785
- (16) M.A. BOUCHIAT et L. POTTIER, Appl. Phys. 29B (1982) 43
- (17) M.A. BOUCHIAT et L. POTTIER, Opt. Comm. 37 (1981) 229

- (18) C. BOUCHIAT, C.A. PIKETTY et D. PIGNON, Nucl. Phys. B 221 (1983) 68
- (19) J. HOFFNAGLE, V.L. TELEGDI and A. WEIS, Phys. Lett. 86A (1981) 457
- (20) E. ARIMONDO, M. INGUSCIO and P. VIOLINO, Rev. Mod. Phys. 49 (1977) 31.
- (21) S.L. GILBERT, R.N. WATTS and C.E. WIEMAN, Phys. Rev. A27 (1983) 581.
- (22) J. HOFFNAGLE, L. Ph. ROESCH, V.L. TELEGDI, A. WEIS and A. ZEHNDER, Phys. Lett. 85A (1981) 143.
J. HOFFNAGLE, Dissertation (n°6999), Swiss Federal Institute of Technology, Zürich (Switzerland).
- (23) V.A. DZUBA, V.V. FLAMBAUM, P.G. SILVESTROV and O.P. SUSHKOV, preprint (1984) submitted to Phys. Scr.
- (24) R.W. MOLOF et al., Phys. Rev. A10 (1974) 1131.
- (25) R.N. WATTS, S.L. GILBERT and C.E. WIEMAN, Phys. Rev. A27 (1983) 2769.
- (26) W.J. MARCIANO and A. SIRLIN, Phys. Rev. D27 (1983) 552.
- (27) B.W. LYNN, in : 1983 Trieste Conf. on Radiative Corrections in SU2XU1, eds by B.W. Lynn and J.F. Wheeler (World Scientific, Singapore, 1984), p.311.
- (28) B.P. DAS et al., Preprint (1982), State University of New York, Albany, N.Y., U.S.A..
- (29) V.A. DZUBA, V.V. FLAMBAUM, P.G. SILVESTROV and O.P. SUSHKOV, J. Phys. B 18 (1985) 597.
- (30) A.M. MARTENSSON, Abstract B 96 à la 9ème ICAP, Seattle (1984) Eds. R.S. Van Dyck, E.N. Fortson.
- (31) P. BUCKSBAUM, E.D. COMMINS, L. HUNTER, Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 640
- (32) P.S. DRELL and E.D. COMMINS, Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 968.
- (33) D. NEUFFER and E.D. COMMINS, Phys. Rev. A16, (1977) 844
- (34) L.R. HUNTER, D. Phil. Thesis, Berkeley (1981)
- (35) J.H. HOLLISTER et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 643.
- (36) J. TAYLOR, D. Phil. Thesis, Oxford (1984).
P.G.H. SANDARS and D. STACEY, Communication privée.

- (37) L.M. BARKOV and M.S. ZOLOTOROV, Phys. Lett. 85B (1979) 308, et Comments At. Mol. Phys. 8 (1979) 79.
- (38) G.N. BIRICH et al, Zh. Eksp. Teor. Fiz., 87 (1984), 776.
- (39) T.P. EMMONS, J.M. REEVES and E.N. FORTSON, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 2089.
- (40) P.G.H. SANDARS, Phys. Sci. 284 (1980), 21.
- (41) L. NOVIKOV, O. SUSHKOV, I. KRIPLOVICH, Sov. Phys. JETP, 44 (1976), 872.
- (42) A.M. MARTENSSON, E. HENLEY, L. WILETS, Phys. Rev. A24 (1981), 308.
- (43) P.G.H. SANDARS, cité dans la réf. (39).
- (44) B.P. DAS et al, Phys. Rev. Lett. 49 (1982), 32.
- (45) L.P. LEVY and W.L. WILLIAMS, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 607.
L.P. LEVY, Ph. D. Thesis, Univ. of Michigan (1982)
- (46) E.G. ADELBERGER et al, Nucl. Instr. and Meth. 179 (1981) 181.
- (47) E.A. HINDS and V.W. HUGHES, Phys. Lett. 67B (1977) 487;
E.A. HINDS, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 374.
- (48) R.W. DUNFORD, R.R. LEWIS et W.L. WILLIAMS, Phys. Rev. A18 (1978) 2421
- (49) D. HAIDT, Exp. tests of Gauge Theories, CERN Summer School at Lofthus, Norway 11-24 June 1984.
- (50) L.N. SHABANOVA, Y.N. MONAKOV and A.N. KHLYUSTALOV, Opt. Spect. 47 (1979) 1.
- (51) C. BOUCHIAT et C.A. PIKETTY, Communication privée .
- (52) J. HEINRICHS, J. Ch. Phys. 52, 12 (1970) 6316.
- (53) J. GUENA, Thèse de 3ème Cycle, Paris VI (1981)
- (54) M.A. BOUCHIAT et M. POIRIER, J. Phys. 43 (1982), 729.
- (55) M.A. BOUCHIAT, M. POIRIER et C. BOUCHIAT, J. Phys. 40 (1979) 1127.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE - LETTRES

J. Physique - LETTRES 41 (1980) 1-299 - 1-303

1^{er} JUILLET 1980, PAGE 1-299

Classification
Physics Abstracts
32.00

Can a stray static electric field mimic parity violation in Stark experiments on forbidden M_1 transitions ?

M. A. Bouchiat, J. Guéna and L. Pottier

Laboratoire de Physique de l'E.N.S., 24, rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

(Reçu le 14 mars 1980, accepté le 13 mai 1980)

Résumé. — Ce papier traite d'un aspect du problème des erreurs systématiques dans les expériences destinées à tester la violation de la parité dans les transitions radiatives M_1 interdites (telles que $nS_{1/2}-n'S_{1/2}$ du Cs ou $nP_{1/2}-n'P_{1/2}$ du Tl). Un signal parasite peut résulter de la présence d'un champ statique électrique ΔE qui ne se renverse pas avec la tension appliquée sur les électrodes. Dans le cas des expériences en cours une fausse asymétrie ne peut apparaître que sous l'effet combiné de ce champ parasite et d'un défaut d'alignement géométrique du montage. Nous présentons différentes méthodes utilisant les atomes eux-mêmes comme sonde pour tester la grandeur de ΔE et du défaut d'alignement ainsi que pour en effectuer une compensation partielle. Moyennant ces précautions il semble possible de maintenir l'effet systématique bien en dessous de 10 % du signal attendu.

Abstract. — This paper deals with one aspect of the problem of systematic errors in experiments designed to test parity violation in forbidden M_1 radiative transitions (e.g. $nS_{1/2}-n'S_{1/2}$ in Cs or $nP_{1/2}-n'P_{1/2}$ in Tl). A spurious signal can arise in presence of a stray static electric field ΔE which does not reverse with the voltage applied to the electrodes. For the experiments in progress the false asymmetry can only appear under the combined effect of this spurious field and of a geometrical misalignment of the set-up. We describe different procedure, using the atoms themselves as a probe, to test the magnitude of ΔE and of the misalignment, and to partially compensate these defects. Once such care is taken it seems to be possible to keep the systematics well below 10 % of the expected signal.

The problem of parity violation in neutral current interactions has motivated a new experimental field in view of testing in atoms the possible existence of small right-left asymmetries [1-5]. In such experiments special attention has to be paid to the validity of different criteria used to discriminate the signal under search against possible spurious effects. In the experiments performed in a d.c. electric field on forbidden magnetic one-photon transitions in monovalent heavy atoms, emphasis has been put on the many characteristic features which can contribute to give a well defined signature to a genuine effect [2]. The experiments on cesium [2] and thallium [3] involve the observation of an interference effect between the electric dipole amplitude E_1^{PV} due to the parity violating (PV) neutral currents, and the electric dipole amplitude E_1^{ind} induced by the static electric field E_0 : therefore the effect is odd with respect to E_0 . This feature allows the PV signal to be extracted by E_0 -reversal. However in practical conditions E_0 -reversal is always imperfect to some extent: reversal of the applied voltage actually changes the field from

$$E_0 + \Delta E \quad \text{to} \quad -E_0 + \Delta E$$

(ΔE can be thought of as a spurious field of arbitrary direction). Here we are concerned with the *false asymmetry associated with ΔE* . First we consider the experiments presently near completion on cesium [2] and thallium [3], in zero magnetic field, and evaluate its magnitude in terms of ΔE . Then we describe an experimental procedure allowing to control ΔE during the course of an experimental run, with the atoms themselves serving as a probe and we give a preliminary result obtained for our cesium experiment.

In the $H = 0$ parity violation experiment, Cs atoms are submitted to a d.c. electric field E_0 along Oy and excited by a circularly polarized laser beam, tuned for the forbidden transition and directed along Oz (see Fig. 1). The electronic polarization P_e of the excited state is monitored in a direction \hat{k}_r along Ox . The predicted parity violation should appear as a small change of $P_e \cdot \hat{k}_r$ when the circular polarization of the incident beam is reversed. In order to examine possible defects with respect to this ideal situation, let us first introduce the formalism suitable for describing resonant absorption in the case of a forbidden M_1 transition ($S_{1/2}-S_{1/2}$ or $P_{1/2}-P_{1/2}$) in a d.c. electric field E of arbitrary direction. For an incident photon

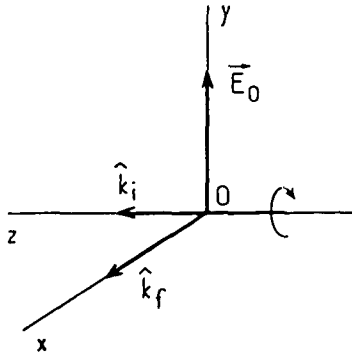


Fig. 1. — The « ideal » geometrical configuration for a PV Stark experiment on an M_1 forbidden transition.

of momentum \hat{k}_i and (complex) polarization ε , the transition amplitude for a one valence electron atom can be obtained from an effective transition matrix T acting only on the electron angular momentum space [6] :

$$T = a \mathbb{1} + \mathbf{b} \cdot \boldsymbol{\sigma} ; \quad (1.a)$$

here $a = \alpha \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{E}$ is the Stark-induced electric dipole contribution associated with the scalar polarizability α ; the components of $\boldsymbol{\sigma}$ are the Pauli matrices, and

$$\mathbf{b} = i\beta \mathbf{E} \wedge \boldsymbol{\varepsilon} - M_1 \hat{k}_i \wedge \boldsymbol{\varepsilon} + i \text{Im} E_1^{\text{PV}} \boldsymbol{\varepsilon} , \quad (1.b)$$

where \hat{k}_i is the unit vector of the propagation direction of the beam. Three contributions appear : the first one comes from the Stark-induced electric dipole, but now through the vector part β of the polarizability tensor ; the other two arise from the magnetic dipole and the parity violating electric dipole respectively. Explicit expressions of α , β and E_1^{PV} can be found in reference [6]. The ratio α/β has been found experi-

mentally equal to -8.8 for the $6S_{1/2}-7S_{1/2}$ transition of Cs [2] and 1.23 for the $6P_{1/2}-7P_{1/2}$ transition of Tl [3].

In the case where the laser selects one hyperfine component $F \rightarrow F'$ the electronic polarization \mathbf{P}_e in the upper state F' can be deduced from the density matrix

$$\rho = P_{F'} T P_F T^\dagger P_F \quad (2)$$

where $P_F = \sum_{m_F} |F, m_F\rangle \langle F, m_F|$ is the projection operator on the hyperfine level $F = I \pm 1/2$; thus

$$\mathbf{P}_e = \text{Tr} \rho \boldsymbol{\sigma} / \text{Tr} \rho . \quad (3)$$

In the case of circularly polarized incident light (photon helicity $\xi_i = +1$ or -1) we thus derive :

$$\mathbf{P}_e = \mathbf{P}_e^{(1)} + \mathbf{P}_e^{\text{PV}} + \mathbf{P}_e^{(2)} \quad (4.a)$$

with, for a $\Delta F = 0$ hyperfine transition :

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_e^{(1)} &= 2 a_0(F) \frac{M_1}{\alpha E} \hat{\mathbf{E}} \wedge \hat{k}_i ; \\ \mathbf{P}_e^{\text{PV}} &= 2 a_0(F) \xi_i \frac{\text{Im} E_1^{\text{PV}}}{\alpha E} \hat{\mathbf{E}} \wedge \hat{k}_i \end{aligned} \quad (4.b)$$

and, for a $\Delta F = 1$ transition from state $(n, J = 1/2, 2I - F')$ to state $(n', J = 1/2, F')$:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_e^{(1)} &= 2 a_1(F') \frac{M_1}{\beta E} \hat{\mathbf{E}} \wedge \hat{k}_i ; \\ \mathbf{P}_e^{\text{PV}} &= 2 a_1(F') \xi_i \frac{\text{Im} E_1^{\text{PV}}}{\beta E} \hat{\mathbf{E}} \wedge \hat{k}_i . \end{aligned} \quad (4.c)$$

$\mathbf{P}_e^{(2)}$ orthogonal to $\hat{\mathbf{E}} \wedge \hat{k}_i$, involves only Stark amplitudes and will be explicit below ; explicit expressions of $a_0(F)$ and $a_1(F)$ are :

$$a_0(F) = \frac{1}{3} (1 + 2g_F) \left(1 + g_F \frac{\beta}{\alpha} \right) \left\{ |\hat{\mathbf{E}} \wedge \hat{k}_i|^2 + \frac{1 + 2g_F}{3} \frac{\beta^2}{\alpha^2} (|\hat{\mathbf{E}} \wedge \hat{k}_i|^2 + 2|\hat{\mathbf{E}} \cdot \hat{k}_i|^2) \right\}^{-1} \quad (4.d)$$

$$a_1(F) = \frac{1}{2} (1 + 2g_F) \{ |\hat{\mathbf{E}} \wedge \hat{k}_i|^2 + 2|\hat{\mathbf{E}} \cdot \hat{k}_i|^2 \}^{-1} . \quad (4.e)$$

Here $\hat{\mathbf{E}} = \mathbf{E}/|\mathbf{E}|$ is the unit vector of the (arbitrary) direction of \mathbf{E} , and $g_F = (F - I)/(I + 1/2)$; eqs. (4) are valid under the assumption $\alpha E, \beta E \gg M_1, \text{Im} E_1^{\text{PV}}$.

In eq. (4.a) we recognize the three contributions to the electronic polarization already discussed in previous papers [2, 6]. The component $\mathbf{P}_e^{(1)} + \mathbf{P}_e^{\text{PV}}$ along $\hat{k}_i \wedge \hat{\mathbf{E}}$ results from the interference between the mixed $M_1 - E_1^{\text{PV}}$ amplitude and the Stark amplitude. Note the presence of ξ_i (a T -invariant pseudoscalar) in front of $\text{Im} E_1^{\text{PV}}$: while M_1 brings an axial contribution to the angular momentum \mathbf{P}_e , E_1^{PV} appears in a

vector one, which is a clear indication that the atomic hamiltonian contains a P -odd T -even piece : this contribution generates the PV signal $\mathbf{P}_e^{\text{PV}} \cdot \hat{k}_i$.

We now turn to the component of the electronic polarization $\mathbf{P}_e^{(2)}$, for a $\Delta F = 0$ transition :

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_e^{(2)} &= a_0(F) \times \\ &\times \left[-2 \frac{\beta}{\alpha} \xi_i \hat{k}_i \left(1 + g_F \frac{\beta}{\alpha} \right)^{-1} + 2 \frac{\beta}{\alpha} \xi_i (\hat{\mathbf{E}} \cdot \hat{k}_i) \hat{\mathbf{E}} \right] \end{aligned} \quad (5.a)$$

and for a $2I - F' \rightarrow F'$ transition :

$$P_c^{(2)} = 2 a_1(F') \xi_i(\hat{E}, \hat{k}_i) \hat{E} . \quad (5.b)$$

Although this does not appear obviously on eqs. (5) there are two contributions in $P_c^{(2)}$:

- i) an interference effect between the two Stark amplitudes αE and βE (associated with scalar and vector polarizabilities) and
- ii) the direct excitation associated with the vector Stark amplitude βE .

The α - β interference exists only for $\Delta F = 0$ transitions since the scalar operator $\alpha E_0 \mathbb{1}$ cannot connect two states having a different total angular momentum

The PV polarization P_c^{PV} can in principle be discriminated against $P_c^{(1)}$ and $P_c^{(2)}$ owing to its behaviour under :

- i) E-reversal (P_c^{PV} and $P_c^{(1)}$ are odd, $P_c^{(2)}$ is even);
- ii) ξ_i -reversal (P_c^{PV} and $P_c^{(2)}$ are odd, $P_c^{(1)}$ is even);
- iii) reflection of the laser beam backwards, which reverses both ξ_i and \hat{k}_i (P_c^{PV} and $P_c^{(2)}$ are even, $P_c^{(1)}$ is odd). In addition, P_c^{PV} (like $P_c^{(1)}$) is created along $\hat{E} \wedge \hat{k}_i$, while $P_c^{(2)}$ is created in the (\hat{E}, \hat{k}_i) plane normal to $\hat{E} \wedge \hat{k}_i$.

However it is important to check how this discrimination is affected by possible experimental imperfections in reversals and alignments. In the present paper we restrict ourselves to imperfect E-reversal : we assume that voltage reversal changes the field from $-\mathbf{E}_0 + \Delta\mathbf{E}$ to $+\mathbf{E}_0 + \Delta\mathbf{E}$. The point is that if \mathbf{E}_0 is not quite orthogonal to both \hat{k}_i and \hat{k}_r , then the contribution $\xi_i(\hat{E}, \hat{k}_i) \hat{E}$ in eq. (5), which behaves like P_c^{PV} under reversals ii) and iii), will look partially odd under voltage reversal and mimic a PV signal (unless it is zero (if $\hat{E}_0 \cdot \hat{k}_i = 0$) or undetected

$$(\hat{E}_0 \cdot \hat{k}_r = 0)) .$$

On the other hand the \hat{k}_i component in eq. (5.a) will bring no trouble since it does not depend on \mathbf{E} (neither in magnitude nor in direction).

Let us replace \mathbf{E} by $\eta \hat{E}_0 + \Delta \hat{E}$ ($\eta = \pm 1$) in eqs. (4) and (5), and work out the part of $P_c^{(2)}$ that is odd in η . Since $|\Delta \mathbf{E}| \ll |\mathbf{E}_0|$, we shall develop to first order in $|\Delta \mathbf{E}|/|\mathbf{E}_0|$. In addition, since in the considered experiment the three directions $\hat{E}_0, \hat{k}_i, \hat{k}_r$ are mutually orthogonal within small misalignments, each coefficient of this development will be expressed only to the lowest non-vanishing order (which turns out to be the first) with respect to $\hat{E}_0 \cdot \hat{k}_i, \hat{E}_0 \cdot \hat{k}_r$ and $\hat{k}_i \cdot \hat{k}_r$. We thus obtain :

$$P_{c\text{odd}}^{(2)} = (P_c^{PV} \cdot \hat{k}_r) \times \left[(\hat{E}_0 \cdot \hat{k}_i) \frac{\beta \Delta E_{\perp}}{\text{Im } E_1^{PV}} + \left(\frac{\beta \Delta \mathbf{E}}{\text{Im } E_1^{PV}} \cdot \hat{k}_i \right) \hat{E}_0 \right] , \quad (6.a)$$

expression valid for any hyperfine transition, ΔE_{\perp} denoting the component of $\Delta \mathbf{E}$ normal to \mathbf{E}_0 . The

spurious signal is given by the component of $P_c^{(2)\text{odd}}$ in the direction of observation \hat{k}_r , namely :

$$P_{c\text{odd}}^{(2)} \cdot \hat{k}_r = (P_c^{PV} \cdot \hat{k}_r) \left[(\hat{E}_0 \cdot \hat{k}_i) \left(\frac{\beta \Delta \mathbf{E}}{\text{Im } E_1^{PV}} \cdot \hat{k}_r \right) + \left(\frac{\beta \Delta \mathbf{E}}{\text{Im } E_1^{PV}} \cdot \hat{k}_i \right) (\hat{E}_0 \cdot \hat{k}_r) \right] . \quad (6.b)$$

We have expressed it here in terms of the « true effect » $P_c^{PV} \cdot \hat{k}_r$. We see that the expression between brackets involves the product of misalignment angles $\hat{E}_0 \cdot \hat{k}_i$ and $\hat{E}_0 \cdot \hat{k}_r$ by the unreversed (spurious) d.c. field components *normal* to \mathbf{E}_0 : this means that a small change of the *modulus* of the field without a change of direction has no effect. Two remarkable features of the result are

- i) that it is independent on the *magnitude* of the electric field in which the experiment is done, and
- ii) that the only involved parameter of the transition is the ratio of the vector polarizability to the parity violating dipole amplitude. Inspection of this ratio for Cs ($6S_{1/2}$ - $7S_{1/2}$ [6]) and for Tl ($6P_{1/2}$ - $7P_{1/2}$ [7])

$$\frac{\beta}{\text{Im } E_1^{PV}} \Big|_{\text{Cs}} = 0.6 \times 10^3 \text{ V}^{-1} \times \text{cm} ;$$

$$\frac{\beta}{\text{Im } E_1^{PV}} \Big|_{\text{Tl}} = 0.7 \times 10^3 \text{ V}^{-1} \times \text{cm}$$

shows that they are nearly equal : the larger E_1^{PV} amplitude of Tl (due to the Z^3 -increase [1]) being compensated by its larger vector polarizability (due to a larger spin-orbit interaction). This means that the field $\Delta \mathbf{E}$ able to simulate the effect under search is in both cases of the order of $\chi^{-1} \times 2 \times 10^{-3} \text{ V/cm}$. Here the misalignment angle χ is likely to be in the range of 10^{-1} to 10^{-2} rad., in absence of special control. If one wants to reduce the systematic asymmetry to a level lower than 10% of the effects under search is then appears necessary to control whether the spurious field components $\Delta \mathbf{E} \cdot \hat{k}_i$ and $\Delta \mathbf{E} \cdot \hat{k}_r$ do not exceed a few millivolts per cm during the experiment. Let us remark that the same problem is also present in hydrogen PV experiments in progress, but at a much more acute level, since the tolerable limit of stray electric fields is smaller by several orders of magnitude [5].

In the Cs experiment, atoms situated between the capacitor plates are relatively well insulated from outer static fields, because of electric shielding by the thick earth-connected metallic oven, by the partially conducting Cs vapour and by the plates themselves. A more worrying cause of defect might be surface impurities on the (yet carefully cleaned and outgassed) stainless steel capacitor plates ; the resulting field non-uniformities, differently screened by the space charge when the voltage has one or the other sign, would have to be averaged over the observation,

volume. In view of the difficulty of estimating a reliable value for ΔE_{\perp} , we arrive at the conclusion that the only convincing way to control $\Delta E \cdot \hat{k}_i$ and $\Delta E \cdot \hat{k}_r$ is to use the atoms themselves as a probe during the experimental run. So we looked for other physical observables manifesting directly the existence of $\Delta E \cdot \hat{k}_r$ or $\Delta E \cdot \hat{k}_i$: thus we have been led to proceed along the following lines for controlling separately each of the two terms in eq. (6. b) :

1. Control of $(\Delta E \cdot \hat{k}_r) (\hat{E}_0 \cdot \hat{k}_i)$. — Our procedure for controlling $\Delta E \cdot \hat{k}_r$, first, is based on the fact that the upper state population, just like $P_e^{(2)}$, is a quadratic function of \mathbf{E} and can acquire a small odd contribution under unrigorous field reversal. The upper state population $\text{Tr } \rho$ can be expressed (cf. eqs. (2), (1. a) and (1. b)) as a linear combination of $\alpha^2 |\mathbf{E} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}|^2$ and $\beta^2 |\mathbf{E} \wedge \boldsymbol{\varepsilon}|^2$. Just like previously we replace \mathbf{E} by $\eta \mathbf{E}_0 + \Delta \mathbf{E}$ and develop to first order in $|\Delta \mathbf{E}|/|\mathbf{E}_0|$, expressing the coefficients only to the lowest non-vanishing order (which, here, turns out to be the zeroth) in $(\hat{E}_0 \cdot \hat{k}_i)$, $(\hat{E}_0 \cdot \hat{k}_r)$ and $(\hat{k}_i \cdot \hat{k}_r)$. The η -odd contributions are thus found to be :

$$\begin{aligned} |\hat{\mathbf{E}} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}|_{\text{odd}}^2 &= 2 E_0 (\Delta E \cdot \hat{k}_r) \text{Re} (\varepsilon_y^* \varepsilon_x) + \\ &\quad + 2 (\Delta E \cdot \mathbf{E}_0) |\varepsilon_y|^2, \\ |\mathbf{E} \wedge \boldsymbol{\varepsilon}|_{\text{odd}}^2 &= - 2 E_0 (\Delta E \cdot \hat{k}_r) \text{Re} (\varepsilon_y^* \varepsilon_x) + \\ &\quad + 2 (\Delta E \cdot \mathbf{E}_0) |\varepsilon_x|^2. \end{aligned} \quad (7)$$

As a result the part of the upper state population that is odd under voltage reversal contains two contributions : one is proportional to the product of $(\Delta E \cdot \hat{k}_r)$ times the linear polarization ratio $2 \text{Re} (\varepsilon_y^* \varepsilon_x)$ along axes oriented at 45° with respect to Ox and Oy ; the second one is proportional to $(\Delta E \cdot \mathbf{E}_0)$ and depends only on the linear polarization along Ox and Oy themselves. Thus the quantity $(\Delta E \cdot \hat{k}_r)$ can be extracted by measuring the component of the upper state population that is reversed either under voltage reversal or when the plane polarization of the laser beam is switched from -45° to 45° with respect to \mathbf{E}_0 .

We have actually performed this control in our cesium experiment : we monitor the upper state population through the fluorescence light intensity associated with the $7S_{1/2} - 6P_{1/2}$ decay. The polarization of the laser beam is initially linear orthogonal to \mathbf{E}_0 . The beam then passes through a Pockels modulator with axes at 45° with respect to \mathbf{E}_0 . In the search for parity violation the retardation is modulated symmetrically about zero at some frequency ω : on the transmitted beam the circular polarization ratio $2 \text{Im} (\varepsilon_x^* \varepsilon_y)$ is then modulated at frequency ω , while the linear polarization ratio $|\varepsilon_x|^2 - |\varepsilon_y|^2$ along Ox , Oy is modulated at frequency 2ω and the linear polarization ratio $2 \text{Re} (\varepsilon_x^* \varepsilon_y)$ at 45° with respect to Ox , Oy is identically zero. For the measurement of $\Delta E \cdot \hat{k}_r$ we simply insert after the Pockels modulator a quarterwave plate with axes parallel and perpendi-

cular to \mathbf{E}_0 : this just exchanges the properties of the circular polarization ratio $2 \text{Im} (\varepsilon_x^* \varepsilon_y)$, and of the linear one, $2 \text{Re} (\varepsilon_x^* \varepsilon_y)$, while the properties of the xy polarization ratio remain unchanged : $\Delta E \cdot \hat{k}_r$ is then obtained from the voltage-odd component in the modulation amplitude at frequency ω . The result of this measurement was that no effect came out from noise so far. So we can only give an upper limit for the spurious field component :

$$\begin{aligned} \Delta E \cdot \hat{k}_r &< 7 \times 10^{-3} \text{ V/cm} \\ &\text{(to one standard deviation accuracy).} \end{aligned}$$

This preliminary result is quite encouraging, since geometrical controls (cathetometer aimings) performed on the set-up show the quantity $|\hat{E}_0 \cdot \hat{k}_i|$ to be less than 10^{-2} : thus the systematic error corresponding to the first term of eq. (6. b) is less than 5% of the expected PV signal.

2. Control of $(\Delta E \cdot \hat{k}_i) (\hat{E}_0 \cdot \hat{k}_r)$. — In our Cs experiment it is difficult to control by purely geometrical means the orthogonality of \mathbf{E}_0 and \hat{k}_r with an accuracy better than 10^{-1} radian. So at first sight the situation for this term might look less favourable (by a factor 10 roughly). However we show that this handicap can be overcome by probing the misalignment $(\hat{E}_0 \cdot \hat{k}_r)$ with the atoms themselves and by correcting its effect. It is then sufficient to test the component of $\Delta \mathbf{E}$ along \hat{k}_i with an accuracy comparable to that obtained for the component along \hat{k}_r .

For easier understanding of what follows one should keep in mind that eqs. (4. a) to (6. b) give the atomic polarization in *zero magnetic field*; in the case of a non-zero magnetic field the stationary value of the polarization results from the competition (« Hanle effect ») between creation by the light wave and decay by Larmor precession and desexcitation; eqs. (4. a) to (6. b) then give only the *source term* for this process.

2.1 CONTROL OF $\Delta E \cdot \hat{k}_i$. — We use the \hat{E}_0 component of $P_e^{(2)}$ itself, (see eq. (6. a)) :

$$(P_e^{\text{PV}} \cdot \hat{k}_r) \left(\frac{\beta \Delta \mathbf{E}}{\text{Im } E_1^{\text{PV}}} \cdot \hat{k}_i \right) \hat{E}_0. \quad (8)$$

By applying a magnetic field \mathbf{H} along \hat{k}_i , owing to Hanle effect this polarization can be brought in the direction of observation \hat{k}_r ; it can then be identified due to its oddness under \mathbf{H} reversal as well as under voltage reversal. The role of \mathbf{H} is twofold : it is used to identify the defect and to « amplify » it by a factor $(1/2) (\hat{E}_0 \cdot \hat{k}_r)^{-1} \gg 1$.

In this experiment, currently in preparation, we want to point out that $\Delta E \cdot \hat{k}_i$ can in principle be compensated as soon as it emerges from noise, owing to a small d.c. electric field deliberately applied along \hat{k}_i by means of suitable auxiliary electrodes. (These

should be located outside the capacitor plates, so as not to spoil the field \mathbf{E}_0 by electrical influence.)

2.2 CONTROL OF $\hat{\mathbf{E}}_0 \cdot \hat{\mathbf{k}}_r$. — The atoms are used to monitor this misalignment in the following way. An electric field e is applied along $\hat{\mathbf{k}}_i$, by means of the auxiliary electrodes just mentioned. The total electric field is now $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + e$. (The small defect $\Delta\mathbf{E}$ is irrelevant in what follows. Note : e is on only for this particular control ; it is then switched off for the PV experiment itself.) Substituting into eq. (5), we see that the atomic polarization acquires along \mathbf{E}_0 a contribution \mathcal{P}_e that can be unambiguously discriminated due to its oddness *versus* each of the three parameters ξ_i , e and \mathbf{E}_0 ; the value of this contribution for a $F \rightarrow F'$ transition is :

$$\mathcal{P}_e = K(F, F') \cdot \xi_i \frac{e/E_0}{1 + e^2/E_0^2} \hat{\mathbf{E}}_0 \quad (9)$$

where $K(F, F) = 2 a_0(F) \cdot \beta/\alpha$ and

$$K(2I - F', F') = 2 a_1(F') .$$

The detected component $\mathcal{P}_e \cdot \hat{\mathbf{k}}_r$ of \mathcal{P}_e is proportional to the misalignment angle $\hat{\mathbf{E}}_0 \cdot \hat{\mathbf{k}}_r$ we want to control. The factor involving e , whose value might be difficult to determine reliably, can be eliminated by applying a d.c. magnetic field along $\hat{\mathbf{k}}_i$ which rotates the atomic polarization (Hanle effect). The component of \mathbf{P}_e in the direction of observation then becomes :

$$\mathcal{P}_e \cdot \hat{\mathbf{k}}_r = K(F, F') \xi_i \frac{e/E_0}{1 + e^2/E_0^2} \times \left[\frac{\hat{\mathbf{E}}_0 \cdot \hat{\mathbf{k}}_r}{1 + (H/\Delta H)^2} + \frac{H/\Delta H}{1 + (H/\Delta H)^2} \right], \quad (10)$$

where ΔH is the Hanle width. Since $\hat{\mathbf{E}}_0 \cdot \hat{\mathbf{k}}_r \ll 1$, we finally obtain

$$\hat{\mathbf{E}}_0 \cdot \hat{\mathbf{k}}_r = \frac{1}{2} (\mathcal{P}_e_{H=0} \cdot \hat{\mathbf{k}}_r) / (\mathcal{P}_e_{H=\Delta H} \cdot \hat{\mathbf{k}}_r) .$$

Note that the misalignment $\hat{\mathbf{E}}_0 \cdot \hat{\mathbf{k}}_r$ thus measured can be corrected following the same principle : owing to Hanle effect, applying along $\hat{\mathbf{k}}_i$ a small d.c. magnetic field of amplitude $h = -\Delta H(\hat{\mathbf{E}}_0 \cdot \hat{\mathbf{k}}_r)$ causes atomic polarizations created along $\hat{\mathbf{E}}_0$ to become orthogonal to $\hat{\mathbf{k}}_r$ (see eq. (10)), thus escaping detection.

Once the above prescriptions are followed, we finally have all reasons to believe that, with the possible help of the two compensations, the second term of eq. (6.b) will stay smaller than the first one and well below 5 per cent of the expected PV signal. (A more precise limit to the systematics is likely to be extracted from data processing.)

To avoid misunderstanding about the physical origin of the systematic effect discussed in the present paper we would like to emphasize the following point : simulation of \mathbf{P}_e^{PV} by $(\mathbf{P}_{e\text{odd}}^{(2)})$ is not contradictory with the opposite space reflexion symmetries of the electromagnetic (Stark) and weak interactions. In the ideal case of perfect experimental geometry (and instruments) our experiment is designed so as to be sensitive only to an atomic polarization which is directed along $\hat{\mathbf{k}}_r$ in the xy plane and depends only on the electric field $\mathbf{E}_0 \parallel Oy$ and on the longitudinal angular momentum $\xi_i \mathbf{k}_i \parallel Oz$ of the laser wave. Thus, under a symmetry with respect to the xy plane, since $\hat{\mathbf{k}}_r$, \mathbf{E}_0 and $\xi_i \mathbf{k}_i$ are all conserved, so is also the detected polarization ; but since it lies *in* the xy plane, this detected polarization has to be either zero or *vector* instead of axial : i.e. the experiment is sensitive only to a *parity violating* effect. However, as soon as the geometry (or the instruments) is imperfect, this argument is no longer valid, and spurious parity-conserving signals may arise. In the case considered in this paper (see eq. (6)) the symmetry with respect to the xy plane is broken by a non-zero value either of $\hat{\mathbf{E}}_0 \cdot \hat{\mathbf{k}}_i$ or of $\Delta\mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{k}}_i$. However, since the space-time symmetries of the Stark and weak interactions remain different the simulation of \mathbf{P}_e^{PV} by $(\mathbf{P}_{e\text{odd}}^{(2)})$ is nothing but an artefact that has to be eliminated by sufficient experimental control of the type discussed in this paper.

References

- [1] BOUCHIAT, M. A. and BOUCHIAT, C., *Phys. Lett.* **48B** (1974) 111 ; *J. Physique* **35** (1974) 899.
- [2] BOUCHIAT, M. A. and POTTIER, L., *Phys. Lett.* **62** (1976) 327 ; *Springer Series in Optical Sciences*, volume 7 : *Laser Spectroscopy III*, edited by J. L. Hall and J. L. Carlsten (1977) p. 9 ; see also *Proceedings of the workshop on Neutral Current Interactions in Atoms*, Cargèse (1979), edited by W. Williams, Michigan University.
- [3] CHU, S., COMMINS, E. D. and CONTI, R., *Phys. Lett.* **60 A** (1977) 96 ; CONTI, R., BUCKSBAUM, P., CHU, S., COMMINS, E. and HUNTER, L., *Phys. Rev. Lett.* **42** (1979) 343.
- [4] KHRIPOVICH, I. B., *J.E.T.P. Lett.* **20** (1974) 315. LEWIS, L. L. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 795. BAIRD, P. E. G. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 798. BARKOV, L. M. and ZOLOTOROV, M. S., *J.E.T.P. Lett.* **27** (1978) 379 ; *Phys. Lett.* **85B** (1979) 308.
- [5] DUNFORD, R. W., LEWIS, R. R. and WILLIAMS, W. L., *Phys. Rev. A* **18** (1978) 2421. DUNFORD, R. W., P.H.D., Michigan Univ. (1978) unpublished. See also *Proceedings of the Cargèse Workshop*, where the problem of a stray electric field was thoroughly discussed.
- [6] BOUCHIAT, M. A. and BOUCHIAT, C., *J. Physique* **36** (1975) 493.
- [7] NEUFFER, D. V. and COMMINS, E. D., *Phys. Rev.* **16A** (1977) 844.



OPTICAL ORIENTATION, VIA SPIN-ORBIT COUPLING, IN THE FINAL STATE OF THE STARK INDUCED 6S–7S CESIUM TRANSITION

M.A. BOUCHIAT, J. GUÉNA and L. POTTIER

*Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'E.N.S.
75231 Paris Cedex 05, France*

Received 22 January 1981

In the excitation process of the forbidden $6S_{1/2}$ – $7S_{1/2}$ Cs transition by a circularly polarized laser beam in a static electric field, spin–orbit coupling causes the creation of an electronic polarization in the upper state with a component not only along the beam, but also transverse to it. This effect is studied experimentally by observing the Hanle effect in the $7S_{1/2}$ state on the $7S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$ fluorescence light, in various field configurations. This provides a unique way of determining the relative sign of the scalar part and spin-dependent vector part of the polarizability which connects the transition electric dipole with the electric field.

Electric dipole transitions in heavy alkalis are strongly influenced by spin-orbit coupling. It was pointed out by Fermi [1] that this is the cause of the anomalously high doublet-line-strength ratios for the discrete principal-series transitions; as shown by Seaton [1] it also explains the non-zero minima observed in the photoionization cross-sections. More recently, Fano suggested that the effect could be used to produce beams of highly polarized electrons by photoionization, using circularly polarized light [3]. This letter illustrates a new manifestation of the spin–orbit effect in alkalis which appears in the excitation process of a forbidden $nS_{1/2}$ – $n'S_{1/2}$ transition (here $6S_{1/2}$ – $7S_{1/2}$ of cesium) by a circularly polarized laser beam in a static electric field.

Between two states of same parity, the matrix element of the electric dipole vanishes identically, so that the electric dipole optical transition is forbidden. Under application of a d.c. electric field E , Stark mixing with states of opposite parity results in a non-zero matrix element. This induced electric dipole of transition D (also called Stark dipole) is amenable to first-order perturbation theory [4], which yields:

$$\begin{aligned} \langle 7S_{1/2} | D | 6S_{1/2} \rangle \\ = -\langle 7S_{1/2} | d \cdot E \frac{1}{\mathcal{E}_{7S} - \mathcal{H}} d + d \frac{1}{\mathcal{E}_{6S} - \mathcal{H}} d \cdot E | 6S_{1/2} \rangle \end{aligned} \quad (1)$$

where d is the normal electric dipole operator, \mathcal{H} the unperturbed atomic hamiltonian, \mathcal{E}_{6S} and \mathcal{E}_{7S} the energies of the two states. Since we consider a transition taking place between two states of angular momentum $1/2$, the induced dipole operator can be split into a scalar and a vector component:

$$\begin{aligned} \langle 7S_{1/2} m'_S | D | 6S_{1/2} m_S \rangle \\ = -\alpha E \delta_{m'_S m_S} - 2i\beta (S \times E)_{m'_S m_S}, \end{aligned} \quad (2)$$

where S is the electronic spin operator; α and β are real since both sides of eq. (2) have to be time-reversal invariant. The scalar component (α term) can be expected to be predominant since the vector component (β term) is identically zero unless spin–orbit coupling in the intermediate P states is included. So the ratio β/α can be expected to be of the order of magnitude of the ratio between the P-state fine structure energy splitting and the energy difference between P state and S state ($\sim 1/10$ for Cs). This ratio has actually been deduced from direct spectroscopic measurements [5]: our result $|\alpha/\beta| = 8.8 \pm 0.4$ is in very good agreement with recent calculations [6].

According to eq. (2) the Stark dipole possesses two distinct components: a spin independent scalar one along E and a spin dependent vector one perpendicular to E , about 10 times smaller and $\pi/2$ out of phase. The

corresponding Stark amplitudes (i.e. the matrix elements of $D \cdot \epsilon$, where ϵ is the polarization of the exciting light beam) obey selection rules appropriate to their respective tensor orders: $\Delta F = 0$ for the scalar part, $\Delta F = 0, \pm 1$ for the vector part ($F = S + I$ is the total angular momentum). In addition, since the light polarization ϵ is transverse, the scalar amplitude proportional to $E \cdot \epsilon$ originates only in the electric field component E_0 orthogonal to the beam, while the vector amplitude originates in all components of the field.

As a consequence, the relative intensities of the $\Delta F = 0$ and $|\Delta F| = 1$ transitions are very sensitive to α^2/β^2 . In a previous work [5], we have verified the selection rules obeyed by the hf transitions and obtained, from comparison between theory and experiment, the value of $|\alpha/\beta|$ quoted above. In the present work, the $\pi/2$ phase difference between the scalar and vector components of the Stark dipole is of major importance. In the excitation process, it can compensate the $\pi/2$ phase difference between the two components of the circular polarization of the exciting light, which results in an $\alpha\beta$ interference term^{†1}. The electronic polarization in the upper state is then found to be [7]:

$$P = \mathcal{P}_i(F) \xi [\hat{k}(1 + g_F \beta/\alpha)^{-1} - (\hat{E} \cdot \hat{k}) \hat{E}], \quad (3a)$$

with

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_i(F) = & - \frac{1 + 2g_F}{3} \left(1 + g_F \frac{\beta}{\alpha} \right) \\ & \times 2 \frac{\beta}{\alpha} \left(E_0^2 + \frac{1 + 2g_F}{3} \frac{\beta^2}{\alpha^2} (E_0^2 + 2e^2) \right)^{-1} (E_0^2 + e^2) \end{aligned} \quad (3b)$$

in the case of a $\Delta F = 0$ transition. Here \hat{k} is a unit vector along the propagation of the beam and ξ is its helicity; $g_F = (F - I)/(I + \frac{1}{2})$ is the hyperfine g -factor; the electric field is written as the sum $E = E_0 + e$ of a component E_0 orthogonal to the laser beam plus a component e along the beam; $E = E/|E|$ is a unit vector in the direction of the field.

^{†1} In the present study, we can neglect the magnetic dipole transition amplitude M_1 since i) $\alpha E \gg M_1$ as soon as $E \gg 2.6$ V/cm, which we assume, and ii) there is no term involving both M_1 and the circular polarization ratio ξ of the beam (cf. ref. [7]), so there is no possible confusion with the effects discussed here.

The interesting feature expressed by this formula is that a circularly polarized beam gives rise not only to an electronic polarization *along* the beam, as this is commonly the case in optical pumping experiments, but also to a polarization *transverse to the beam*, the applied electric field breaking the rotation invariance about the beam. In so far as the approximation $|g_F \beta/\alpha| \ll 1$ can be done in eq. (3a), then $P \cdot E = 0$: i.e. the electronic polarization is created in the \hat{k}, E plane perpendicularly to the electric field E . This is a direct consequence of the spin dependent dipole orientation, itself orthogonal to E . To examine this case in more detail, we can rewrite P in a vector basis formed by the two orthogonal unit vectors \hat{k} and \hat{E}_0 :

$$\begin{aligned} P \# \mathcal{P}_i \xi [\hat{k} - (e/E_0) \hat{E}_0] \\ = p_{\parallel} \hat{k} + p_{\perp} \hat{E}_0, \end{aligned} \quad (4a)$$

where \mathcal{P}_i is a constant that we are going to explain. Let us first mention that the approximation $|g_F \beta/\alpha| \ll 1$ in eq. (3a) is valid only if the angle $\theta = (\hat{k}, \hat{E})$ remains larger than the particular value^{†2} $\theta_0 = [2(1 + 2g_F)/3]^{1/2} |\beta/\alpha|$. Since $\theta_0 \sim 6^\circ$ in our case the restriction $\theta \gtrsim \theta_0$ is mild and largely fulfilled in our experiments and finally the approximation $|g_F \beta/\alpha| = 1.4 \times 10^{-2} \ll 1$ can be done; we get:

$$\mathcal{P}_i \# - \frac{2}{3} (1 + 2g_F) \beta/\alpha. \quad (4b)$$

From eqs. (4) it is interesting to note that the component p_{\parallel} of P along the beam is a constant $\mathcal{P}_i \xi$, whatever the magnitude and direction of the field be ($\theta \lesssim \theta_0$ excepted), while the transverse component p_{\perp} adjusts itself for each field direction so that $P \cdot E = 0$.

The transverse component $p_{\perp} \hat{E}_0$ originates in an interference between the two amplitudes αE_0 and βe ; dividing this interference term $\alpha E_0 \beta e$ by the total upper state population, proportional to $(\alpha E_0)^2$ (still supposing $\theta \gtrsim \theta_0$), leads to $p_{\perp} \propto \beta e/\alpha E_0$. On the other hand, the longitudinal component $p_{\parallel} \hat{k}$ originates in an interference between αE_0 and βE_0 which leads to $p_{\parallel} \propto \alpha E_0 \beta E_0 / (\alpha E_0)^2 = \beta/\alpha$, independent of E_0 and e .

This interference effect can be understood in very simple terms. The experimental configuration is com-

^{†2} With this condition in eq. (3b), the transition probability $[2(1 + 2g_F)/3] \beta^2 e^2$ can be neglected versus $\alpha^2 E_0^2$.

pletely specified by the vector E (electric field) and the axial vector $\xi\hat{k}$ (which physically represents the angular momentum of the circularly polarized light). Spatial reflection at the (E, \hat{k}) plane symmetry followed by time reversal conserves these two quantities and must therefore conserve P as well: thus the *T-odd axial vector P must lie in the (E, \hat{k}) plane*. When the angle $\psi = (E, P)$ is varied, the scalar dipole amplitude remains constant while the vector dipole amplitude varies proportionally to $\sin \psi$ (cf. eq. (2)): thus in the expression of the excitation probability, *maximum* (constructive or destructive) interference takes place for $\psi = \pm\pi/2$. Therefore, the polarization P created in the excited state is *orthogonal to E* in the (E, \hat{k}) plane.

The purpose of our experiment was to test the main features predicted by eqs. (4). To this end, we monitor with two independent voltages the two field components e and E_0 respectively parallel and perpendicular to \hat{k} (we shall come back later on to the electrode configuration). Cesium vapor (at a pressure of 10^{-2} to 10^{-1} torr) is excited by a single-mode c.w. laser beam tuned to the resonant frequency of one $\Delta F = 0$ hyperfine component of the $6S-7S$ transition ($\lambda = 5393.5 \text{ \AA}$). To detect the $7S$ state polarization, we monitor the *circular polarization ratio R* of the fluorescence light emitted on the $7S_{1/2}-6P_{1/2}$ transition, in the direction $\hat{k}_f = \pm\hat{k} \times \hat{E}_0$ (fig. 1a). This ratio can be directly interpreted as the component $R = P \cdot \hat{k}_f$ of P along \hat{k}_f . Since P is in the (E, \hat{k})

plane, $P \cdot \hat{k}_f$ is normally zero. In order to observe a component of P along \hat{k}_f , we apply in a suitable direction a d.c. magnetic field H which changes the direction (and magnitude) of P according to the well-known "Hanle effect", which we now briefly recall. The time evolution of the polarization $\mathcal{P}(t)$ is described by the Bloch equation:

$$\frac{d\mathcal{P}}{dt} = \frac{H}{\Delta H} \times \frac{\mathcal{P}}{\tau} - \frac{\mathcal{P}}{\tau} + \frac{P}{\tau} \quad (5)$$

The first term describes the Larmor precession about H , with a Larmor frequency $\omega = g_F \gamma_S H$ (for $\Delta H = 1/g_F \gamma_S \tau$); the second term is the polarization destruction due to the finite lifetime τ ; the third term, in which P obeys eq. (4), is the polarization creation. The stationary solution of eq. (5) is:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(H) = & (\hat{H} \cdot P) \hat{H} \\ & + \frac{1}{1 + (H/\Delta H)^2} [P - (\hat{H} \cdot P) \hat{H}] \\ & + \frac{H/\Delta H}{1 + (H/\Delta H)^2} \hat{H} \times P, \end{aligned} \quad (6)$$

where $\hat{H} = H/H$ is a unit vector. When the field H is applied, the component of the polarization along H remains unchanged (first term of right side of eq. (6)); the initial transverse component decreases (2nd term); and a non-zero component appears in the third direction (3rd term), which is precisely the property we make use of (this third component is maximum for $H = \Delta H$).

Two field configurations have been realized experimentally: either H_0 along \hat{E}_0 to detect p_{\parallel} (fig. 1b), in which case the measured value is:

$$R(H_0) = \mathcal{P}(H_0) \cdot \hat{k}_f = d(H_0) \mathcal{P}_i \xi (\hat{E}_0 \times \hat{k} \cdot \hat{k}_f), \quad (7)$$

or H_k along \hat{k} to detect p_{\perp} (fig. 1c), with:

$$\begin{aligned} R(H_k) = & \mathcal{P}(H_k) \cdot \hat{k}_f \\ = & d(H_k) \mathcal{P}_i \xi \frac{e}{E_0} (\hat{E}_0 \times \hat{k} \cdot \hat{k}_f), \end{aligned} \quad (8)$$

where $d(H) = (H/\Delta H)/[1 + (H/\Delta H)^2]$ and $(\hat{E}_0 \times \hat{k} \cdot \hat{k}_f)$ is either +1 or -1.

Measurements have been performed in the following conditions:

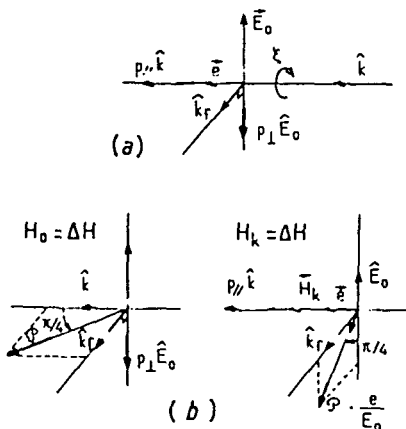


Fig. 1. Schematic representation of a) Excitation: creation of an electronic polarization; b) and c) Detection using a magnetic field, H_0 (for p_{\parallel}) or H_k (for p_{\perp}). We have represented the particular case $H = \Delta H$.

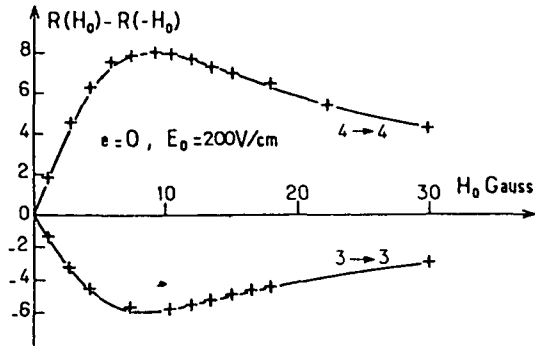


Fig. 2. Detection of the electronic polarization created along the beam. Variation of the polarization signal versus the magnetic field H_0 for the two $\Delta H = 0$ hyperfine components.

i) $e = 0, E = E_0 = 200 \text{ V/cm}$ is kept constant, H_0 is varied. The signal is *even under E_0 reversal and odd under H_0 reversal*, we measure directly the quantity $R(H_0) - R(-H_0)$. The plot of this quantity versus H_0 (fig. 2) exhibits a dispersion shape as expected. The two curves are relative to the two $\Delta F = 0$ transitions. They are of opposite signs like the g -factors of the two hyperfine sublevels ($F = 4$ and 3) of the $7S$ state; the ratio between the heights of the two curves fitting the experimental points has the theoretical value $\mathcal{P}_i(F=4)/\mathcal{P}_i(F=3) = 5/3$ (cf. eq. (4b)). The width of the two curves is the same ($\approx 9 \text{ G}$) and is well accounted for by the lifetime of the $7S$ state^{†3} and a slight collision broadening. According to eq. (7), the maximum value, obtained for $H_0 = \Delta H$, should be equal to $\mathcal{P}_i/2$; the value actually observed is about 15% smaller. This slight depolarization can be ascribed partly to collisions, partly to imperfections in the optics.

ii) e and H_k are now applied along \hat{k} ; e is varied, $E_0 = 200 \text{ V/cm}, H_k = \Delta H$. We measure the signal *odd under e and H_k reversals*:

$\mathcal{D} = [R(H_k) - R(-H_k)]_{+e} - [R(H_k) - R(-H_k)]_{-e}$;
from eq. (8) this quantity (for $\xi(\hat{E}_0 \times \hat{k} \cdot \hat{k}_p) = +1$ is interpreted as:

$$\mathcal{D} = 4 \mathcal{P}_i \frac{e}{E_0} \frac{H_k/\Delta H}{1 + (H_k/\Delta H)^2} \quad (9)$$

^{†3} From the Cs potential given in (8) and in (9), we compute for the $7S$ state lifetime $\tau \sim 5.0 \times 10^{-8} \text{ s}$ and $|\Delta H| \sim 9.1 \text{ gauss}$. The theoretical uncertainty is about 10%.

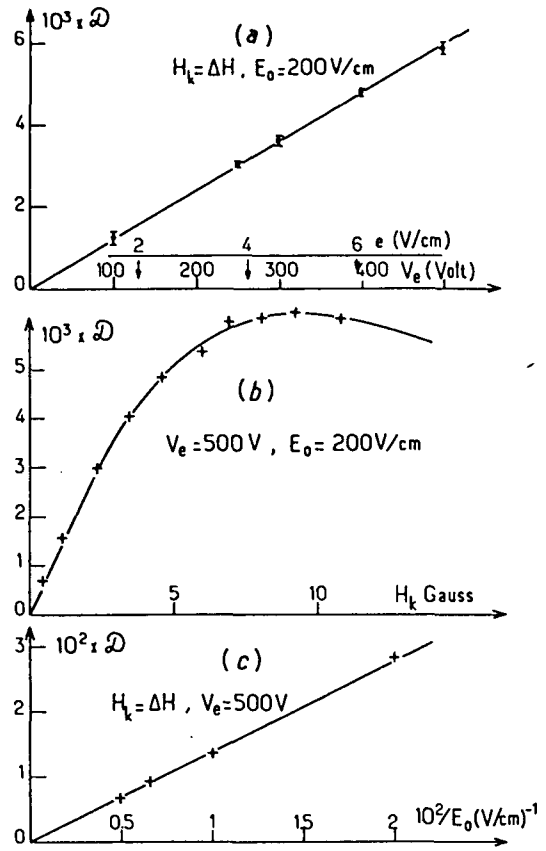


Fig. 3. Detection of the orientation created in the direction transverse to the beam for the $4 \rightarrow 4$ hyperfine transition. Variations of the polarization signal versus the longitudinal component e of the electric field (top), the longitudinal component H_k of the magnetic field (center) and the transversal component E_0 of the electric field (bottom). Experimental points and theoretical fits.

Fig. 3a represents, for the $4 \rightarrow 4$ hyperfine transition, the variation of \mathcal{D} versus the voltage V_c generating e ($V_c = e/C, |C|$ unknown). As expected, the experimental points are well fitted by a straight line passing through the origin. From the slope of this line, we deduce $e_{\text{V/cm}} = 1.50 \times 10^{-2} V_c \text{ volts}$.

Let us note that eqs. (7) and (8) predict, when both $e \cdot H_k$ and $E_0 \cdot H_0 > 0$, that $R(H_0)$ and $R(H_k)$ should have the same sign; this is what we do observe.

iii) H_k is now varied, while $E_0 = 200 \text{ V/cm}$ and $V_c = 500 \text{ V}$. In agreement with eq. (9), the variation of \mathcal{D} ($F = 4$) versus H_k (fig. 3b) exhibits a dispersion shape, the height of which again gives a determination

of e/V_c : $e = 1.53 \times 10^{-2} V_{c \text{ volts}}$, in excellent agreement with the previous one. The width of this curve $\Delta H \sim 9$ G is also in good agreement with that of the dispersion curves shown on fig. 2.

iv) E_0 is varied, $V_c = 500$ V and $H_k = \Delta H$. The measured quantity is now defined as:

$$[R(+e) - R(-e)]_{+E_0} - [R(+e) - R(-e)]_{-E_0} = \mathcal{D}$$

again given by eq. (9). On fig. 3c, the experimental points for the $4 \rightarrow 4$ hyperfine transition are plotted versus E_0^{-1} . They are well fitted by a straight line passing through the origin with the expected slope.

All the experimental results of fig. 3 demonstrate clearly that even a weak longitudinal electric field ($e \lesssim 8$ V/cm) is very effective to change the properties of the upper state polarization by adding an easily detectable component, *orthogonal to the circularly polarized beam* and exhibiting the expected variations versus the magnitude and sign of the fields e and E_0 .

In practice, the experiments just described require a correct decoupling between the two field components e and E_0 applied to the atoms. Fig. 4 indicates schematically how this was achieved in our experiment. The transverse field E_0 is generated by two plane electrodes 1 cm apart; one is held at a suitable voltage V_0 while the other is grounded. A second pair of electrodes (4.5 cm apart) was designed in such a way that the field E_0 in the central region remains practically unperturbed by their applications. They are ring-shaped, so that the beam passes through. Simple symmetry considerations show that, when opposite voltages $+V_e/2$ and $-V_e/2$ are applied to them, the transverse field is not disturbed, in the average, as long as the observation volume is correctly centered. However, the longitudinal field is considerably screened by the plane capacitor, so that a theoretical estimate of the constant e/V_c is not straightforward. A correct order of magnitude (within a factor 2) was obtained by a numerical (finite difference)

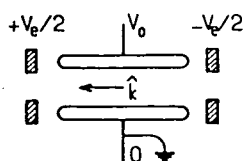


Fig. 4. Configuration of the two pairs of electrodes.

solution of the Laplace equation in a simplified two-dimensional configuration. However the most reliable determination is the experimental one given above.

The experimental value of the ratio β/α can be considered to bring valuable information for an accurate test of the theoretical radial wavefunction of the P states (in the present case β/α is particularly dependent on the two matrix element differences $\langle r \rangle_{6S-7P_{1/2}} - \langle r \rangle_{6S-7P_{3/2}}$ and $\langle r \rangle_{7S-6P_{1/2}} - \langle r \rangle_{7S-6P_{3/2}}$). So is it not only important to deduce from experiment the magnitude of this ratio but also *its sign*. The best way of measuring $|\beta/\alpha|$ from the hyperfine spectrum of the transition in a transverse static field [5], provides no information about the sign. Only an interference effect of the type discussed in the present paper is sign-dependent. So we now sketch the method we used for the sign determination. Let ξ_f denote the sign of the circular analyzer used on the fluorescence beam. From eqs. (4b) and (7), the relative change in fluorescence intensity reaching the photodetector when the field H_0 is changed from 0 to $|\Delta H| \hat{E}_0$, is:

$$\begin{aligned} \Delta I/I &= \xi_f [\mathcal{P}(|\Delta H| \hat{E}_0) - \mathcal{P}(0)] \cdot \hat{k}_f \\ &= \xi_f \xi (\hat{E}_0 \times \hat{k} \cdot \hat{k}_f) \text{sgn}(\Delta H) \\ &\times (-1/3)(1 + 2g_F)(\beta/\alpha). \end{aligned}$$

If the following conditions are all fulfilled: i) observation deals with the $4 \rightarrow 4$ hyperfine transition (i.e. $\text{sgn}(\Delta H) = +1$); ii) $\xi_f \xi > 0$; iii) the trihedral $\hat{E}_0, \hat{k}, \hat{k}_f$ is direct; then the sign of $\Delta I/I$ is that of $(-\beta/\alpha)$. In these exact conditions, we observe that $\Delta I/I$ is positive and we deduce that the ratio β/α (as defined by eq. (2)) is negative, in agreement with theory [4,6].

The present work was originally motivated by an experiment [10] designed to search for parity violation (PV) predicted to exist in atoms by the recent theories of weak neutral currents [11]. In the PV experiment, p_{\parallel} is conveniently used as an electronic polarization etalon, easy to monitor through the application and reversal of the magnetic field H_0 . As for p_{\perp} , which should not be observed if k_f were orthogonal to the direction \hat{E}_0 , it is used to control experimentally this orthogonality with the great advantage of using the atoms themselves as a probe. Owing to the sensitivity of p_{\perp} to a longitudinal electric field, the possible

existence of stray electric fields can also be *tested in situ*. Such stray fields could combine with alignment defects to generate a systematic error [7]. With this kind of control, the error can be kept below 10% of the expected PV effect.

We think that another interest of the work presented here lies in the possibility of exciting the $nS_{1/2}$ alkali states directly from the ground state with a fairly large amount of *spin polarization*, a possibility which does not exist in the two-photon excitation without Doppler broadening [12] (it can be shown that the spin-dependent electric dipole amplitude cancels out when the two photons have either the same frequency or the same polarization ^{*4}). Since the $7S$ state polarization has been observed in a wide range of vapour

pressures (up to a fraction of a torr) with, and without, buffer gases, we are provided with a new simple kind of atoms on which relaxation studies in a great variety of conditions and determinations of lifetimes (when still unknown) can be undertaken.

References

- [1] E. Fermi, *Zeit. Physik* 59 (1930) 680.
- [2] M.J. Seaton, *Proc. Roy. Soc. (London)* A208 (1951) 418.
- [3] U. Fano, *Phys. Rev.* 178 (1969) 131; 184 (1969) 250.
- [4] M.A. Bouchiat and C. Bouchiat, *J. Physique* 36 (1975) 493.
- [5] M.A. Bouchiat and L. Pottier, *J. Physique* 36 (1975) L-189.
- [6] D. Pignon and C. Bouchiat, unpublished.
- [7] M.A. Bouchiat, J. Guena and L. Pottier, *J. Physique* 41 (1980) L-299.
- [8] P.M. Stone, *Phys. Rev.* 127 (1962) 1151.
- [9] D. Norcross, *Phys. Rev. A* 7 (1973) 606.
- [10] M.A. Bouchiat and L. Pottier, *Phys. Lett.* 62B (1976) 327; in: *Laser Spectroscopy III*, eds. J.L. Hall and J.L. Carlsten (Springer Verlag, 1977) p. 21.
- [11] C. Bouchiat, *J. Phys.* G3 (1977) 183.
- [12] B. Cagnac and G. Grynberg, *Reports on Progress in Physics*, 40 (1977) 791.

^{*4} Note that symmetry considerations exactly similar to those we presented here apply to the problem of two-photon excitation: the atomic state is then perturbed by either one of the two radiation fields (associated with photons 1 (ω_1, ϵ_1) and photons 2 (ω_2, ϵ_2)) instead of the external field E . Consequently, the spin dependent part of the effective dipole amplitude can be written $2i\beta(\omega_1, \omega_2) \times S \times \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 + 2i\beta(\omega_2, \omega_1) S \times \epsilon_2 \cdot \epsilon_1$ (instead of $2i\beta S \times E \cdot \epsilon$), cancelling out when $\epsilon_1 = \epsilon_2$ or $\omega_1 = \omega_2$.

Classification
Physics Abstracts
32.00



Can imperfect light polarization mimic parity violation in Stark experiments on forbidden M1 transitions ?

M. A. Bouchiat, A. Coblenz, J. Guéna and L. Pottier

Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'E.N.S., 24, rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

(Reçu le 24 février 1981, accepté le 25 mars 1981)

Résumé. — Dans la discrimination du signal de violation de parité, un critère important est son caractère impair par renversement de la polarisation circulaire de la lumière excitatrice. Des imperfections du système de basculement de la polarisation ou une anisotropie dans les pièces d'optique peuvent engendrer des effets systématiques en dégradant la polarisation, faisant paraître partiellement impairs des signaux en principe pairs. Nous discutons l'intérêt d'un renvoi du faisceau sur lui-même dans la vapeur. Nous indiquons diverses méthodes pour minimiser les erreurs systématiques et pour contrôler leur valeur résiduelle, pendant l'expérience de violation de la parité, en utilisant les atomes eux-mêmes comme sonde.

Abstract. — Oddness under reversal of the circular polarization of the exciting light is one important criterion to discriminate the parity violation signal. Imperfections of the polarization flipper or anisotropy in the optical components can generate systematic effects by spoiling the polarization and causing even signals to look partly odd. We discuss the interest of reflecting the beam back through the vapour. We indicate various methods to minimize systematic errors and to control their residual magnitude during the parity violation experiment while using the atoms themselves as a probe.

In an experimental search for a neutral-current induced right-left asymmetry in atoms [1], the most important difficulty is to discriminate the sought-for signal against the many possible spurious effects. Our experiment on the 6S-7S forbidden M1 transition of Cs in a d.c. electric field [2] looks for an upper-state electronic spin orientation which is odd under reversal of the electric field, or of the direction of the exciting beam, or of the sign of its circular polarization. Actually, this fourfold signature is fully specific only in principle, since the reversals are in practice imperfect to some extent. In a previous paper [3], we discussed the effect of improper field reversal; in the present paper, we examine the origins and consequences of improper polarization reversal.

1. Summary of the problem. — In our experiment, Cs atoms are exposed to a d.c. electric field \vec{E} along Oy and excited by a circularly polarized laser beam tuned to the forbidden transition and directed along $\hat{k} // Oz$ (Fig. 1). The electronic orientation \vec{P} of the excited state is monitored in a direction \hat{k}_r along Ox . The parity violation (PV) is predicted to appear as a small change of $\vec{P} \cdot \hat{k}_r$ when the sign η of the circular polarization of the laser beam is reversed. In addition, as a consequence of rotational invariance, under reversal

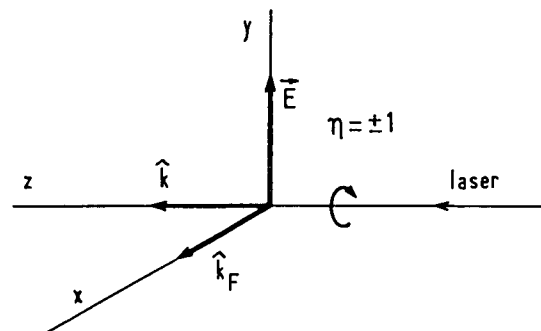


Fig. 1. — Scheme of the experimental configuration.

of \vec{E} (equivalent to rotating the system half a turn around the beam) the x (and y) components of the electronic orientation \vec{P} are odd. Therefore the expected PV signal is odd under reversal of η as well as of \vec{E} . In practice, reversing the sign η of the circular polarization generally brings about a small change of the intensity and/or ellipticity as well, and consequently a small change of the parity conserving (PC) contribution to $\vec{P} \cdot \hat{k}_r$, i.e. a false asymmetry. Since the ratio of the PV to PC contributions is $\text{Im } E_1^{\text{PV}}/M_1 \sim 10^{-4}$ for Cs (and 10^{-3} for Tl [4]), we shall derive below the intuitive result that an imperfection of that magnitude in the polarization flip (due

e.g. to a stray birefringence ⁽¹⁾ of 10^{-4} radian in a window) is liable to simulate the sought-for signal. We shall see in § 2.3 that if the beam is reflected on a mirror and sent back through the atomic vapour, then the spurious effects associated with the forward and backward pass compensate each other while the PV signal is doubled. In practice, a reduction of at least two orders of magnitude can be achieved in this way, so that the imperfections in the optics can now reach the level of a few times 10^{-2} before they simulate the PV signal. However, a birefringence of 10^{-4} of the return mirror itself adds into the backward pass an imperfection which was absent in the forward one: therefore this imperfection is not compensated and is liable to simulate the expected PV signal. Thus, use of a double pass ⁽²⁾ attenuates by typically 2 orders of magnitude the requirements concerning all optical parts initially present on the single pass, but carries over the initial requirement onto the return mirror ⁽³⁾. This has to be taken seriously, since we have measured, on multielectric mirrors, birefringences ranging from 2×10^{-4} rad. to more than 10^{-3} rad. [5]. As long as less birefringent mirrors are not available, the solution seems to consist (i) in orientating the principal axes of the mirror birefringence in the direction which cancels the false asymmetry, and (ii) in combining results obtained with the birefringence axes interchanged by a 90° rotation of the return mirror.

2. A more detailed analysis. — The fluorescence light emitted by the Cs atoms in the $7S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$ decay is collected in the direction of observation \hat{k}_r , which in principle coincides with Ox (Fig. 1); by means of a flipped (or modulated) $\sigma_+ - \sigma_-$ analyser, its circularly polarized intensity is measured. This yields directly the quantity

$$\mathcal{L}'_r = \text{Tr } \rho \sigma \cdot \hat{k}_r, \quad (1)$$

where ρ is the density operator of the $7S_{1/2}$ state and σ is the set of Pauli matrices. In this quantity, the contribution that will cause trouble is the parity conserving one that is odd under reversal of the electric field; but for an irrelevant arbitrary normalization, its expression is, in the most general case [6]:

$$\mathcal{L}'_r = 2 M_1 \{ \alpha \text{Re} [(\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{E}) (\boldsymbol{\varepsilon}^* \times \hat{\mathbf{k}})] + g_f \beta \text{Re} [\boldsymbol{\varepsilon}^* (\boldsymbol{\varepsilon} \times \mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{k}})] \} \cdot \hat{\mathbf{k}}_r; \quad (2a)$$

it has to be compared with the genuine PV contribution (written with the same normalization):

$$\mathcal{L}_{PV} = \text{Im } E_1^{PV} (\alpha + g_f \beta) \text{Im} (\boldsymbol{\varepsilon}^* \times \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \hat{\mathbf{k}}) \cdot (\mathbf{E} \times \hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{k}}_r). \quad (2b)$$

Here $\boldsymbol{\varepsilon}$ is the complex polarization vector of the laser beam; $\hat{\mathbf{k}} \parallel Oz$ is a unit vector along the beam; M_1 is the magnetic dipole transition amplitude; $i \text{Im } E_1^{PV}$ is the parity-violating electric dipole transition amplitude arising from weak neutral-currents; αE and βE are the scalar and vector parts of the electric dipole transition amplitude induced by the electric field; g_f is the hyperfine g -factor of the upper-state. Written as above, equations (2) are valid for a $\Delta F = 0$ transition; the corresponding expressions for $\Delta F = \pm 1$ transitions are given by equations (2) with the α terms omitted; therefore the following discussion applies to both cases. Equations (2) physically reflect the fact that the part that is linear in \mathbf{E} in the polarized intensity $\text{Tr } \rho \sigma$, originates in an interference between the mixed amplitude $M_1 + i \eta \text{Im } E_1^{PV}$ and the field-induced amplitudes αE and βE .

Equations (2) clearly show that \mathcal{L}'_r is reversed under reversal of the direction \mathbf{k} of the laser beam (with unchanged polarization $\boldsymbol{\varepsilon}$) while \mathcal{L}_{PV} is not: therefore in a double-pass system, the false asymmetries associated with the forward and backward pass compensate each other — in so far as their polarization $\boldsymbol{\varepsilon}$ is the same.

2.1 SIMPLE-PASS CASE. — In the case of a simple-pass along Oz , with $\mathbf{E} \parallel Oy$, equation (2a) reduces to:

$$\mathcal{L}'_r = 2 E \cdot M_1 \{ \alpha |\varepsilon_y^2| + g_f \beta |\varepsilon_x^2| - (\alpha - g_f \beta) \chi_y \text{Re } \varepsilon_x^* \varepsilon_y \}, \quad (3)$$

where $\chi_y = \hat{\mathbf{k}}_r \cdot (\mathbf{E} / |\mathbf{E}|)$ characterizes the lack of orthogonality of $\hat{\mathbf{k}}_r$ with \mathbf{E} . In the case of ideal σ_\pm circular polarization, the quantities $|\varepsilon_x^2|$, $|\varepsilon_y^2|$ and $\text{Re } \varepsilon_x^* \varepsilon_y$ are equal to $1/2$, $1/2$ and 0 respectively. In the real case, we take their imperfections into account by writing:

$$|\varepsilon_x^2| = (1/2) + \eta \lambda_x \quad (4a)$$

$$|\varepsilon_y^2| = (1/2) + \eta \lambda_y \quad (4b)$$

$$\text{Re } \varepsilon_x^* \varepsilon_y = \eta \lambda_{xy} \quad (4c)$$

$$\text{Im } \varepsilon_x^* \varepsilon_y = \eta / 2 \quad (4d)$$

Here $\eta = \pm 1$ is the sign of the flipped circular polarization; the λ 's are small independent real numbers (typically 10^{-3} to 10^{-1} in real instances). Possible small imperfections which do not reverse with η are omitted, since they cannot simulate the sought-for signal. The intensity normalization $\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}^*$ is taken equal to 1 at the entrance of the polarization flipper. The spurious asymmetry arising from this

⁽¹⁾ False asymmetries can originate in stray birefringences, but also in stray circular dichroisms. Since the latter appear experimentally to be generally smaller, we shall simply use the term « birefringence » throughout in this text.

⁽²⁾ This is true more generally for any even number of passes (as in our experiment). The relevant quantity is then the average of the birefringence taken over all double-passes.

⁽³⁾ As well as on the associated window, if the return mirror is located outside the cell as in the T1 experiment at Berkeley [4].

improper circular polarization flip is then, according to equation (3) :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}' &= \mathcal{L}'_r(\eta = +1) - \mathcal{L}'_r(\eta = -1) = \\ &= 4EM_1[\alpha\lambda_y + g_f\beta\lambda_x - (\alpha - g_f\beta)\chi_y\lambda_{\text{R}}]. \end{aligned} \quad (5)$$

To eliminate the arbitrary normalization, we compare it with the true PV asymmetry, equal to

$$\begin{aligned} \mathcal{A}^{\text{PV}} &= \mathcal{L}_{\text{PV}}(\eta = +1) - \mathcal{L}_{\text{PV}}(\eta = -1) = \\ &= 2\text{Im} E_1^{\text{PV}}(\alpha + g_f\beta) E. \end{aligned}$$

The ratio of the false asymmetry to the true one is thus :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}'/\mathcal{A}^{\text{PV}} &= 2(M_1/\text{Im} E^{\text{PV}}) \times \\ &\times [\alpha\lambda_y + g_f\beta\lambda_x - (\alpha - g_f\beta)\chi_y\lambda_{\text{R}}]/(\alpha + g_f\beta). \end{aligned} \quad (6)$$

In the case of the 6S-7S transition of Cs, the ratio $M_1/\text{Im} E_1^{\text{PV}}$ is $\sim 10^4$, and $g_f\beta/\alpha \sim -1.4 \times 10^{-2} \ll 1$. It is then clear that a defect $2\lambda_y \sim 10^{-4}$ generates a spurious asymmetry equal to the genuine one, as we already announced. The defects λ_x and λ_{R} are much less critical, due to the factors $g_f\beta/\alpha$ and $\chi_y \ll 1$ (the misalignment angle χ_y can easily be kept of the order of a few times 10^{-2} rad.).

2.2 ORIGINS OF THE IMPERFECTIONS. — • The source of polarized light basically consists of a linearly polarized laser, followed by a « polarization flipper » (4), such as a $\lambda/4$ plate or a Pockels cell whose axes are directed at 45° from the incident polarization. Experimental checks on four different types of devices (5) evidenced for all four various imperfections : among others, the intensities, directions and linear polarization ratios of the transmitted beams corresponding to $+1$ and -1 circular polarization ratios are slightly different (6); these imperfections are well represented by equations (4) with typical values of the λ 's ranging from 10^{-3} to 10^{-1} .

• The polarization delivered by the flipper is then further spoiled by the anisotropic optical parts encountered by the beam before the atomic vapour. In the simple-pass case, this is simply the (generally birefringent) entrance window of the sample cell.

The action of a weakly anisotropic linear optical system on the complex polarization vector is represented in a quite general way by a complex 2×2

transfer matrix, which we expand on the basis of unity and Pauli matrices, in the form :

$$\varepsilon = \left[(\gamma_0 + i\alpha_0) \mathbb{1} + \sum_{k=1}^3 (\gamma_k + i\alpha_k) \sigma_k \right] \varepsilon', \quad (7a)$$

or more explicitly :

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} 1 + (\gamma_0 + \gamma_3) + i(\alpha_0 + \alpha_3) \\ (\gamma_1 - \alpha_2) + i(\alpha_1 + \gamma_2) \\ (\gamma_1 + \alpha_2) + i(\alpha_1 - \gamma_2) \\ 1 + (\gamma_0 - \gamma_3) + i(\alpha_0 - \alpha_3) \end{bmatrix} \varepsilon' \quad (7b)$$

where the real coefficients α 's and γ 's are all $\ll 1$. Physically, α_0 and γ_0 respectively represent the (polarization independent) phase-shift and absorption; α_3 is a birefringence of axes oriented along Ox and Oy and of optical phase-shift equal to $2\alpha_3$; α_1 is a birefringence in the directions of the bisectrices of Ox and Oy ; simultaneous α_1 and α_3 produce a birefringence in a different direction; in a similar way, γ_1 and γ_3 correspond to linear dichroism; α_2 is an optical rotation, and γ_2 a circular dichroism.

Actually, if the optical system is inhomogeneous, the transfer matrix has to be treated as a random matrix. But as long as we limit our treatment to first order in the coefficients γ_k, α_k , it can be shown that the description by equations (7) is still valid provided the average of the squared fluctuations affecting each anisotropy coefficient remains smaller than its average value, i.e. $\overline{\gamma_k^2} \ll \overline{\gamma_k}$ and $\overline{\alpha_k^2} \ll \overline{\alpha_k}$. Recent experimental results of ours [5] provide good indications that this condition is well fulfilled by our multipass cell.

According to equations (7), the defects $\lambda_x, \lambda_y, \lambda_{\text{R}}$ of the polarization ε seen by the atoms, are given in terms of the defects $\lambda'_x, \lambda'_y, \lambda'_{\text{R}}$ of ε' at the output of the flipper, by the following relations (treated to 1st order in the various defects α 's, γ 's and λ 's) :

$$\lambda_x = \lambda'_x + \gamma_2 - \alpha_1 \quad (8a)$$

$$\lambda_y = \lambda'_y + \gamma_2 + \alpha_1 \quad (8b)$$

$$\lambda_{\text{R}} = \lambda'_{\text{R}} + \alpha_3 \quad (8c)$$

where the contributions from the flipper and from subsequent optics are clearly distinguished. Carrying these results into equation (6), we obtain :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}'/\mathcal{A}^{\text{PV}} &= 2(\alpha + g_f\beta)^{-1} (M_1/\text{Im} E_1^{\text{PV}}) \times \\ &\times \{ [\alpha\lambda'_y + g_f\beta\lambda'_{\text{R}}] + [\alpha(\gamma_2 + \alpha_1) + g_f\beta(\gamma_2 - \alpha_1)] \\ &- (\alpha - g_f\beta)\chi_y[\lambda'_{\text{R}} + \alpha_3] \}. \end{aligned} \quad (9)$$

Note that among the 6 optical anisotropy parameters, only γ_2 (circular dichroism) and α_1, α_3 (birefringence) contribute. As expected from the naive argument of § 1, the most harmful defects ($2\lambda'_y, 2\alpha_1, 2\gamma_2$) can generate a false asymmetry equal to the genuine one as soon as they reach the level of $(\text{Im} E_1^{\text{PV}}/M_1) \sim 10^{-4}$.

(4) Although we actually modulate continuously the polarization in our experiment, it is equivalent and simpler to discuss here in terms of flips.

(5) A quartz $\lambda/4$ plate (Fichou, France); a Polaroid $\lambda/4$ sheet; a transverse field Pockels cell (Lasermetrics 3030 HFW); a longitudinal field Pockels cell (Lasermetrics 1080 P).

(6) In the case of both Pockels cells, some of the imperfections critically depend on the orientation of the beam in the crystal.

2.3 DOUBLE-PASS CASE. — According to equation (2) the spurious asymmetry associated with the forward pass in the direction \hat{k} is exactly compensated by the one associated with a backward pass of opposite direction $-\hat{k}$, so that the net result is at first sight zero. The actual efficiency of this compensation is in fact limited by several causes :

i) First, even under quasi-normal incidence, real mirrors cause a slight change of the polarization [5]. We shall represent the effect of the return mirror by a transfer matrix similar to that of equation (7), but with roman coefficients a 's and c 's. Instead of zero, we now obtain the uncompensated effect of the return mirror, given by (compare with (9)) :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}'/\mathcal{A}^{PV} &= (\alpha + g_r \beta)^{-1} (M_1/\text{Im } E_1^{PV}) \times \\ &\times [-\alpha(c_2 + a_1) - g_r \beta(c_2 - a_1) + (\alpha - g_r \beta) \chi_y \cdot a_3]. \end{aligned} \quad (10)$$

(The leading factor 2 of equation (9) has disappeared because the backward pass generates only one half of the total fluorescence intensity; the sign reversal originates in the reversal of the beam direction \hat{k} .)

ii) A second limitation originates in the fact that the efficiencies of the forward and backward pass are most often different : this is due to the losses on the return mirror, and also, in the case where the paths

of the two passes do not exactly coincide, to the fact that they are seen differently by the detector. As a result, the right side of equation (9) is no longer strictly compensated between forward and backward pass, but only reduced by some large « suppression coefficient » S , so that the ratio $\mathcal{A}'/\mathcal{A}^{PV}$ is so far given by :

$$\mathcal{A}'/\mathcal{A}^{PV} = \tilde{10} + (1/S) \cdot \tilde{9}, \quad (11)$$

where $\tilde{9}$ and $\tilde{10}$ denote the right sides of equations (9) and (10) respectively.

iii) In the case where the return beam makes a small but non-zero angle with the forward beam, a third limitation appears. Rigorously speaking, the equations written so far can no longer be applied just as they are, since they are written in a coordinate system bound to the beam. In fact, within terms of second order in this angle they remain unchanged, except the term containing χ_y in equation (9) : when the forward pass is replaced by the backward one, χ_y is modified in a way that is quite unpredictable in the absence of further assumptions; in the particular case where χ_y is exactly conserved, the χ_y term of equation (9) benefits from the suppression factor S and equation (11) holds; but in the opposite particular case where χ_y is exactly reversed, the χ_y term in equation (9) is doubled in the double-pass instead of being suppressed. In the general case [6], the χ_y in equation (9) leads to some effective value $\tilde{\chi}$ for the double-pass, and the ratio $\mathcal{A}'/\mathcal{A}^{PV}$ is finally given by :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}'/\mathcal{A}^{PV} &= (\alpha + g_r \beta)^{-1} (M_1/\text{Im } E_1^{PV}) \{ [-\alpha(c_2 + a_1) - g_r \beta(c_2 - a_1) + (\alpha - g_r \beta) \chi_b \cdot a_3] + \\ &+ (2/S) [\alpha \lambda'_y + g_r \beta \lambda'_x] + (2/S) [\alpha(\gamma_2 + \alpha_1) + g_r \beta(\gamma_2 - \alpha_1)] - 2(\alpha - g_r \beta) \tilde{\chi} [\lambda'_{3x} + \alpha_3] \}. \end{aligned} \quad (12)$$

(χ_b is associated with the backward pass only, and is different from $\tilde{\chi}$, associated with both passes).

2.4 MULTIPASS CASE. — In order to increase the signal in our experiment, the atomic vapour is placed between two mirrors facing each other, so that the laser beam performs a large number N (~ 50 to 70) of double-passes [7]. Equation (12) can be written for each double-pass with parameters $\chi_{b,n}$, $(1/S)_n$, $\alpha_{1,n}$, $\gamma_{2,n}$, $\tilde{\chi}_n$, $\alpha_{3,n}$ connected to this particular double-pass, and then averaged over the index n . The resulting expression will be identical with equation (12), except that the coefficients are now average values. In practice this brings two types of changes :

i) In addition to the anisotropy of the entrance window, the coefficients α_1 , α_3 and γ_2 now contain the *average anisotropy of previous double-passes*, i.e. approximately $N/2$ times the combined anisotropy of the mirror pair.

ii) From a detailed analysis [6], the final definition of $\tilde{\chi}$ turns out to be :

$$\tilde{\chi} = (1/S) \langle \chi_y \rangle + r \cdot \delta\chi, \quad (13)$$

where $\langle \chi_y \rangle$ is the average value of $\chi_y = (\hat{k}_r, \hat{y})$ over all passes, $\delta\chi$ is the standard deviation of the distribution of χ_y and r is the correlation between χ_y and the forward or backward direction of the pass ($-1 \leq r \leq +1$). In the extreme case $\chi_y = \langle \chi_y \rangle$, $\delta\chi = 0$ (same χ_y for all passes), the suppression factor $1/S$ is fully active, as was expected (cf. § 2.3. iii); in the opposite extreme case $\langle \chi_y \rangle = 0$, $|r| = 1$, $\chi_y = \pm \delta\chi$ (χ_y reverses exactly with the beam direction), equation (13) leads to $\tilde{\chi} = |\chi_y|$, i.e. there is no compensation at all, as was also expected. Equation (13) essentially says what happens in intermediate cases. Since in a practical situation $\langle \chi_y \rangle \lesssim \delta\chi$, the second term dominates and the suppression is uneffective. Therefore an experimental determination of $\tilde{\chi}$ is quite desirable. We shall present a simple method in § 3.

3. Discussion. — We will now discuss the results, give orders of magnitude and outline methods to control and reduce the harmful terms.

The term that is by far the most dangerous one in equation (12) is the a_1 term, because there is no small

factor in front to reduce it. This term says that a return mirror birefringence with axes at 45° of the electric field transforms the $\sigma_+ - \sigma_-$ flip into a change of the linear polarization along the field, without any compensation in the double-pass. Since $M_1/E_1^{PV} \sim 10^4$ for the 6S-7S transition of Cs, and since measured values of the birefringence $2a_1$ are typically 5×10^{-4} rad. [5], the corresponding spurious signal (SS) can easily reach 2.5 times the true signal (TS) ! As long as less birefringent mirrors are not available, a solution consists in orientating the birefringence axes of the return mirror parallel and perpendicular to the field : then a_1 is in principle zero ; in practice, it will reasonably be reduced by at least one order of magnitude ; this will bring it down to at most TS/4. It can then be further reduced by periodical $\pi/2$ rotation of the return mirror ⁽⁷⁾, which reverses both a_1 and a_3 by interchanging the fast and slow axes (this also reduces the smaller χ_b, a_3 term). In addition, according to our measurements [5], the circular dichroism ($2c_2$) is sufficiently small for its effect to be negligible (\lesssim TS/100).

The next most dangerous terms are likely to be the ones that arise from the imperfections of the polarization flipper : experimental checks of four commercial devices ⁽⁸⁾ have given for λ_x, λ_y and λ_z typical values of 10^{-2} and worst values of 10^{-1} ; combined with $1/S \sim 1/300$ and $\tilde{\chi} \sim 3 \times 10^{-3}$ in our experiment, this leads to SS/TS ~ 0.6 (typically) to 6 (worst value) ⁽⁸⁾ ! We solve this difficulty by means of the improved polarization modulator which we describe in reference [5], the imperfections of which are 100 to 1 000 times smaller.

The remaining terms contain the anisotropy of the entrance window and of the multipass. The effects of the birefringence (α_1, α_3) as well as circular dichroism (γ_2) are harmful : SS/TS $\lesssim 1$ or 2 ! Fortunately, these effects can be measured *using the atoms themselves as a probe*, and then compensated :

- the birefringence α_3 (with axes parallel and perpendicular to the electric field) is able to transform a linear polarization 45° off the field into a circular polarization. When a $\lambda/4$ plate with axes parallel and perpendicular to the field is inserted after the polarization flipper [6], a non-zero α_3 induces a small (flipped) circular polarization on the atoms which results in an easily detectable (flipped) atomic orientation along the laser beam ⁽⁹⁾. Once α_3 is known, it

can be compensated by a Bravais compensator. We expect a reduction by one or two orders of magnitude ;

- the birefringence α_1 and the circular dichroism γ_2 transform the circular polarization flip into a small change of the linear polarization $|\varepsilon_x^2| - |\varepsilon_y^2|$ and of the intensity $|\varepsilon_x^2| + |\varepsilon_y^2|$ respectively. Thus both contribute to a small change of the total (unpolarized) fluorescence intensity. But for the small β terms ($g_F \beta/\alpha \sim -1.4 \times 10^{-2}$ in our case), the Cs atoms are sensitive only to light polarized in the favoured direction of the electric field, so that the total fluorescence intensity depends only on $|\varepsilon_y^2|$; the change of this intensity depends only on λ_y , i.e. on the same combination $\gamma_2 + \alpha_1$ (cf. Eq. (8b)) as appears in equation (12). As a result it can be shown that the spurious effect of γ_2 and α_1 can be compensated by a change of the laser intensity performed so as to maintain the total fluorescence intensity constant when the circular polarization is reversed ⁽¹⁰⁾. In the real case of non-zero β , the compensation is not total but amounts to a reduction by a factor $\sim |g_F \beta/\alpha| \sim 1/70$. A correct treatment of this problem is given in the Appendix.

Finally we would like to indicate how the parameters S and $\tilde{\chi}$ can also be measured, using the atoms as a probe. The suppression coefficient S is deduced from the comparison of the values of L_r' (see equations (2a)) measured for a single-pass (which corresponds to $S = 1$) and for the considered double- (or multi) pass ; in such measurements, polarization defects can of course be neglected and the orientation signal is easily distinguished owing to its E -odd, η -even character. To measure the effective misorthogonality parameter $\tilde{\chi}$, we insert a quarterwave plate (with axes parallel and perpendicular to the field) : the flipped incident circular polarization is thus transformed into a flipped linear polarization at 45° off the field ; this produces a large known λ_y . Consequently a large asymmetry \mathcal{A}' dominated by the last term in equation (12) must show up and its measurement leads to the determination of $\tilde{\chi}$.

Coming back to equation (12), we can now check that the various contributions can be identified and measured : the first one, by rotation of the return mirror ; the second and third ones, by combining polarization defects observed *in situ* with measurements of the multipass suppression factor S and effective misorthogonality $\tilde{\chi}$.

In conclusion, we have explicitated in this paper various aspects of the risk of systematic error associated with polarization imperfections in a Stark PV experiment. In addition to increasing the counting rate, back reflection of the beam through the vapour

⁽⁷⁾ From preliminary checks, the rotation of the mirror inside the Cs cell turns out to be quite realizable by means of a ferrofluidic rotary feedthrough.

⁽⁸⁾ In the case of a Pockels cell, it is quite easy to compensate one given combination of λ_x, λ_y and λ_z by acting on the d.c. component of the driving voltage ; but we find that the remaining uncompensated defects are still too large.

⁽⁹⁾ A real plate will not be rigorously $\lambda/4$. The error which would result can be eliminated by combining two measurements performed with the plate axes interchanged by a $\pi/2$ rotation.

⁽¹⁰⁾ In the case where c.w. lasers are used and where polarizations are modulated rather than flipped (as in our experiment), this intensity compensation is easily achieved with a servo loop. In the case where polarizations are actually flipped (as e.g. with pulsed lasers), it is simpler to divide the polarized fluorescence intensity by the unpolarized one.

represents a good solution for minimizing this risk, provided the mirror is inserted inside the cell and with its anisotropy axes orientated parallel and perpendicular to E . We have described various methods to still reduce the residual effects and we have shown that from the photocurrent of a single detector it is possible to extract in real time reliable and detailed information concerning the defects as they are seen in average by the excited atoms on which the PV test is performed.

Appendix. — We will now show that the spurious asymmetry arising from the γ_2 and α_1 terms in equation (12) can be efficiently reduced by slightly changing the laser intensity so that the fluorescence intensity remains constant when the circular polarization of the laser is reversed.

The laser intensity change is accounted for by multiplying the right sides of equations (4) by a factor $(1 + \eta\mu)$, where $\mu \ll 1$. Omitting higher-order terms as well as first-order terms even in η (since they generate no false asymmetry), we obtain, in place of equations (4) :

$$\left. \begin{aligned} |\varepsilon_x^2| &= (1/2) + \eta(\lambda_x + \mu/2) & (14a) \\ |\varepsilon_y^2| &= (1/2) + \eta(\lambda_y + \mu/2) & (14b) \\ \text{Re } \varepsilon_x^* \varepsilon_y &= \eta\lambda_x & (14c) \\ \text{Im } \varepsilon_x^* \varepsilon_y &= \eta/2 & (14d) \end{aligned} \right\}$$

Thus the only change is the replacement of λ_x and λ_y by $\lambda_x + \mu/2$ and $\lambda_y + \mu/2$ respectively. According to equations (8), this is equivalent to replacing λ'_x and λ'_y by $\lambda'_x + \mu/2$ and $\lambda'_y + \mu/2$ respectively. So, in the final result (12) we simply have to replace the quantity

$$Q = (\alpha + g_F \beta)^{-1} (M_1 / \text{Im } E_1^{PV}) (2/8) \times \{ [\alpha\lambda'_y + g_F \beta\lambda'_x] + [\alpha(\gamma_2 + \alpha_1) + g_F \beta(\gamma_2 - \alpha_1)] \} \quad (15a)$$

by :

$$Q' = Q + (\alpha + g_F \beta)^{-1} (M_1 / \text{Im } E_1^{PV}) (2/8) \times (\alpha + g_F \beta) (\mu/2). \quad (15b)$$

We must now express how μ is chosen. The total (unpolarized) fluorescence intensity is [6] :

$$\mathcal{L} \propto |\varepsilon_y^2| + \frac{1 + 2g_F \beta^2}{3} \frac{\beta^2}{\alpha^2} |\varepsilon_x^2| = |\varepsilon_y^2| + l |\varepsilon_x^2|,$$

where $l \neq 5 \times 10^{-3} \ll 1$ in our case. According to equations (8) and (14), the spurious asymmetry of \mathcal{L} is :

$$\mathcal{L}(\eta = 1) - \mathcal{L}(\eta = -1) \propto 2\lambda_y + 2l\lambda_x + (1 + l)\mu.$$

We choose μ so as to cancel this quantity, i.e. (cf. Eqs. (8)) :

$$\mu = -2 \left[\frac{(\lambda'_y + l\lambda'_x)}{1 + l} + \gamma_2 + \frac{1 - l}{1 + l} \alpha_1 \right].$$

Carrying this into equations (15) we find, to first-order in the small quantities l and $m = g_F \beta / \alpha \propto -1.4 \times 10^{-2}$, that the spurious asymmetry Q is reduced to :

$$Q' = (M_1 / \text{Im } E_1^{PV}) (2/8) (l - m) [(\lambda'_y - \lambda'_x) + 2\alpha_1].$$

Thus the effect of the circular dichroism γ_2 is totally compensated, and those of the birefringence α_1 and of the flipper imperfections λ'_y and λ'_x are reduced by a factor $2|l - m| \approx 2 \cdot 10^{-2}$. (They would be totally compensated if β were zero.)

References

- [1] For a review about neutral-currents and their effects in Atomic Physics, see e.g. BOUCHIAT, C., *J. Phys. G (Nucl. Phys.)* 3 (1977) 183 and references quoted there.
- [2] BOUCHIAT, M. A. and POTTIER, L., *Phys. Lett.* 62 (1976) 327; *Springer Series in Optical Sciences*, vol. 7 : Laser Spectroscopy III, edited by J. L. Hall and J. L. Carlsten (1977), p. 9; see also *Proc. of the Workshop on Neutral Current Interactions in Atoms*, Cargèse (1979), ed. by W. Williams, Univ. of Michigan, Ann Arbor, Mich. (USA).
- [3] BOUCHIAT, M. A., GUÉNA, J. and POTTIER, L., *J. Physique Lett.* 41 (1980) L-299.
- [4] CONTI, R., BUCKSBAUM, P., CHU, S., COMMINS, E. and HUNTER, L., *Phys. Rev. Lett.* 42 (1979) 343.
- [5] BOUCHIAT, M. A. and POTTIER, L., to appear in *Opt. Commun.*
- [6] GUÉNA, J., Thèse de 3^e cycle, Université Paris VI (24.2.81), unpublished.
- [7] BOUCHIAT, M. A., POTTIER, L. and TRÉNEC, G., *Revue Phys. Appl.* 15 (1980) 785.

IV

OBSERVATION OF A PARITY VIOLATION IN CESIUM

M.A. BOUCHIAT, J. GUENA, L. HUNTER¹ and L. POTTIER*Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'ENS², Paris, France*

Received 2 August 1982

We have measured a parity violation in the 6S–7S transition of Cs in an electric field. Our result is $\text{Im } E_1^{\text{PV}}/\beta = -1.34 \pm 0.22$ (rms statistical deviation) $\pm \sim 0.11$ (systematic uncertainty) mV/cm; E_1^{PV} is the parity violating electric dipole amplitude, β is the vector polarizability. This result is consistent with the Weinberg–Salam prediction.

We have observed a parity non-conserving, true-vector contribution in the upper-state polarization of the 6S–7S forbidden transition of cesium, excited by a circularly polarized laser beam in a dc electric field.

Parity violating (PV) effects may arise in stable atoms from the interference between the electromagnetic and weak neutral amplitudes. As early as 1973, such effects were estimated and predicted to increase approximately like Z^3 , the cube of the atomic number [1,2]. Since then, many authors have estimated atomic PV effects [3], especially within the framework of the Weinberg–Salam model [4]. This model is now well established at high energies. However, in a *model independent* approach, atomic physics experiments are sensitive to combinations of coupling constants not yet determined at high energies [3].

Atomic physics experiments exist in bismuth, thallium, hydrogen and cesium. Still somewhat conflicting results from optical rotation in bismuth [5–9], together with dispersion among the theoretical predictions, do not yet lead to clear conclusions. The currently published thallium result [10] reaches 3σ accuracy. The very difficult experiments in hydrogen are still in progress [11]. We have chosen cesium which offers a fair theoretical reliability due to its simple structure, and still benefits from a large Z^3 enhancement (though 10 times less than in Bi and Tl).

The principle of our experiment is illustrated by

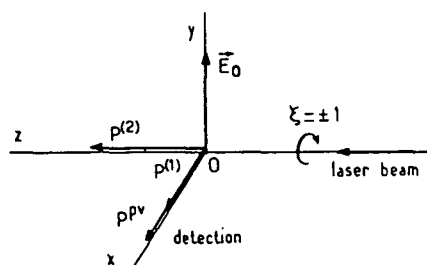


Fig. 1. Experimental configuration. E_0 : dc electric field. $\xi = \pm 1$: sign of the circular polarization of the laser beam $P^{(1)}$, $P^{(2)}$ parity conserving and P^{PV} parity violating components of the 7S state polarization.

fig. 1. A resonant, circularly polarized laser beam propagating along z excites the $F = 4$ to $F = 4$ hyperfine component of the 6S (ground state) to 7S transition of Cs atoms in a dc electric field E_0 directed along y . A space reflection with respect to the yz plane reverses the sign $\xi = \pm 1$ of the circular polarization of the beam but conserves the two other parameters (laser direction z , field E_0) defining the experiment; this reflection also conserves the x component $P^{(1)}$ of the 7S state electronic polarization P (normally an axial vector). Thus we normally expect $P^{(1)}$ to be even under ξ reversal. (A similar argument shows the z component $P^{(2)}$ to be odd under ξ reversal; the y component vanishes identically, since a rotation of π around y followed by time reversal should reverse it while all experimental conditions: laser direction, laser polarization and electric field, are conserved.) In our experiment, we look for a contribution P^{PV} in the x component that is odd under ξ reversal; it must therefore be of true-vector type, in spite of its

¹ Present address: Physics Department, Amherst College, Amherst, MA 01002, USA.

² Associé au CNRS.

angular momentum nature: this manifests a *parity violation*.

Reflecting the transmitted laser beam with a mirror back into the vapor is equivalent to performing a space reflection with respect to the xy plane, which reverses the parity conserving (axial vector) $P^{(1)}$ but conserves the parity violating (true vector) PPV : thus in a double pass of the beam PPV is doubled while $P^{(1)}$ is cancelled. In practice, the intensity and path for the forward and backward pass are slightly different: $P^{(1)}$ does not exactly cancel out, but is reduced from its original value $10^4 \times PPV$ to less than $10^2 \times PPV$. This is important because most possible systematics associated with $P^{(1)}$ (cf. below) are reduced by the same factor. In addition, use of a large number ($\sim 50-70$) of such forward-backward passes increases the PV signal and improves the statistical accuracy.

Space reflection with respect to the yz plane shows that the z component $P^{(2)}$ is odd like PPV under reversal of the sign ξ of the circular polarization of the beam. However, $P^{(2)}$ does not appear in the detection direction x . In practice, due to misalignments and/or to Hanle rotation in the earth's magnetic field, a fraction of $P^{(2)}$ may be detected ($P^{(2)}$ is 3×10^4 larger than PPV !). However, $P^{(2)}$ is even under reversal of E_0 while PPV is odd, as can be seen by a rotation of π around z . Since $P^{(2)}$ can be distinguished, a small magnetic field H_y is applied to maintain $P^{(2)}$ orthogonal to x . Moreover, by applying a Hanle field along y , we can deliberately detect $P^{(2)}$ and use this large (~ 0.1), well known polarization as a standard to calibrate our apparatus and avoid errors due to depolarizations.

The matrix elements of the dipole operator for the Cs $6S \rightarrow 7S$ transition can be written as:

$$\langle 7S m'_S | d | 6S m_S \rangle = \langle m'_S | -\alpha E_0 - i\beta \sigma \times E_0 - i \text{Im} E_1^{PV} \sigma | m_S \rangle, \quad (1)$$

where $d = -|e| \sum r_k$ is the electric dipole operator and σ is the Pauli operator; $-\alpha E_0$ and $-i\beta \sigma \times E_0$ (α, β real) respectively describe the scalar and vector parts of the Stark-induced electric dipole; $-i \text{Im} E_1^{PV} \sigma$ describes the PV electric dipole induced by weak neutral currents. The magnetic dipole is similarly described by:

$$\langle 7S m'_S | \mu/c | 6S m_S \rangle = \langle m'_S | M_1 \sigma | m_S \rangle. \quad (2)$$

The three contributions $P^{(1)}$, $P^{(2)}$ and PPV arise respectively from interferences of the α term with the M_1 , β and $\text{Im} E_1^{PV}$ terms.

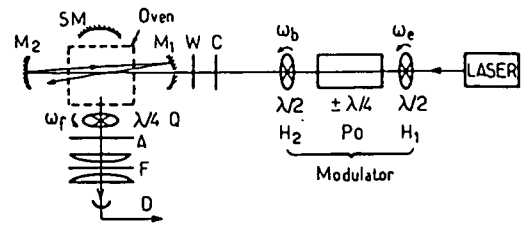


Fig. 2. Apparatus. H_1, H_2 : rotating half-wave plates. Po: Pockels cell. C: compensator. W: entrance window. M_1, M_2 : multipass mirrors. SM: spherical mirror. Q: rotating quarter-wave plate. A: Polaroid analyzer. F: interference filter. D: detector.

A schematic of the apparatus is shown in fig. 2. The light source is a Spectra Physics 380 ring dye laser with home-made frequency and (external) intensity stabilizations; typical figures are 500 mW single-mode output power in a few MHz bandwidth at the forbidden transition ($\lambda = 5394 \text{ \AA}$) with Rhodamine 110. Two diaphragms allow a fixed beam position to be restored after laser readjustments.

A crucial element in our experimental design is the circular polarization reversal (actually a flip plus a continuous modulation), for an asymmetry in the ξ reversal can make the ξ -even $P^{(1)}$ look partly odd like PPV [12]. Because the commercial modulators we tried were insufficient, we developed an improved modulator that leads to a much more *specific labeling of the circular polarization, linear polarization and unpolarized intensity by distinctive modulations*. This modulator [13] consists of a longitudinal Pockels cell with $\pm \lambda/4$ voltage, sandwiched between two half-wave plates rotating at different frequencies $\omega_c/4 \sim 115 \text{ Hz}$ and $\omega_b/4 \sim 85 \text{ Hz}$ (fig. 2). The output polarization ϵ is the superposition of (i) a linear polarization rotating at frequency ω_b with amplitude modulation at frequency $\omega_c [u_3 = |\epsilon_x^2| - |\epsilon_y^2| = \sin \omega_c t \sin \omega_b t; u_1 = 2 \times \text{Re}(\epsilon_x^* \epsilon_y) = -\sin \omega_c t \cos \omega_b t]$, and (ii) a circular polarization with amplitude modulation at frequency $\omega_c [\xi = u_2 = 2 \text{Im}(\epsilon_x^* \epsilon_y) = \eta \cos \omega_c t; \eta = \pm 1$ is the sign of the $\pm \lambda/4$ voltage], $\pi/2$ out of phase, so that the beam always remains fully polarized. The unpolarized intensity ($u_0 = |\epsilon_x^2| + |\epsilon_y^2| = 1$) is unmodulated. Note the double signature of ξ : $\cos \omega_c t$ modulation plus η reversal. Experimentally, we observe that the amplitude of the modulation associated with a given Stokes parameter u_k is negligible in the other parameters

$u_l (l \neq k)^{\dagger 1}$: thus each modulation (including the behavior under η reversal) is a *specific label* of the corresponding u_k .

The cesium cell with laser beam multipass between internal mirrors [14] is also a crucial element: for the effect of residual spurious light polarization modulations acting on $P^{(1)}$ is reduced by two order of magnitude due to compensation between the forward and subsequent backward pass. However, any optical anisotropy (e.g. birefringence) *in the reflection on the return mirror*, adds into the backward pass a defect that is not compensated by the forward pass. Therefore the birefringence (in rad) and circular dichroism of this mirror should not exceed 2×10^{-6} for the corresponding systematic effect to remain below 1% of the genuine PV. The problem of measuring such small anisotropies was also solved by means of our improved modulator. As explained in ref. [15], we must not only choose mirrors with low intrinsic birefringence, but also pay attention to the phase retardation introduced by the metal-type reflection under non-normal incidence: the principal axes of the equivalent birefringence ($\sim 1.5 \times 10^{-5}$ rad) are directed, on the average, along the symmetry axes of the multipass and can thus be chosen [12] and controlled. The entrance window birefringence ($\sim 10^{-2}$ rad) is deduced from atomic measurements (see below), then compensated with a Babinet–Soleil–Bravais com-

pensator placed just before it. A pair of plane electrodes creates the dc field E_0 . Additional electrodes provide an auxiliary z -component E_z when necessary [16].

The $7S_{1/2} - 6P_{1/2}$ fluorescence light ($\lambda = 1.36 \mu$) emitted in the x -direction passes through a circular polarization analyzer (see below), then is collected onto the detector (a LN-cooled Ge photodiode; ADC Corp.; $S = 50 \text{ mm}^2$; $\text{NEP} = 10^{-15} \text{ W/Hz}^{1/2}$; shielded against environmental radioactivity) by a doublet of plano-convex lenses of effective aperture $f/3$. An interference filter ($\lambda_0 = 1.36 \mu$; $\Delta\lambda = 45 \text{ \AA}$; $\phi = 80 \text{ mm}$) between the lenses rejects the IR radiation of the oven ($\theta = 200^\circ\text{C}$). The light emitted in the $-x$ direction is reflected back into the $+x$ direction by a spherical mirror. Values of principal experimental parameters during data acquisition are collected in table 1.

The x -component of the atomic polarization is obtained by analyzing the circular polarization ratio of the fluorescence light. This light passes through a rotating $\lambda/4$ plate ($\phi = 80 \text{ mm}$; rotation frequency $\omega_r/2 \sim 34 \text{ Hz}$), then through a fixed linear polarizer (Polaroid HR sheet), which transmits fluorescence photons of helicity $\xi_f = \sin \omega_r t$. Thus, the PV polarization, proportional to ξ , yields in the photocurrent a modulation proportional to

$$\xi \xi_f \propto \eta \cos \omega_c t \sin \omega_r t$$

$$\propto \eta [\sin(\omega_c + \omega_r) t - \sin(\omega_c - \omega_r) t],$$

^{†1} In particular, the $\eta \cos \omega_c t$ modulation amplitude in u_0 , u_1 and u_3 remains $\leq 10^{-4}$.

Table 1
Typical experimental conditions during data acquisition.

beam power (at cell entrance)	200 mW (6×10^{17} ph/s)
electric field	100 V/cm
Cs density	1.6×10^{15} at/cm ³ (cell temperature 200°C)
detected fluorescence power	1.8×10^{-10} W (1.2×10^9 ph/s)
predicted fluorescence yield	10^{-6}
photon collection efficiency	$\sim 2 \times 10^{-3}$
d.c. background (thermal)	1.5×10^8 ph/s
d.c. background (Cs–Cs collisions)	1.2×10^8 ph/s
number of beam double-passes	$\sim 50 - 70$
mirror parameters	losses 10^{-3}
birefringence	return mirror M_2 3×10^{-6} rad
(axis $\parallel E_0$)	input mirror M_1 6×10^{-6} rad
	off-normal incidence 1.5×10^{-5} rad
	circular dichroism $\leq 10^{-6}$
global birefringence	$\leq 4 \times 10^{-3}$ rad
measured $P^{(1)}$ suppression factor	180

which we measure by lock-in detection at frequencies $\omega_c \pm \omega_f$. Since the polarizability is predominantly scalar ($\beta \ll \alpha$), in the field $E_0 \parallel y$ the fluorescence intensity is mainly proportional to $|\epsilon_y^2| = (u_0 - u_3)/2$. We detect the corresponding modulation at $\omega_c + \omega_b$ and use its amplitude to normalize the PV modulation amplitudes at $\omega_c \pm \omega_f$. The PV polarization *ratio* thus constructed is insensitive to drifts of the laser intensity or frequency and of the vapor pressure.

The modulation at $(\omega_c + \omega_b)$ is high above the noise ($S/N \sim 5000$ for a time constant $\tau = 0.3$ s at 12 dB/oct filtering); it is measured by directly feeding the detector's signal into a lock-in amplifier. On the contrary, the PV modulations at $\omega_c \pm \omega_f$, as well as several other interesting modulations associated with possible systematic errors (see below) are buried in noise. To measure these, the detector's output is first passed through an analog signal processor that notches away the large modulations and also truncates cosmic muon peaks (~ 2 per mn) that go too high above the average remaining noise. This processed signal is fed into the lock-in amplifiers.

The outputs of the lock-in amplifiers are connected to a digital integrator and integrated for 16 s ("live time"); for the next 4 s data acquisition stops ("dead time") to allow the reversals (of η, E_0, \dots) and subsequent restabilization of the experiment. During PV measurements, 2 parameters ($\lambda/4$ Pockels cell voltage; electric field E_0) are reversed in $2^2 = 4$ successive live times. The computer then extracts the PV asymmetry, i.e. the η -odd, E_0 -odd contribution at frequencies $\omega_c \pm \omega_f$, as well as several control signals. This elementary PV measuring pattern is repeated 20 times. Then, an auxiliary pattern with a Hanle field H_y along y is inserted to measure the atomic polarization $P^{(2)}$ and light polarization imperfections (see below). Finally another auxiliary pattern with an additional magnetic field H_z is inserted to study possible stray electric fields that would not reverse with the voltage applied to create E_0 [17]. Misalignments are measured when necessary with other auxiliary patterns.

To avoid accidental correlations with linear or periodic drifts, the order (+– or –+) of each reversal is chosen at random. To avoid causal correlations, E_0 is reversed by use of two relays in series: one is reversed in a fixed +– order and the other one at random.

As is evidenced in table 1, in spite of the IR detection wavelength, the dominant noise is the photon noise of

the resonant fluorescence. The rms noise is just equal to the expected PV asymmetry after an integration time of ~ 5 h, i.e. after a real time of ~ 8 h including dead times and auxiliary patterns.

Considerable effort was devoted to analyzing, reducing and controlling systematic effects. Ideally the PV signal is distinguished by a specific signature, i.e. odd under reversal of E_0, ξ and ξ_f , and even under back-reflection of the laser beam. In a critical analysis of the theoretical expressions of the detected fluorescence signal in the most general geometry, we have tried to track all imperfections (especially in the geometry and/or the reversals) which might transform the parity conserving signatures into the PV one.

Stray magnetic fields. The systematic effect arising from hyperfine mixing due to the z -component of earth's magnetic field [18] is efficiently reduced by the double-passes (table 2). A fluctuation of the y component, in phase with the E_0 reversal, could give $P^{(2)}$ the signature of the PV signal: we record this component with a fluxgate and apply the corresponding correction (about 10^{-2} of the expected PV effect, with still much smaller uncertainty) at the time of data analysis. In addition, the absence of a y component causally correlated with the E_0 reversal (e.g. generated by relay coils) was verified with a fluxgate probe placed at the location of the Cs atoms, with an accuracy of 5×10^{-3} of the PV signal.

Imperfect ξ -reversal. A second class of systematics may arise if the parity-conserving $P^{(1)}$ acquires spurious ξ -oddness due to imperfect ξ reversal, i.e. if the unpolarized intensity u_0 (UI) or linearly polarized intensities u_1, u_3 (LI) of the laser beam are spuriously modulated with the signature of the circularly polarized intensity u_2 (CI). (Since separate measurements have shown the circular dichroism of our optics to be negligible, this is in practice caused by its residual birefringence.) [12] The polarization $P^{(1)}$ remaining due to imperfect compensation in the double-passes gives rise to an E_0 -odd circularly polarized intensity $\propto |\epsilon_y^2| \xi_f \propto \sin \omega_c t \sin \omega_b t \times \sin \omega_f t$, detected at frequencies $\omega_c \pm \omega_b \pm \omega_f$. A lock-in detector looking for $\cos \omega_c t$ modulation in the fluorescence is inserted in a servo-loop driving a small $\cos \omega_c t$ modulation amplitude ($\sim 10^{-3}$) in the laser intensity so as to cancel this modulation in the fluorescence. This cancellation insures (except for a small background term) that the quantity $|\epsilon_y|^2$ seen by the detected atoms is free of spurious CI labeling (this is in

practice equivalent to compensating the residual birefringence $\psi_{bb'}$, with axes along the bisectrices bb' of xy , whose value is then deduced from the laser modulation amplitude). We have no means of directly checking how much the LI component u_1 is marked with spurious CI labeling (due to the other birefringence component ψ_{xy}). Instead, we check how much the CI u_2 is marked with spurious LI labeling, which we have shown to be equivalent under conditions here fulfilled [15]. When a Hanle field H_y is applied to measure the standard polarization $P^{(2)}$ (see above), since $P^{(2)} \propto \xi$, stray LI labeling in ξ (due to $\psi_{bb'}$, or ψ_{xy}) gives rise to E_0 -even, H_y -odd $\sin \omega_c t \sin \omega_b t \sin \omega_f t$ or $\sin \omega_c t \cos \omega_b t \times \sin \omega_f t$ modulations in the photocurrent; these are detected at frequencies $\omega_c \pm \omega_b \pm \omega_f$. Both values of $\psi_{bb'}$ agree; the measured ψ_{xy} value is corrected for a well understood bias of a few mrd caused by hyperfine mixing in the auxiliary field H_y [19].

Birefringence and circular dichroism in the return mirror act in a similar fashion on the single-pass (uncompensated) $P^{(1)}$. Since they cannot be measured in real time, we studied them before mounting the mirror in the cell [13]. Because the Cs vapor in the field $E_0 \parallel y$ mainly responds to $|e_y^2|$, we orient the birefringence axes along x and y to minimize this systematic effect.

Imperfect E_0 -reversal. In case of imperfect orthogonality between the beam, field and detection directions, the ξ -odd polarization $P^{(2)}$ does not remain along the beam and depends on the direction of E_0 ; imperfect E_0 -reversal (due to non-reversing stray fields) can then make it look partly E_0 -odd, thus simulating P^{PV} [16, 17]. The E_0 /beam orthogonality is adjusted with a cathetometer, then checked by atomic measurements on a $\Delta F = 1$ hyperfine component [19]. The E_0 /detection non-orthogonality is obtained by measuring the corresponding systematic, magnified by spoiling the E_0 -reversal with the auxiliary field E_z . Both the E_0 /detection and the beam/detection orthogonalities are adjusted within a few mrd with auxiliary fields H_z and H_y . A small tilt of E_0 in the xy plane when E_0 is reversed is detected through a phase change in the fluorescence modulation at frequencies $\omega_c \pm \omega_b$: this modulation is induced by the linear light polarization rotating in the xy plane and is maximum when the polarization is $\parallel E_0$. A small tilt in the yz plane when E_0 is reversed is measured by aid of an auxiliary Hanle field H_z which magnifies the corresponding systematic effect. This tilt ($\lesssim 0.3$ mrad) is on average compensated with the auxiliary electrodes.

Since each atom fluoresces proportionally to E_0^2 , a spurious gradient $\partial E_y / \partial z$ even under E_0 -reversal, would shift the effective center of the observation region when E_0 is reversed. With the resulting small change in the average observation direction, the small detected fraction of $P^{(2)}$ acquires a spurious E_0 -odd component. To determine $\partial E_y / \partial z$ we measure the fluorescence intensity asymmetry under E_0 -reversal, while viewing only the $z > 0$ (or $z < 0$) half of the interaction region (by masking half of the detector). The respective sizes of all registered systematic effects are collected in table 2.

All these effects are *expected*: we describe them in a model, measure values for the model parameters (most are measured using the atoms as a probe and averaged throughout data acquisition) and deduce estimates for the systematics. Against *unexpected* systematics, we can only perform various consistency tests (e.g. of the distribution shape, correlations) on the PV data themselves.

Consistency checks. The experiment outputs one PV value from each frequency $\omega_c \pm \omega_f$ every 80 s. All experimental conditions are held as constant as possible while a series of about 300 values is acquired. Possible necessary changes (e.g. $|E_0|$ change; dye change; melting the Cs back to the observation region; ...) are then performed, before a new series is begun. The series are analyzed separately. Only two operations modify the PV data, namely: (i) correction for earth magnetic field fluctuations (see above); the correlation between the corrected data and the field fluctuations is then checked to be consistent with zero (while before correction it is high above the noise); (ii) noise

Table 2
Estimated systematic errors.

Nature	Size (% of observed PV)
stray magnetic field H_z	$\lesssim 0.5$
imperfect ξ -reversal: from $\psi_{bb'}$	1.5 ± 0.4 ^{a)}
from ψ_{xy}	$-4.8 \pm \sim 5$ ^{a)}
from return mirror	$\lesssim 1$
imperfect E_0 -reversal: tilts	$1 \pm \sim 3$ ^{a)}
$\partial E_y / \partial z$	-1.6 ± 5

^{a)} Indicates that a subsequent correction is applied, net systematic correction + 2.3%, typical systematic uncertainty $\sim 8\%$.

peak rejection: this consists in estimating the mean m and rms deviation σ , rejecting the few (~ 1 in 100) values more than 3σ apart from m and iterating until no new data is rejected. Since the distribution of the remaining noise is expected and found (by a χ^2 test) to be consistent with a gaussian distribution (truncated in the same way), there is no bias on the mean; in the final result, we have corrected for the artificial reduction of σ (1.5%). Since the observed E_0 -dependence of the PV asymmetry is consistent with the expected $1/E_0$ law (fig. 3), the PV asymmetry values are finally normalized to a common value of E_0 and of the polarization standard $P^{(2)}$, so that results from different series can be combined. The combination is performed with weights $1/\sigma_k^2$, where σ_k is the rms noise in series k ^{*2}. A χ^2 test shows that the noise value deduced from the dispersion of the means agrees with that contained in the σ_k 's. The final averaged PV asymmetry attains 6 rms noise deviations ($m/\sigma = 6.0$).

As a protection against unexpected systematics, several quantities expected to vanish are averaged, and actually found to be consistent with zero. These are: (i) the difference between the PV asymmetries detected at frequencies $\omega_c + \omega_f$ and $\omega_c - \omega_f$ ($m/\sigma = -0.04$); (ii) the difference between the PV asymmetries measured with the two $\lambda/2$ plates rotating both clockwise and both counterclockwise ($m/\sigma = 1.09$); (iii) the asymmetry detected at frequencies $\omega_c \pm \omega_f$ in phase quadrature with the PV signal ($m/\sigma = 0.91$); (iv) the asymmetry obtained when treating the order (+ or -) of

^{*2} Giving equal weight to each parity value leads to nearly the same result.

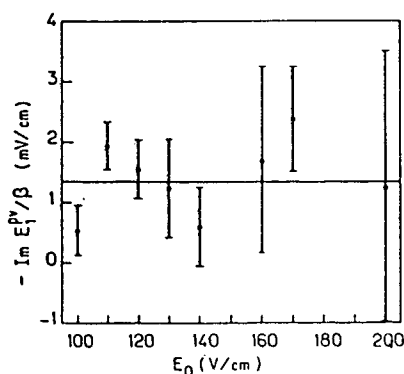


Fig. 3. The plotted quantity is $-\text{Im } E_1^{\text{PV}}/\beta$ measured in different electric fields. Error bars = ± 1 rms deviation.

the reversals as fixed while it is actually random ($m/\sigma = -1.35$). Cross-correlation between the signals at frequencies $\omega_c + \omega_f$ and $\omega_c - \omega_f$, which would imply a common fluctuating systematic effect on both channels, is not found. Serial correlation at either PV frequency, which would imply a slowly drifting systematic effect on the corresponding channel, is also not found. In addition, the Pockels cell voltage reversal turns out to be a practically superfluous precaution, since the PV asymmetries in the two states differ only by $m/\sigma = 0.57$. In conclusion, we have presently no evidence of any omitted systematic effect.

Except for numerical coefficients omitted here for simplicity, the measured PV polarization P^{PV} is given by $\text{Im } E_1^{\text{PV}}/\alpha E_0$ and the standard polarization $P^{(2)}$ used to calibrate the measurements by β/α : thus the quantity actually measured in our experiment (in a known field E_0) is the ratio $\rho = \text{Im } E_1^{\text{PV}}/\beta$. The raw observed value is -1.341 ± 0.220 mV/cm (quoted uncertainty = rms noise). After correction for earth field fluctuations, it becomes -1.331 ± 0.217 , then after noise peak rejection -1.305 ± 0.216 . At last, we correct for those systematics whose correction is reliably determined (table 2). We estimate the typical uncertainty associated with all systematics to be ~ 0.11 . Our final result is thus: $(\text{Im } E_1^{\text{PV}}/\beta)_{\text{exp}} = -1.34 \pm 0.22 \pm \sim 0.11$ mV/cm.

The sign convention is defined by eq. (1). The observed sign is such that for the considered hyperfine transition ($6S-7S; F = 4$ to $F = 4$), the x component of P^{PV} in the electric field $E_0 \parallel y$ and the x component of $P^{(2)}$ in a magnetic (Hanle) field $H \parallel y$ have identical signs when $E_0 \cdot H > 0$. Taking into account the theoretical expression $P^{(2)} \propto -(\beta/\alpha) J_{\text{ph}}$ [17], the observed sign $\beta/\alpha < 0$ [16,20] and the sign of the Larmor precession in the $F = 4$ sublevel of the $7S_{1/2}$ state, we find that P^{PV} points in the direction of $E_0 \times J_{\text{ph}}$ where J_{ph} is the angular momentum of the circularly polarized incident photons.

Assuming point-like nucleons, we describe the weak neutral current electron-proton (or electron-neutron) interaction phenomenologically by^{*3}:

$$\mathcal{H}^{\text{PV}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \int d^3x C_{Vp} (\bar{p} \gamma^\mu p) (\bar{e} \gamma_\mu \gamma_5 e) \quad (\text{or } p \rightarrow n).$$

^{*3} See ref. [21]. We neglect the C_{Ap} and C_{An} terms since they only contribute a $1/Z$ correction.

The PV dipole $E_{\text{PV}}^{\text{pv}}$ is proportional to the nuclear weak charge, conventionally defined as $Q_{\text{W}} = -2(C_{\text{Vp}}Z + C_{\text{Vn}}N)$, where N is the number of neutrons. The combination $(55 C_{\text{Vp}} + 78 C_{\text{Vn}})$ involved in cesium is almost exactly orthogonal to the one extracted from the experiment with polarized electrons at SLAC [22]. Theoretical calculations of $E_{\text{PV}}^{\text{pv}}$ are reviewed in ref. [3]; we quote the result obtained with the semi-empirical Norcross potential [23] and an electric dipole operator corrected for shielding:

$$(\text{Im } E_{\text{PV}}^{\text{pv}})_{\text{th}} = -1.01 \times 10^{-11} \cdot |e| a_0 Q_{\text{W}}(Z, N)/(-N).$$

In view of the success of this model in reproducing oscillator strengths, photoionization cross sections, measured ratios α/β [20,24] and S-state hfs, the error in the above number is not likely to exceed 10 to 15%. Since β (like α) does not seem to be directly measurable, again we adopt the value computed with the same model [25] and obtain:

$$(\text{Im } E_{\text{PV}}^{\text{pv}}/\beta)_{\text{th}} = -1.90 \times 10^{-3} \cdot Q_{\text{W}}(Z, N)/(-N) \text{ V/cm.}$$

In the Weinberg-Salam model [4] the weak charge is $Q_{\text{W}} = -[N - Z(1 - 4 \sin^2 \theta_{\text{W}})]$. Taking into account radiative corrections, Wheeler [26] recommends for atomic physics the value $\sin^2 \theta_{\text{W}} = 0.219 \pm 0.014$ whence $(\text{Im } E_{\text{PV}}^{\text{pv}}/\beta)_{\text{th}} = (-1.73 \pm 0.07) \text{ mV/cm}$. (The quoted uncertainty includes only that in $\sin^2 \theta_{\text{W}}$.) In view of the experimental and theoretical uncertainties, this is quite consistent with the measured value.

Finally, we express our gratitude to C. Bouchiat for his unremitting interest and repeated encouragements throughout this work; and to A. Clouqueur for the design of numerous electronics.

Note added. After completion of this work, a more complete calculation of radiative corrections at atomic energies recently performed by W.J. Marciano and A. Sirlin was brought by the authors to our attention. It predicts $\sin^2 \theta^{\text{eff}} = 0.207$ instead of 0.219 (Wheeler value). The theoretical value predicted for the measured quantity then becomes -1.67 instead of -1.73 mV/cm .

References

- [1] M.A. Bouchiat and C.C. Bouchiat, Phys. Lett. 48B (1974) 111.
- [2] M.A. Bouchiat and C. Bouchiat, J. Phys. (Paris) 35 (1974) 899; 36 (1975) 493.
- [3] C. Bouchiat, in: Atomic physics 7, eds. D. Kleppner and F.M. Pipkin (Plenum, New York, 1981), and references quoted therein.
- [4] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264; A. Salam in: Elementary particle theory: relativistic groups and analyticity, Nobel Symp. No. 8, ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968).
- [5] L.L. Lewis et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 795; P.E.G. Baird et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 798.
- [6] L.M. Barkov and M.S. Zolotarev, JETP Lett. 27 (1978) 357; Phys. Lett. 85B (1979) 308.
- [7] Yu.V. Bogdanov et al., JETP Lett. 31 (1980) 214, 522.
- [8] P.E.G. Baird et al., in: Intern. Workshop on Neutral current interactions in atoms, ed. W.L. Williams (University of Michigan, Ann Arbor, 1980); results reproduced in: E.N. Fortson and L. Willets, in: Advances in Atomic and Molecular Physics 16, eds. D.R. Bates and B. Bederson (Academic Press, New York, 1980).
- [9] J.H. Hollister et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 643.
- [10] P. Bucksbaum, E. Commins and L. Hunter, Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 640.
- [11] L.P. Levy and W.L. Williams, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 607.
- [12] M.A. Bouchiat, A. Coblenz, J. Guena and L. Pottier, J. Phys. (Paris) 42 (1981) 985.
- [13] M.A. Bouchiat and L. Pottier, Opt. Commun. 37 (1981) 229.
- [14] M.A. Bouchiat, L. Pottier and G. Trencé, Rev. Phys. Appl. 15 (1980) 785.
- [15] M.A. Bouchiat and L. Pottier, Appl. Phys. (1982), to be published.
- [16] M.A. Bouchiat, J. Guena and L. Pottier, Opt. Commun. 37 (1981) 265.
- [17] M.A. Bouchiat, J. Guena and L. Pottier, J. Phys. (Paris) 41 (1980) L-299; C.R. Acad. Sc. Paris 292 (1981) 11-427.
- [18] M.A. Bouchiat and M. Poirier, J. Phys. (Paris) 43 (1982) 729.
- [19] M.A. Bouchiat, J. Guena, L. Hunter and L. Pottier, to be published.
- [20] J. Hoffnagle et al., Phys. Lett. 85A (1981) 143.
- [21] C. Bouchiat, M.A. Bouchiat and L. Pottier, in: Atomic physics 5, eds. R. Marrus, M. Prior and H. Shugart (Plenum, New York, 1977).
- [22] C.Y. Prescott et al., Phys. Lett. 77B (1978) 347.
- [23] D. Norcross, Phys. Rev. A7 (1973) 606.
- [24] M.A. Bouchiat and L. Pottier, J. Phys. (Paris) 36 (1975) L-189.
- [25] C. Bouchiat, D. Pignon and C.A. Piketty, to be published.
- [26] J.F. Wheeler, Phys. Lett. 105B (1981) 483.

V

NEW MEASUREMENT OF THE Cs $6S \rightarrow 7S$ SCALAR TO VECTOR POLARIZABILITY RATIO

M.A. BOUCHIAT, J. GUÉNA, L. HUNTER[‡] and L. POTTIER

Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'ENS[‡], 75231 Paris Cedex 05, France

Received 8 December 1982

We have measured the ratio $|\alpha/\beta|$ of the scalar to vector polarizabilities of the forbidden $6S_{1/2} \rightarrow 7S_{1/2}$ transition of cesium by a method free of background difficulties. Our result, $|\alpha/\beta| = 9.90 \pm 0.10$, agrees with that of Hoffnagle et al. The slight disagreement with our earlier result is examined.

1. Introduction

The $6S_{1/2} \rightarrow 7S_{1/2}$ forbidden transition of cesium is of particular interest at the present time because of its role in the search for parity violation in atoms [1]. In 1975, in a preliminary step towards the parity experiment, we presented the first observation of this line, with a record of its hyperfine profile. From the observed ratios of the hyperfine components, we estimated the ratio $|\alpha/\beta|$ of the scalar to vector polarizabilities [2]. Recently Hoffnagle et al. [3] published a more accurate value, in moderate but significant disagreement with ours. Having observed the parity violation [4] and preparing a modified version of the parity experiment, we were again led to study the $6S-7S$ hyperfine profile, this time with a different method and with a much better apparatus than the first time. Our investigation has resulted in a new value of $|\alpha/\beta|$, in excellent agreement with that of Hoffnagle et al. [3]. The 10% conflict with our previous value probably results from an underestimation of background effects, important in our earlier method, but absent in the present one.

2. Principle of the method

In a dc electric field E , we excite the $6S_{1/2} \rightarrow 7S_{1/2}$

[‡] Present address: Physics Dept., Amherst College, Amherst, Massachusetts 01002 (U.S.A.).

[‡] Associé au C.N.R.S.

transition of cesium ($\lambda = 5394 \text{ \AA}$) with a tunable single-mode laser beam orthogonal to E . The $7S_{1/2}$ state population is detected via the $7S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$ fluorescence at $\lambda = 1.36 \mu\text{m}$. Sweeping the laser frequency, we record the absorption profile of the $6S_{1/2} \rightarrow 7S_{1/2}$ transition. Since each $S_{1/2}$ level is split into a hyperfine doublet ($F = 3$ or 4), the profile shows four lines. As we have shown earlier [2], when the beam polarization is linear and directed at angle θ with the electric field E , the intensities of these four lines are given (within a normalization factor) by

$$I(4 \rightarrow 4) = (36 + 15 \rho^2) + (36 - 15 \rho^2) \cos 2\theta, \quad (1.a)$$

$$I(3 \rightarrow 3) = (28 + 7 \rho^2) + (28 - 7 \rho^2) \cos 2\theta, \quad (1.b)$$

$$I(3 \rightarrow 4) = I(4 \rightarrow 3) = 21 \rho^2 - 21 \rho^2 \cos 2\theta, \quad (1.c)$$

where $\rho = |\beta/\alpha|$ is the ratio of the vector to scalar polarizability. The maxima and minima of those cosine functions of 2θ obviously lead to

$$\min(4 \rightarrow 4)/\max(4 \rightarrow 4) = 30\rho^2/72, \quad (2.a)$$

$$\min(3 \rightarrow 3)/\max(3 \rightarrow 3) = 14\rho^2/56, \quad (2.b)$$

whence two determinations of ρ^2 can be deduced.

This was the principle of the method we used in 1975. However, since $\rho^2 \sim 10^{-2}$, the minimum of $I(4 \rightarrow 4)$ or $I(3 \rightarrow 3)$ is two orders of magnitude smaller than the maximum, so that the result is very sensitive to the presence of a background. In our earlier measurement, such a background was actually present. It was

likely to be associated with the $6S \rightarrow 7S$ forbidden transition, somewhat shifted and permitted in Cs dimers or collisional pairs. The size of this background amounted to $\sim 50\%$ of that of the $\Delta F = 1$ transitions. Although we had no evidence for this, we could not exclude the possibility that this background had a structure (from dimer contributions) and thus took on different values on the four lines.

Our new method avoids this difficulty. While the value of the first term in each of eqs. (1) is affected by a background, the amplitude of the second term (i.e. the coefficient in front of $\cos 2\theta$) is expected not to be. Indeed, in the case of dimers or collisional pairs, the transition is driven by some effective electric field whose direction is random, so that the corresponding cosine terms average to zero. Therefore, in the present work, we extract ρ^2 from the quantities

$$\frac{\text{coeff. of } \cos 2\theta \text{ in } I(4 \rightarrow 3)}{\text{coeff. of } \cos 2\theta \text{ in } I(4 \rightarrow 4)} = \frac{-21\rho^2}{36 - 15\rho^2}, \quad (3.a)$$

$$\frac{\text{coeff. of } \cos 2\theta \text{ in } I(3 \rightarrow 4)}{\text{coeff. of } \cos 2\theta \text{ in } I(3 \rightarrow 3)} = \frac{-21\rho^2}{28 - 7\rho^2}. \quad (3.b)$$

The unknown normalization factor (which includes the Cs pressure, the laser intensity, etc...) is eliminated in both the ratios (2) and (3). The ratios (3), however, unlike the ratios (2), are expected to be free of background contributions. In addition, one can check that they also eliminate the effect of a possible inhomogeneity of the electric field E (while quantities (2) are affected). Indeed the effect of a non- δ distribution of θ_0 in a $\cos 2(\theta - \theta_0)$ term is purely geometrical. Thus the four lines are affected in identical manner, so that the effect is eliminated in the ratios (3).

A detailed presentation of the apparatus is given in ref. [4], only the essential features are outlined here. The intensity and frequency stabilized laser beam (fig. 1) is passed through a polarization modulator that essentially transforms the initial fixed linear polarization into a rotating linear polarization, so that 2θ has to be replaced by ωt ($\omega/2\pi \sim 800$ Hz) in eqs. (1). The amplitude of the $\cos 2\theta$ term in the detected signal is readily obtained by means of a lock-in amplifier locked to the polarization modulator#. The spurious modulation depth at frequency ω in the transmitted intensity is measured to be $< 2 \times 10^{-3}$. An enhancement of the laser power by a factor 100

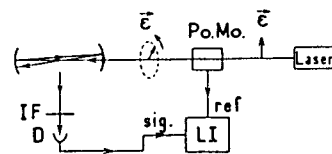


Fig. 1. Apparatus. Po.Mo.: polarization modulator; IF: interference filter; D: detector; LI: lock-in amplifier.

is obtained by use of a multipass of the laser beam. An interference filter ($\Delta\lambda = 45 \text{ \AA}$) rejects the thermal radiation emitted by the cesium oven (200°C) and selects the $7S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$ fluorescence ($\lambda = 1.36 \mu\text{m}$). The detector is a germanium photodiode.

3. Results and interpretation

The amplitude of the $\cos \omega t$ modulation in the fluorescence is measured for a set of discrete values of the laser frequency. A plot of the hyperfine profile thus obtained is shown in fig. 2. Since the $4 \rightarrow 3$ and $3 \rightarrow 4$ lines are two orders of magnitude smaller than the $4 \rightarrow 4$ and $3 \rightarrow 3$ ones, the signal to be measured was magnified by increasing the applied electric field E from 100 V/cm to 1000 V/cm . (The theoretically expected E^2 -dependence of the fluorescence intensity was checked in a separate experiment.) The measurements of fig. 2 were extended towards higher and lower frequencies to check the expected absence of a background. The size of the observed background was indeed only 6×10^{-4} times the size of the $\Delta F = 1$ transitions.

As explained above (eqs. (3)), a value of ρ^2 can be deduced from the relative intensities of the four lines. Yet it is clear from fig. 2 that the height of each small line is affected by the wings of the large ones, and must first be determined. To do so, some assumption concerning the lineshape has to be made. *We only assume the lineshape to be symmetrical and the same for the four lines.* This assumption is sufficient to

Although this polarization modulation could in principle be achieved with a simple rotating $\lambda/2$ plate, our modulator designed for the parity experiment, is more complicated. Modulated circular polarization is also present at its output; yet, since the modulation frequency is different, it is rejected by the lock-in detection and can be forgotten for the present discussion. For details, see ref. [4] and also ref. [9].

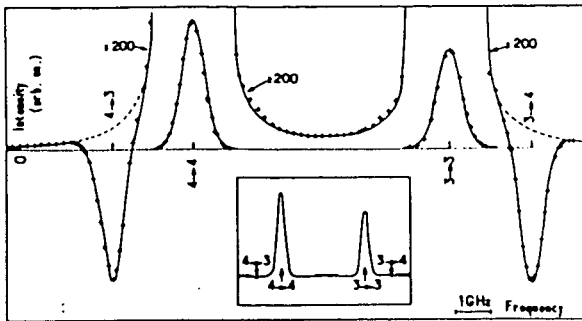


Fig. 2. Hyperfine structure of the absorption profile of the Stark-induced $6S_{1/2} \rightarrow 7S_{1/2}$ transition. +: experimental points; solid line: Voigt fit; dashed line at the foot of each $\Delta F = 1$ line: contribution of the three other lines. Helium pressure: 0.36 torr; Cs vapor pressure: 5×10^{-2} torr. The $4 \rightarrow 3$ and $3 \rightarrow 4$ lines are two orders of magnitude smaller than the $4 \rightarrow 4$ and $3 \rightarrow 3$ ones, as shown more conspicuously by the small profile in the frame. The boldface line parts of the framed profile correspond to the regions magnified in fig. 3.

empirically extract from fig. 2 the individual lineshape, and then the individual heights of the four lines. The dashed lines of fig. 2 in the region of each $\Delta F = 1$ line, show the extracted contribution of the three other lines.

The assumption of a common symmetrical lineshape is conveniently checked as follows. First, using the individual line heights just obtained, we fit the observed profile with a particular common symmetrical lineshape, namely the Voigt shape (convolution of a Lorentz shape and a Doppler shape), which is known to be a good approximation of the real lineshape in many cases. The solid line of fig. 2 shows a Voigt fit, chosen so as to optimize the agreement both in the peak (where the shape is nearly pure Doppler) and in the far wings (where it is nearly pure Lorentz). The agreement is on the whole fairly good. A small deviation is conspicuous in the near wings of the large lines, yet the possible departure from a common symmetrical lineshape embodied in this deviation cannot affect the final value of $|\alpha/\beta|$ by more than 0.7%.

The Voigt fit also constitutes a convenient means of extracting the Doppler and Lorentz widths. The obtained Doppler width (FWHM 750 MHz) is in good agreement with the measured oven temperature (200°C). The Lorentz width is found to depend on the pressure of the buffer helium present in our sam-

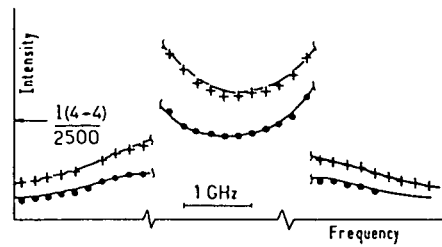


Fig. 3. Effect of the buffer helium pressure. +: $P(\text{He}) \sim 0.36$ torr; o: $P(\text{He}) \sim 0.15$ torr. Only the regions most sensitive to the helium pressure are represented; these regions are indicated by a boldface line on the framed profile of fig. 2.

ple cells [5] (fig. 3): we observe a Lorentz width of 18 MHz at $P \sim 0.15$ torr, and of 28 MHz at $P \sim 0.36$ torr. This dependence is related with the Cs-He collisions. The contribution of Cs-Cs collisions to the linewidth (Cs vapor pressure $\sim 5 \times 10^{-2}$ torr) seems not to be negligible, especially at the lower He pressure. Yet more measurements appear necessary to extract both contributions quantitatively.

Once the heights of the four lines are obtained, the unknown normalization is eliminated by taking the ratios (3) of the heights of adjoining lines, so as to minimize the effect of possible drifts of the normalization while the profile of fig. 2 is recorded. (The normalization essentially depends on the Cs vapor pressure; the other factors: laser power, electric field, ..., are either more stable or stabilized.) Extracting values of $|\alpha/\beta| = 1/\rho$ from (3.a) and (3.b) separately, we obtain

$$|\alpha/\beta| \text{ (a)} = 9.91 \pm 0.01, \tag{4.a}$$

$$|\alpha/\beta| \text{ (b)} = 9.89 \pm 0.01, \tag{4.b}$$

where the quoted uncertainties are purely statistical (1 rms deviation). These independent measurements obviously agree. Actually, the pair of results (4) is the average of two pairs of results obtained at two different helium pressures. These two pairs of results are consistent despite a difference of a factor 1.4 in the contamination by the large lines. As another test of consistency, we have also extracted the intensity ratio of the $4 \rightarrow 3$ to $3 \rightarrow 4$ line; the experimental value is 0.996 ± 0.003 . The excellent agreement with the expected value 1 (eq. (1.c)) adds con-

fidence in our method of correcting for the contamination by the large lines.

All uncertainties quoted so far are purely statistical. Systematic uncertainties arise mainly from the estimation of the contribution of the large lines on the small ones, but also from thermal drifts in the frequency readings; imperfections of the polarization modulator turn out to be negligible. Our final result is:

$$|\alpha/\beta| = 9.90 \pm 0.10$$

where the quoted uncertainty is almost entirely systematic. This result, in slight contradiction with the value 8.8 ± 0.4 that we obtained seven years ago by the more primitive method recalled in the previous section, turns out to be in excellent agreement with the recent result 9.91 ± 0.11 of Hoffnagle et al. [3]. The sign of α/β , not obtained by the present technique, was deduced from the sign of an α - β interference effect in another experiment [6], then confirmed by Hoffnagle et al. [7].

After completion of this work, we were informed by the authors of an independent measurement of

$|\alpha/\beta|$ using a different technique [8]; their result (9.80 ± 0.12) agrees with ours and with that of ref. [3].

References

- [1] M.A. Bouchiat and C. Bouchiat, *J. Physique* 35 (1974) 899; 36 (1975) 493.
- [2] M.A. Bouchiat and L. Pottier, *J. Physique* 36 (1975) L-189.
- [3] J. Hoffnagle, L.Ph. Roesch, V.L. Telegdi, A. Weis and A. Zehnder, *Phys. Lett.* 85A (1981) 143.
- [4] M.A. Bouchiat, J. Guéna, L. Hunter and L. Pottier, *Phys. Lett.* 117B (1982) 358.
- [5] M.A. Bouchiat, L. Pottier and G. Tréneç, *Revue Phys. Appl.* 15 (1980) 785.
- [6] M.A. Bouchiat, J. Guéna and L. Pottier, *Optics Comm.* 37 (1981) 265.
- [7] J. Hoffnagle, V.L. Telegdi and A. Weis, *Phys. Lett.* 86A (1981) 457.
- [8] S.L. Gilbert, R.N. Watts and C.E. Wieman, *Phys. Rev. A*, to be published.
- [9] M.A. Bouchiat and L. Pottier, *Optics Comm.* 37 (1981) 229.

VI

STARK INTERFERENCE EFFECTS IN A WEAK MAGNETIC FIELD
ON THE 6S-7S FORBIDDEN TRANSITION OF CESIUM

M.A. BOUCHIAT, J. GUÉNA, L. HUNTER † and L. POTTIER

Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'E.N.S. ‡, 75231 Paris Cedex 05, France

Received 21 March 1983

Hyperfine mixing in a weak magnetic field gives rise to new interference terms between the Stark-induced amplitudes of the 6S-7S forbidden transition of cesium. Compared with typical allowed transitions, effects of unusual size (circular dichroism of ~10% in a 10 G field) and/or symmetry (3% upper state spin polarization induced by linearly polarized light in a direction normal to both the beam and the magnetic field) are observed. The circular dichroism yields a new method to determine the scalar to vector polarizability ratio; our result ($\alpha/\beta = -10.0 \pm 0.15$) agrees with those of other techniques. The analysis of systematic effects in our recent measurement of parity violation required an understanding of these hyperfine mixing effects. One of them will be utilized to calibrate a new version of the parity experiment.

1. Introduction

The Stark-induced 6S \rightarrow 7S transition of cesium is currently of particular interest of its role in the study of parity violation in atoms [1], a test of unified electroweak theories [2,3]. A great deal of experimental work has recently been devoted to the atomic physics of this transition [4-8]. In the present paper, we consider interference effects which arise when a magnetic field is applied in addition to the Stark field. The hyperfine mixing induced by the Zeeman hamiltonian modifies both the population and spin polarization of the excited state.

In zero magnetic field, angular momentum conservation requires that $\Delta F = \pm 1$ transitions are induced only by the *vector* part of the Stark-induced electric dipole, proportional to the vector polarizability β (for exact definitions, see below). In a nonzero field hyperfine mixing allows the scalar part, proportional to the scalar polarizability α , to contribute too. Since $\alpha/\beta \sim 10$, this results in effects of unusual size (roughly $(\alpha/\beta) (\mu_B H/hfs) \sim 10^{-2}$ for $H = 1$ G). The most peculiar effect is a spin polarization perpendicular to the magnetic field and to the linearly polarized incident

beam of the form

$$P \propto \alpha\beta(E \cdot \epsilon)(E \times \epsilon) \times H,$$

where E is the Stark field and ϵ is the incident polarization vector. This polarization originates in an interference between the scalar and vector parts of the Stark induced amplitude. On a $\Delta F = 1$ transition, in view of its size (3% for $H \sim 10$ G), this polarization provides a convenient calibration of the spin polarization measurements in the new parity violation experiment planned on this line.

2. Stark interference effects in a magnetic field: hypotheses; relevant quantities; predictions

The following treatment applies to the *resonant* excitation of *one* hyperfine component $F \rightarrow F'$ of the $6S_{1/2} \rightarrow 7S_{1/2}$ transition induced in a d.c. electric field E perpendicular to the exciting laser beam, and perturbed by a magnetic field H or arbitrary direction (fig. 1a). ($F = I + \eta/2$ is the total angular momentum; $I = 7/2$ is the nuclear spin; $\eta = \pm 1$ labels the hyperfine subspace; primed notations (F' , η') refer to the excited 7S state, unprimed ones (F , η) to the ground 6S state). As shown in part II of ref. [3], the Stark-induced transition can be computed from the effective electric dipole

† Present address: Physics Department, Amherst College, Amherst, Mass. 01002 (U.S.A.).

‡ Associé au C.N.R.S.

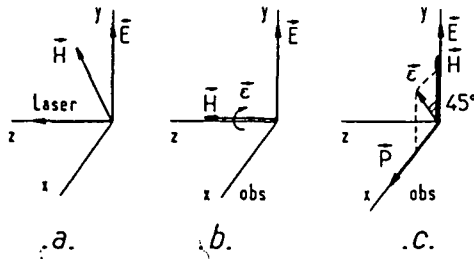


Fig. 1. Geometrical configurations: a) Basic configuration: E Stark field, H magnetic field of arbitrary direction. b) Configuration to observe a circular dichroism: H along the beam. c) Configuration to create a spin polarization P associated with $\text{Re}(\epsilon_x^* \epsilon_y)$: H normal to the beam.

$$D = -\alpha E - i\beta \sigma \times E, \quad (1)$$

where σ is the Pauli operator of the electronic spin ($S = 1/2$). The spin-dependent term (second term) originates in spin-orbit coupling. The real coefficients α and β represent the scalar and vector polarizabilities respectively. Their ratio is measured [5] to be $\alpha/\beta = -9.9 \pm 0.1$ in agreement with refs. [7,8].

We restrict the present discussion to the new $\alpha\beta$ interferences (involving both the scalar and vector Stark amplitudes) induced by the magnetic field. The other types of interferences ($\alpha\alpha$ and $\beta\beta$) will be discussed in a future paper. In the experimental configuration chosen (Stark field *normal* to the beam), $\alpha\beta$ interference terms can be distinguished from other terms through their specific dependence on the incident polarization ϵ . This dependence results from the symmetry of the scalar $\alpha E \cdot \epsilon$ and vector $i\beta(E \times \epsilon) \sigma$ operators both involved in an $\alpha\beta$ interference.

Another feature of the $\alpha\beta$ effects is their simple dependence on the exciting frequency. The magnetic field acts in two ways: it modifies the eigenstates and the eigenenergies. In a first-order treatment, these two effects simply add and can be treated separately. Moreover, the contribution of *eigenenergy* perturbation vanishes when the laser frequency is tuned to the *center* of the considered hyperfine line. (This is because the $m_F \rightarrow m'_F$ and $-m_F \rightarrow -m'_F$ transitions, undergoing symmetrical Zeeman shifts, are then weighted equally since the Doppler line profile is symmetrical. With linearly polarized light, the $+m_F \leftrightarrow -m_F$ symmetry then forbids the creation of circular dichroism or spin polarization). However, even a small detuning

is sufficient for the $\beta\beta$ interference terms of the eigenenergy perturbation to become important. In contrast, for $\alpha\beta$ interference terms, the energy-perturbed contributions remain either zero or negligible for realistic detuning values (see below).

In view of the above argument, the magnetic hamiltonian is treated to first order and only the perturbation of the *eigenstates* is retained. The field ($H \lesssim 10$ G) is sufficiently weak for the Zeeman splitting

$$\omega_0/2\pi(I + \frac{1}{2}) = \mu_B H/h(I + \frac{1}{2}) = 0.375 \text{ MHz/G} \quad (2)$$

to remain small compared to the hyperfine splitting (hfs) of the ground and excited states [8].

$$\omega/2\pi = 9193 \text{ MHz} \quad \text{and} \quad \omega'/2\pi = 2184 \text{ MHz} \quad (3)$$

and to the Doppler width (~ 750 MHz), but yet comparable to the natural linewidth (~ 3 MHz). Using a previously developed formalism [9], we compute the population $\text{tr} \rho$ and the spin polarization $\text{tr} \rho \sigma$ created in the excited state, ρ being the 7S density operator obtained with zero-field energies. It can be shown that the *stationary* polarization can then be deduced by Hanle effect in the field H . We obtain

$$\text{tr} \rho = (\text{tr} \rho)_0 + a_{FF'} \alpha \beta E^2 (2 \text{Im} \epsilon_x^* \epsilon_y) (\hat{H} \cdot \hat{z}), \quad (4)$$

$$\text{tr} \rho \sigma = (\text{tr} \rho \sigma)_0 + b_{FF'} \alpha \beta E^2 (2 \text{Re} \epsilon_x^* \epsilon_y) (\hat{H} \times \hat{z}). \quad (5)$$

In these expressions, $(\text{tr} \rho)_0$ and $(\text{tr} \rho \sigma)_0$ are the unperturbed terms, i.e. the values in zero magnetic field; the other terms involve coefficients $a_{FF'}$ and $b_{FF'}$ proportional to the magnetic field H (explicit expressions will be given below). ϵ is the complex polarization vector of the exciting laser beam. The z -axis (fig. 1a) is along the laser beam, the y -axis along the electric field; $\hat{H} = H/H$ and \hat{z} are unit vectors.

The first-order term in eq. (4) represents a dependence of the upper state population ($\text{tr} \rho$) on the circular polarization ($2 \text{Im} \epsilon_x^* \epsilon_y$) of the beam, i.e. a *circular dichroism*, induced by the component of the magnetic field along the beam. This term is discussed in sect. 4. The first-order term in eq. (5) represents the new contribution to the spin polarization. It is proportional to the linearly polarized intensity measured at $+45^\circ$ and -45° to the Stark field ($2 \text{Re} \epsilon_x^* \epsilon_y$). The discussion of the resulting stationary polarization is presented in a simple particular configuration (sect. 5).

In the limit where the magnetic dipole amplitude is negligible ($M_1 \ll \alpha E, \beta E$), the complete expressions

for the quantities in eqs. (4) and (5) are

$$(\text{tr } \rho)_0 = (2F' + 1)[\alpha^2 E^2 |\epsilon_y^2| + \frac{1}{3}(1 + 2g_{F'})\beta^2 E^2 |\epsilon_x^2|],$$

$$\text{if } F' = F, \quad (6a)$$

$$= (2F' + 1)\frac{2}{3}(1 - g_{F'})\beta^2 E^2 |\epsilon_x^*|,$$

$$\text{if } F' = F \pm 1, \quad (6b)$$

$$(\text{tr } \rho \sigma)_0 = (2F' + 1)\frac{1}{3}(1 + 2g_{F'})(-\alpha\beta E^2)(2 \text{Im } \epsilon_x^* \epsilon_y) \hat{z},$$

$$\text{if } F' = F, \quad (7a)$$

$$= 0, \quad \text{if } F' = F \pm 1, \quad (7b)$$

$$a_{FF'} = -(2F' + 1)\frac{2}{3}(1 - g_{F'})\omega_0(\eta/\omega + \eta'/\omega'), \quad (8)$$

$$b_{FF'} = (2F' + 1)\frac{1}{3}(1 - g_{F'})$$

$$\times (1 + 2g_{F'})\eta\omega_0(1/\omega' - 1/\omega), \quad (9)$$

where

$$g_{F'} = \eta'/(2I + 1). \quad (10)$$

As expected, the coefficients $a_{FF'}$ and $b_{FF'}$ vanish for $I = 0$ (then $g_{F'} = +1$ and F' takes the single value $+1/2$).

3. Experimental method

A scheme of the apparatus is given in fig. 2. We detect the intensity and circular polarization ratio of the $7S_{1/2}-6P_{1/2}$ fluorescence light ($\lambda = 1.36 \mu\text{m}$) emitted in the x -direction. The unpolarized intensity is proportional to the upper state population while the circular polarization ratio is proportional to the x -component of the *stationary* polarization. By use of a special polarization modulator [10], we label the three Stokes parameters of the laser polarization with specific modulations: the circular polarization ($2 \text{Im } \epsilon_x^* \epsilon_y$) is modulated at a frequency different from that of the linear polarization ($|\epsilon_x^2| - |\epsilon_y^2|$ and $2 \text{Re } \epsilon_x^* \epsilon_y$); the latter two quantities are modulated at the same frequency, but with orthogonal phases. Lock-in detection of suitable frequency and phase selects the terms of eqs. (4) or (5) that contain the

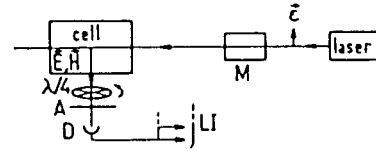


Fig. 2. Experimental set-up: M: polarization modulator; $\lambda/4$: rotating quarter wave plate; A: polaroid analyzer; D: detector; LI: lock-in amplifiers.

desired Stokes parameter. (In this respect $|\epsilon_x^2|$ and $|\epsilon_y^2|$ must be written as

$$|\epsilon_x^2| = \frac{1}{2}(|\epsilon_x^2| + |\epsilon_y^2|) + \frac{1}{2}(|\epsilon_x^2| - |\epsilon_y^2|), \quad (11a)$$

$$|\epsilon_y^2| = \frac{1}{2}(|\epsilon_x^2| + |\epsilon_y^2|) - \frac{1}{2}(|\epsilon_x^2| - |\epsilon_y^2|), \quad (11b)$$

where the beam intensity $|\epsilon_x^2| + |\epsilon_y^2|$ is unmodulated.)

In practice, the polarization analyzer on the fluorescence beam consists of a rotating quarterwave plate followed by a fixed Polaroid sheet; this introduces an additional modulation frequency of the circularly polarized fluorescence, associated with $\text{tr } \rho \sigma \cdot \hat{x}$. Therefore, the different terms of eq. (5) are actually extracted by lock-in detection at the sum and difference of this frequency and the frequency of the corresponding Stokes parameter of the laser beam. Further selection is achieved by retaining only signals that reverse with the magnetic field direction. A complete description of the apparatus is given in ref. [1].

The polarization measurements (sect. 5) are affected by polarization losses (in atomic collisions or in the optics). The depolarization factor is eliminated by reference to a known polarization standard. The chosen standard is the large polarization created in the $4 \rightarrow 4$ transition along the laser beam in zero magnetic field. It is proportional to the circular Stokes parameter ($2 \text{Im } \epsilon_x^* \epsilon_y$) and has a magnitude (eqs. (6a) and (7a))

$$P^{(2)} = -\frac{2}{3}(1 + 2g_{F'})\frac{\beta}{\alpha}\left(1 + \frac{1 + 2g_{F'}}{3}\frac{\beta^2}{\alpha^2}\right)^{-1}, \quad (12)$$

i.e. 8.4% in absence of depolarization and for $\alpha/\beta \cong 9.9$. A Hanle field applied along y permits detection of this polarization in the x -direction [4].

4. Circular dichroism arising from a weak magnetic field along the beam

The circular dichroism, embodied in the last term of eq. (4), involves an interference between the scalar part $-\alpha E$ and the vector part $-i\beta \sigma \times E$ of the Stark-induced dipole. Only the eigenstates perturbation contributes, the eigenenergy perturbation does not. In this case of $\Delta F = \pm 1$ transitions, the matrix elements of the scalar operator $\alpha \hat{E} \cdot \sigma$ vanish identically. In the case of $\Delta F = 0$ transitions, since only diagonal elements of ρ are involved and $\alpha E \cdot \sigma$ is a scalar operator, only $\Delta m_F = 0$ transitions are relevant; but since the g_F factors are identical in the lower and upper states, the magnetic field has no effect on the transition frequency and the energy perturbation is irrelevant.

In the four hyperfine transitions, this $\alpha\beta$ interference has roughly the same size. In contrast, the unpolarized intensity in zero field (eqs. (6)) used as the normalization, essentially involves an α^2 term for $\Delta F = 0$ transitions and a 100 times smaller β^2 term for $\Delta F = \pm 1$ transitions. Therefore the circular dichroism (CD), of order $(\beta/\alpha) \omega_0/hfs \sim 10^{-4}$ (for $H = 1$ G) on the $\Delta F = 0$ transitions, reaches $(\alpha/\beta) \omega_0/hfs \sim 10^{-2}$ on the $\Delta F = \pm 1$ transitions: a measurement of this CD yields the ratio α/β in both magnitude and sign. Previous measurements [5,7,8] of this ratio based on the comparison of the intensities of the $\Delta F = 0$ and $\Delta F = \pm 1$ transitions, were sensitive only to α^2/β^2 ; the sign had to be obtained from separate experiments [4,6].

Experimentally, the CD signal is obtained by lock-in detection at the frequency specific to $2 \text{Im} \epsilon_x^* \epsilon_y$ in the fluorescence intensity, and is odd under reversal of H (directed along the laser beam \hat{z} ; see fig. 1b). The normalization is obtained (in zero magnetic field) by lock-in detection at the frequency specific to $|\epsilon_x^2| - |\epsilon_y^2|$. Using eqs. (4), (6), (8), (11), the measured quantity is

$$\text{CD} = -\frac{4}{3} \eta (1 - g_{F'}) \frac{\beta}{\alpha} \frac{\mu_B H}{\hbar} \left(\frac{1}{\omega'} + \frac{1}{\omega} \right) \times \left(1 - \frac{1 + 2g_{F'} \beta^2}{3 \alpha^2} \right)^{-1}, \quad \text{if } \Delta F = 0$$

$$\text{CD} = 2\eta \frac{\alpha}{\beta} \frac{\mu_B H}{\hbar} \left(\frac{1}{\omega'} - \frac{1}{\omega} \right), \quad \text{if } \Delta F = \pm 1. \quad (13)$$

To test the theory, we have checked the linear depen-

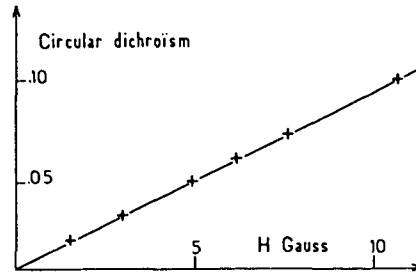


Fig. 3. Linear dependence of the circular dichroism on the magnetic field H applied along the exciting beam; experimental results for the $F = 3 \rightarrow F' = 4$ transition.

dence on H (on the $3 \rightarrow 4$ transition, from 0 to 10 G); the results are plotted in fig. 3. Then we have compared the CD values measured on the four hyperfine transitions (in a field of 10 G) with the theoretical predictions of eq. (13) (computed from the value α/β previously obtained by other methods). The results are listed in table 1. The ratio of the CD for the two $\Delta F = 0$ transitions and that for the two $\Delta F = \pm 1$ are both independent of α/β . The agreement concerning this ratio (last two rows of table 1) provides another test of the theory.

Finally, we have made an accurate measurement of α/β from the CD. We have measured the dichroism signal itself on the two $\Delta F = \pm 1$ lines, where the signal/noise ratio is better. (While the photon flux associated with this signal is roughly the same on the four hyperfine lines, the total photon flux is about 100 times larger on the $\Delta F = 0$ lines creating more noise). On the other hand, the two normalizations were measured in zero field on the $\Delta F = 0$ line adjoining the considered $\Delta F = \pm 1$ line. (On the $\Delta F = \pm 1$ line, the normalization is affected by the wing of the 100 times larger $\Delta F = 0$ line). In addition, we periodically insert a quarterwave plate in the laser beam to interchange the specific modulations which label the circular polarization (involved in the dichroism) and the linear polarization (involved in the normalization). In this way, the calibrations of the two channels are eliminated. Redundancy results from the actual labeling of the linear polarization by two modulation frequencies [10] either of which can be detected. The uncertainty in the field calibration is at most 1%. We thus obtain

Table 1

Expected and observed values of the circular dichroism (eq. (13)) on the four hyperfine transitions in a magnetic field of 10 G. The expected CD values are computed for $\alpha/\beta = -9.9 \pm 0.1$; the ratios in the two last rows do not depend on α/β .

	expected	observed
4 → 4	$(-0.94 \pm 0.01) \times 10^{-3}$	$(-0.95 \pm 0.05) \times 10^{-3}$
3 → 3	$(1.20 \pm 0.01) \times 10^{-3}$	$(1.21 \pm 0.05) \times 10^{-3}$
3 → 4	$(-0.97 \pm 0.01) \times 10^{-1}$	$(-0.96 \pm 0.03) \times 10^{-1}$
4 → 3	$(0.97 \pm 0.01) \times 10^{-1}$	$(0.96 \pm 0.03) \times 10^{-1}$
4 → 4/3 → 3	-1.28	-1.27 ± 0.05
3 → 4/4 → 3	1.00	1.00 ± 0.01

$\alpha/\beta = -9.97 \pm 0.15$ from the 3 → 4, 3 → 3 doublet,

= -10.04 ± 0.16 from the 4 → 3, 4 → 4 doublet,

where the uncertainties are mainly systematic. Since these two results agree, we combine them to obtain

$$\alpha/\beta = -10.0 \pm 0.15, \quad (14)$$

in good agreement (in size and sign) with earlier measurements using other techniques [4–8].

5. Hyperfine mixing induced polarization normal to both the beam and the magnetic field

The spin polarization associated with the last term of eq. (5) is, up to the normalization factor $(\text{tr } \rho)_0$

$$b_{FF'}(\alpha\beta E^2)(2 \text{Re } \epsilon_x^* \epsilon_y) \hat{H} \times \hat{z}. \quad (15)$$

It is proportional to the linear polarization of the exciting beam measured at $\pm 45^\circ$ to the electric field ($2 \text{Re } \epsilon_x^* \epsilon_y$) and proportional to the magnetic field component orthogonal to the beam (through $\hat{H} \times \hat{z}$). The effect predicted here corresponds to the perturbation of the eigenstates. Again on $\Delta F = \pm 1$ transitions, the perturbation of the eigenenergies only cannot contribute to an $\alpha\beta$ interference since $\alpha E \cdot \epsilon$ is a scalar operator. On $\Delta F = 0$ transitions, the energy perturbation adds a small contribution: the corresponding effect, which vanishes at the center of the line, is calculated to be $\leq 4 \times 10^{-3}$ of that given by [15] for a detuning of 1 MHz and can be omitted. In order to create the spin polarization along the detection direction \hat{x} (fig. 1c), the magnetic field is applied along \hat{y} (see [15]). Yet Hanle precession reduces its magnitude

by the factor $1/[1 + (H/\Delta H)^2]$ (ΔH is the Hanle width). In view of the factor H already embodied in $b_{FF'}$, we finally obtain a *dispersion-like* dependence on the magnetic field.

Experimentally, the quantity [15] is obtained by lock-in detection at the sum and difference of the two frequencies associated with $(2 \text{Re } \epsilon_x^* \epsilon_y)$ (in the *incident* light) and with the circular polarization analyzer (on the *fluorescence* beam) (see sect. 3). The signal is odd under H reversal. Normalization is obtained at the frequency specific to $|\epsilon_x|^2 - |\epsilon_y|^2$ in the fluorescence intensity. Recalling all coefficients we find, for the expression of the quantity thus obtained

$$S = \eta(1 + 2g_{F'}) \frac{\mu_B \Delta H}{\hbar} \left(\frac{1}{\omega'} - \frac{1}{\omega} \right) \frac{\alpha}{\beta} \frac{H/\Delta H}{1 + (H/\Delta H)^2} \quad (16)$$

for $F \rightarrow F' = F \pm 1$ transitions. (The $\Delta F = 0$ transitions are discussed at the end of this section.)

A plot of the observed dependence of S on H (fig. 4) shows the expected dispersion shape. This result can be compared with the dispersion curve obtained when our polarization standard $P^{(2)}$ (eq. (12)) undergoes Hanle rotation in the same magnetic field $H \parallel y$. The widths of both curves are found to agree ($\Delta H \sim 10.7$ G); they are well accounted for by the lifetime of the 7S state and a slight collisional broadening. Their heights are in good agreement (using the values $\alpha/\beta = -9.9 \pm 0.1$ and $\Delta H = 10.7 \pm 0.1$ G); they are listed in table 2.

So far the spin polarization has been studied on $\Delta F = \pm 1$ transitions, where the effect is large (polarization ratio of $\sim 3\%$ for $H = \Delta H$). We intend to use it as the polarization standard in a future parity experiment on a $\Delta F = \pm 1$ transition, in place of the polarization $P^{(2)}$ (eq. (12)) present only in $\Delta F = 0$ transitions.

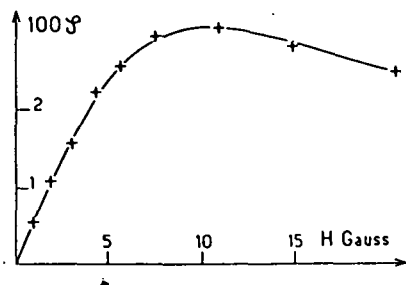


Fig. 4. Dependence of the electronic polarization signal on the magnetic field in the configuration of fig. 1c: experimental points for the $F = 3 \rightarrow F' = 4$ transition and least-square fit.

In the case of $\Delta F = 0$ transitions, the hyperfine-mixing (hfm) polarization associated with the quantity (15) becomes two orders of magnitude smaller, due to a factor $\alpha^2/\beta^2 \sim 10^2$ in the normalization. It is not directly measurable, because it is affected by a systematic effect originating in the large polarization $P^{(2)}$ (eq. (12)). Since $P^{(2)}$ and the hfm polarization both have the same dependence on the Stark field E , as well as on the magnetic field H in the considered configuration, they can be distinguished only by their different frequency labelings, corresponding in principle to $2 \operatorname{Im} \epsilon_x^* \epsilon_y$ and $2 \operatorname{Re} \epsilon_x^* \epsilon_y$, respectively. However, the birefringence of the entrance window † transfers a small fraction of the incident linear polarization labeling into the circular polarization. A signal proportional to $P^{(2)} \times$ birefringence is thus created, with the same labeling as the hfm polarization, resulting in a systematic effect. Historically things went the opposite direction: trying to control the birefringence (in our recent parity experiment [1]) using the $P^{(2)} \times$ birefringence signal, we discovered the hfm polarization as a systematic bias (equivalent to a birefringence of 4 mrad) and had to correct for it.

In the case of $\Delta F = \pm 1$ transitions, the birefringence can be unambiguously deduced from the large circular dichroism signal studied in sect. 4 (odd under reversal of $H \parallel z$). Since this signal is proportional to the circular

† In the arrangement actually used, the laser beam performs a multipass between two mirrors; these mirrors also contribute to the birefringence, as explained in ref. [11].

Table 2

The polarization ratio S (eq. (16)) of the fluorescence light in configuration 1c, divided by the polarization standard $P_4^{(2)}(4)$ (eq. (12)); the expected value assumes $\alpha/\beta = -9.9 \pm 0.1$ and $H = \Delta H \approx 10.7 \pm 0.1$ G.

	expected	observed
$3 \rightarrow 4$	-0.385 ± 0.01	-0.387 ± 0.004
$4 \rightarrow 3$	0.231 ± 0.007	0.235 ± 0.002

polarization $2 \operatorname{Im} \epsilon_x^* \epsilon_y$ experienced by the atoms, a birefringence results in a proportional contribution labeled like the linear polarization, and can therefore be extracted.

The two methods just described to measure the birefringence involve two fairly different physical quantities (spin polarization in a $\Delta F = 0$ transition; circular dichroism in a $\Delta F = \pm 1$ transition). The agreement of the two results in measuring birefringences of only a few milliradians is an indication that both the birefringence and hyperfine mixing effects are correctly understood. This lends confidence to the estimation of the associated systematic effects in our recent parity experiment.

References

- [1] M.A. Bouchiat, J. Guéna, L. Hunter and L. Pottier, Phys. Lett. 117B (1982) 358.
- [2] M.A. Bouchiat and C. Bouchiat, Phys. Lett. 48B (1974) 111.
- [3] M.A. Bouchiat and C. Bouchiat, J. Phys. 35 (1974) 899; 36 (1975) 493.
- [4] M.A. Bouchiat, J. Guéna and L. Pottier, Optics Comm. 37 (1981) 265.
- [5] J. Hoffnagle, L.Ph. Roesch, V.L. Telegdi, A. Weis and A. Zehnder, Phys. Lett. 85A (1981) 143.
- [6] J. Hoffnagle, V.L. Telegdi and A. Weis, Phys. Lett. 86A (1981) 457.
- [7] M.A. Bouchiat, J. Guéna, L. Hunter and L. Pottier, Optics Comm. 45 (1983) 35.
- [8] S.I. Gilbert, R.N. Watts and C.E. Wieman, Phys. Rev. A27 (1983) 581.
- [9] M. Poirier, Thèse de 3ème Cycle (Paris Univ., 1979), unpublished; M.A. Bouchiat and M. Poirier, J. Physique 43 (1982) 729.
- [10] M.A. Bouchiat and L. Pottier, Opt. Comm. 37 (1981) 229.
- [11] M.A. Bouchiat and L. Pottier, Appl. Phys. B29 (1982) 43.

Classification
 Physics Abstracts
 32.60 — 32.80 — 35.10d — 35.10f.

VII

Measurement of the M_1 amplitude and hyperfine mixing between the $6S_{1/2}$ - $7S_{1/2}$ caesium states

M. A. Bouchiat, J. Guéna and L. Pottier

Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'E.N.S. (*),
 24, rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

(Reçu le 13 octobre 1983, accepté le 28 novembre 1983)

Résumé. — Nous avons mesuré le rapport de l'amplitude M_1 à la polarisabilité vectorielle β de la transition $6S_{1/2}$ - $7S_{1/2}$ du Cs, par une méthode utilisant des effets d'interférence induits par effet Stark, exempte de difficultés liées à un fond continu. L'amplitude observée varie d'une composante hyperfine à l'autre selon $M_1 + (F' - F) M_1^{hf}$ avec

$$M_1 = - (4,13 \pm 0,18) \times 10^{-5} | \mu_B | / c$$

et

$$M_1^{hf} = - (0,763 \pm 0,066) \times 10^{-5} | \mu_B | / c.$$

M_1^{hf} résulte d'un mélange entre $6S_{1/2}$ et $7S_{1/2}$ induit par l'interaction hyperfine H^{hf} et fournit une valeur de $\langle 7S_{1/2} | H^{hf} | 6S_{1/2} \rangle$ en accord avec une prédiction théorique où intervient le produit des écarts hyperfins de 6S et 7S. La signification théorique de ce résultat est discutée.

Abstract. — We have measured the ratio M_1/β of the M_1 amplitude to the vector polarizability β of the $6S_{1/2}$ - $7S_{1/2}$ transition in Cs, by a method using Stark-induced interference effects, free from background difficulties. The amplitude varies from one hyperfine component to the other, according to $M_1 + (F' - F) M_1^{hf}$ with

$$M_1 = - (4.13 \pm 0.18) \times 10^{-5} | \mu_B | / c$$

and

$$M_1^{hf} = - (0.763 \pm 0.066) \times 10^{-5} | \mu_B | / c.$$

M_1^{hf} results from a mixing between $6S_{1/2}$ and $7S_{1/2}$ induced by the hyperfine interaction H^{hf} and yields a value of $\langle 7S_{1/2} | H^{hf} | 6S_{1/2} \rangle$ which agrees with a theoretical prediction involving the product of the 6S and 7S hfs splittings. The theoretical significance of this result is discussed.

The highly forbidden $6S_{1/2}$ - $7S_{1/2}$ transition of caesium has been under active study since it was recognized to be a good place to search for parity violation in atoms [1]. Here we report the measurement of its magnetic dipole amplitude, which turns out to be different for different hfs components, in quantitative agreement with the theoretical prediction [2]. The primary interest of this result is that it yields the off-diagonal matrix element of the hyperfine interaction

(*) Associé au C.N.R.S.

between two different $nS_{1/2}$ states. Comparison of this quantity with the accurately known hyperfine structures of the two S states tests the importance of many-body effects between electrons in the hyperfine interaction.

Hyperfine mixing between states of different principal quantum number has often been discussed for two-electron atoms and is under active study in Rydberg states of alkaline-earth elements [3]. On the contrary, concerning one-electron atomic states, we do not know any other manifestation than the present one (and the very similar case associated with the M_1 amplitude of the $6P_{1/2}-7P_{1/2}$ transition of thallium [4]).

Between two $S_{1/2}$ states, the only multipole moment permitted by symmetry is the magnetic dipole M_1 . But since different S states are orthogonal, the M_1 amplitude vanishes in first approximation. Yet, weak relativistic effects such as the combined effect of core excitation and spin-orbit coupling lead to a non-zero magnetic dipole amplitude M_1 equal to a fraction of $10^{-4} |\mu_B|/c$ [2, 5]. Furthermore, the hyperfine interaction mixes S states of different principal quantum number and gives rise to a second magnetic dipole amplitude $M_1^{hf}(F' - F)$, proportional to the difference $F' - F$ of the hyperfine quantum numbers of the two sublevels involved in the transition [2]. The two contributions can be distinguished by measuring the total magnetic dipole amplitude :

$$M'_1 = M_1 + M_1^{hf}(F' - F) \quad (1)$$

in the various hfs components ($6S_{1/2}, F - 7S_{1/2}, F'$) of the line. M_1^{hf} offers the particular interest of being accurately predicted as long as many-body effects between electrons are neglected. Comparison between theory and experiment thus constitutes a test of this approximation, as will be pointed out in the conclusion of this paper.

The first observed manifestation of M_1 was an interference effect which takes place in the excitation process between M_1 and the E_1 amplitude induced by a Stark field, giving rise to an electronic polarization in the 7S state. Measuring this polarization, we obtained in 1976 the first determination of M_1 , in magnitude and sign [6]. Later on, another group measured the intensities of the hfs components with and without a Stark field. Beside a confirmation of the order of magnitude of M_1 , they obtained the first experimental determination of M_1^{hf} [7]. Surprisingly, it turned out to disagree with the theoretical prediction, supposed to be reliable. This was one reason to have a fresh look at this problem. Another reason was the availability of our apparatus, successfully used to measure a (parity violating) dipole amplitude 10^4 times smaller than M_1 [8]. Still one more reason was the existence of reliable theoretical [9] and semi-empirical [10] values recently obtained by various groups for the scalar polarizability α of the 6S-7S transition as well as accurate measurements [11] of the ratio α/β . The vector polarizability β is necessary to extract M_1 and M_1^{hf} from the directly measured quantities M_1/β and M_1^{hf}/M_1 .

The 6S-7S transition amplitude can be computed from the effective dipole operator [2]

$$\mathbf{d} = M'_1 \boldsymbol{\sigma} \times \hat{\mathbf{k}} - \alpha \mathbf{E} - i\beta \boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{E} \quad (2)$$

where $\boldsymbol{\sigma}$ is the Pauli operator of the electronic spin and $\hat{\mathbf{k}}$ the propagation direction of the laser beam. The second and third terms are the scalar and vector components of the electric dipole induced by the Stark field \mathbf{E} . The experiment basically consists in measuring an electronic polarization $\mathbf{P}^{(1)}$ arising in the 7S state from interference between the first and the second or third terms of (2) when one hfs component of the transition is excited with a laser beam polarized linearly along \mathbf{E} ($\alpha E \cdot M'_1$ interference) or $\perp \mathbf{E}$ ($\beta E \cdot M'_1$ interference). This polarization $\mathbf{P}^{(1)}$, directed along $\hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{E}$, is odd under reversal of either $\hat{\mathbf{k}}$ or \mathbf{E} . The configuration is shown in figure 1a. The magnitude of $\mathbf{P}^{(1)}$, in the different hfs components is given in table I. To eliminate possible depolarizations $^{(1)}$ (from collisions or in the optics), we calibrate with a large electronic

⁽¹⁾ The polarization loss amounts typically to 10 to 15 %, as deduced from the calibration procedure presented here.

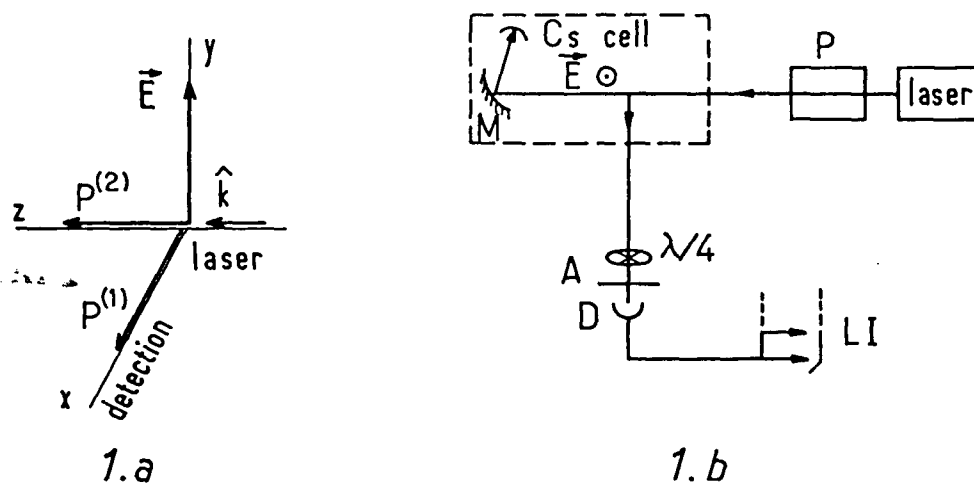


Fig. 1. — a) Experimental configuration. E : Stark field; \hat{k} : laser direction; $P^{(1)}$ and $P^{(2)}$: components of the $7S_{1/2}$ state electronic polarization. b) Set-up. P : polarization modulator; M : tilted mirror; $\lambda/4$: rotating quarter-wave plate; A : polaroid analyser; D : detector; LI : lock-in amplifiers.

Table I. — Electronic polarization $P^{(1)}$ created by $\alpha E \cdot M_1'$ or $\beta E \cdot M_1'$ interference in the excited state of the $(6S, F \rightarrow 7S, F')$ hfs component. ϵ is the incident plane polarization.

	4 → 4	3 → 3	3 → 4	4 → 3
ϵ	$\parallel E$	$\parallel E$	$\perp E$	$\perp E$
$P^{(1)}$	$\frac{5}{6} \frac{M_1}{\alpha E}$	$\frac{1}{2} \frac{M_1}{\alpha E}$	$\frac{5}{4} \frac{M_1 + M_1^{hf}}{\beta E}$	$\frac{3}{4} \frac{M_1 - M_1^{hf}}{\beta E}$

polarization $P^{(2)}$ available in $\Delta F = 0$ hfs components. This polarization is induced along the beam by interference between the second and third terms of (2) ($\alpha E \cdot \beta E$ interference) when the beam polarization is made circular. When a dc magnetic field is temporarily applied along y (Fig. 1a), $P^{(2)}$ acquires by Hanle effect a non-zero component along x . This component is detected with the same optics and detector as $P^{(1)}$. It is even under reversal of E . In the $\Delta F = 0$ case, we obtain $P^{(1)}/P^{(2)}$ after completion of successive measurements of $P^{(1)}$ in zero magnetic field and $P^{(2)}$ in the Hanle field. In a known Stark field E , this ratio yields M_1'/β , i.e. M_1/β according to (1). On the other hand, the ratio of the polarizations $P^{(1)}$ measured in the 3 → 4 and 4 → 3 components directly yields M_1^{hf}/M_1 . A great advantage of the Stark interference method is to detect without any background from Cs-Cs collisions or Cs₂ dimers. The reason is that $P^{(1)}$ is created along $\hat{k} \times E$, which averages to zero when the Stark field E is replaced by a collisional or intramolecular field of random direction. This argument does not apply to $P^{(2)}$, created in a direction independent of E (the direction of the beam), so that a background can exist for $P^{(2)}$. Yet from auxiliary measurements it turns out to be negligible ($\ll 10^{-3}$) in our experimental conditions.

The set-up is schemed in figure 1b. The x component of the $7S$ state polarization is detected through the circular polarization ratio of the $7S_{1/2}-6P_{1/2}$ fluorescence light in the x direction. A polarization modulator labels the circular and linear components of the laser beam polarization with characteristic frequencies and phases [12], thus enabling further distinction between $P^{(2)}$ and $P^{(1)}$ by lock-in detection. The possible calibration difference between the two electronic channels of detection is eliminated in either of two ways :

i) Half of the time, a $\lambda/4$ plate is inserted after the polarization modulator, with its axes along the bissectrices of xy . This interchanges the specific modulations of $P^{(1)}$ (linear polarization along xy) and $P^{(2)}$ (circular polarization). Each channel thus detects $P^{(1)}$ and $P^{(2)}$ in turn. Measurements of the ratio $P^{(1)}/P^{(2)}$ with and without the plate are then combined.

ii) The $\lambda/4$ plate is permanently inserted, with its axes along xy . This leaves the modulation of $P^{(1)}$ unchanged, but brings that of $P^{(2)}$ to the same frequency, in phase quadrature with the former. $P^{(1)}$ and $P^{(2)}$ are then detected in one and the same two-phase lock-in amplifier.

The polarization $P^{(1)}$ is odd under laser beam reversal. It is therefore important to avoid spurious reflection of the beam back to the observation region. This is achieved by reflecting the beam from a tilted mirror onto a stop inside the Cs cell. For better discrimination of $P^{(1)}$, the Stark field is (randomly) reversed and only odd signal is retained. The details of the apparatus are the same as in reference [8], except the tilted mirror ensuring *single pass* of the beam.

Systematic uncertainty in the measurement of M_1/β mainly originates in electronics calibration ($\sim 0.6\%$ from lock-in sensitivity change between $P^{(1)}$ and $P^{(2)}$) and in uncertainty in the value of the electric field ($\sim 0.8\%$ due to the finite size and imperfect parallelism of the capacitor plates, and to wall effects). Other possible imperfections (in the polarization modulator, $\lambda/4$ plate retardation and orientation, E reversal, fluorescence polarization analyser, drifts) were found to have smaller effects. In the M_1^{hf}/M_1 value, extracted from measurements of $P^{(1)}$ in the $4 \rightarrow 3$ and $3 \rightarrow 4$ hfs components, a correction of 2.8% was included to account for a small contribution of the wing of the strong adjoining $\Delta F = 0$ component. The uncertainty concerning this correction is the main systematic uncertainty.

Results. — We first checked (1) by comparing $P^{(1)}$ on the various hfs components : i) the ratio $P^{(1)}(3 \rightarrow 3)/P^{(1)}(4 \rightarrow 4)$ agrees with the expected $3/5$ value (cf. table I) at the percent level; ii) the ratios $M_1^{hf}(3 \rightarrow 4)/M_1(4 \rightarrow 3)$ and $M_1^{hf}(3 \rightarrow 4)/M_1(4 \rightarrow 4)$ give two independent determinations of M_1^{hf}/M_1 which agree within statistical accuracy ($\sim 8\%$). The expected $1/E$ dependence of the ratio $P^{(1)}/P^{(2)}$ was then checked in the $4 \rightarrow 4$ component between 300 and 1 000 V/cm (Fig. 2). From measurements using the $\lambda/4$ plate in either of the two ways described above, we respectively find :

$$M_1/\beta = -29.40 \pm 0.04 \text{ V/cm} \quad \text{and} \quad -29.41 \pm 0.05 \text{ V/cm}$$

(where the quoted uncertainty is only statistical). The agreement between these results is an indication that instrumental calibration is eliminated correctly. When combined, they give :

$$M_1/\beta = -29.40 \pm 0.03 \text{ (stat.)} \pm 0.44 \text{ (sys.) V/cm.} \quad (3)$$

As a cross-check, measurements performed in a different cell (with more rigorous capacitor plate parallelism) and using a more accurate lock-in amplifier, yield :

$$M_1/\beta = -29.71 \pm 0.17 \text{ (stat.)} \pm 0.30 \text{ (sys.) V/cm.} \quad (4)$$

Combining values (3) and (4), we finally obtain :

$$M_1/\beta = -29.55 \pm 0.45 \text{ V/cm.} \quad (5)$$

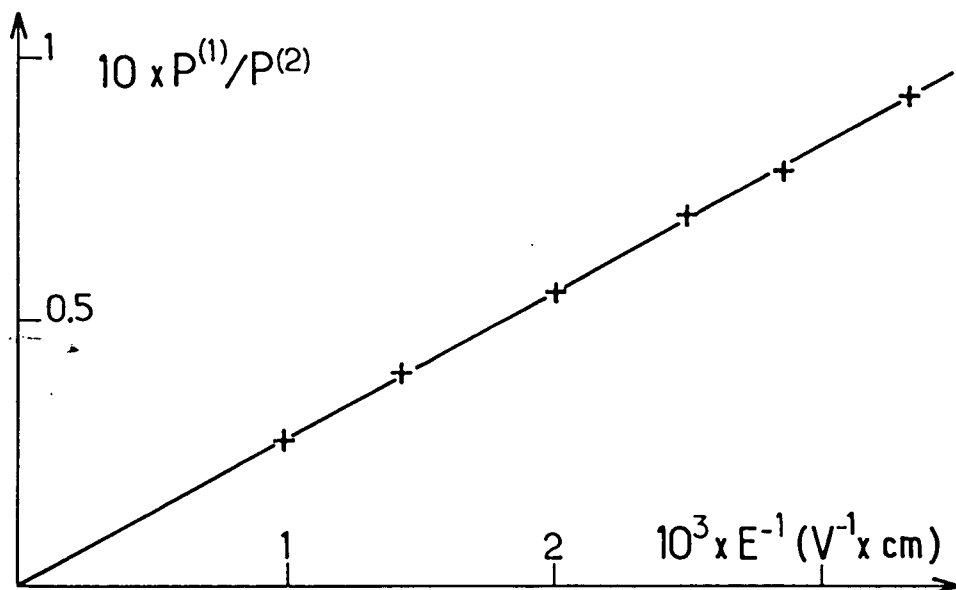


Fig. 2. — Ratio $P^{(1)}/P^{(2)}$ versus inverse of electric field ; rms statistical uncertainty on each point is 1 %.

The value of M_1^{hf}/M_1 was extracted from 15 independent measurements of the ratio $M_1'(3 \rightarrow 4)/M_1'(4 \rightarrow 3)$. Each time M_1' was separately measured in both hfs transitions, sometimes in one order, sometimes in the reversed order, to eliminate possible drifts of the Cs vapour pressure. The final value is :

$$M_1^{\text{hf}}/M_1 = 0.185 \pm 0.008 \text{ (mainly stat.)} . \quad (6)$$

The positive sign means that the modulus of the M_1' amplitude is larger for the 6S, $F=3 \rightarrow 7S$, $F=4$ component than for the 6S, $F=4 \rightarrow 7S$, $F=3$ component. Combining (5) and (6), we obtain :

$$M_1^{\text{hf}}/\beta = -5.47 \pm 0.31 \text{ V/cm} \quad (7)$$

as indicated earlier in reference [13].

To extract from (5) and (7) absolute values of M_1 and M_1^{hf} a value of β is needed. From the existing semi-empirical values [10] of α combined with the measured value [11] (-9.9 ± 0.1) of α/β , we adopt $\beta = (26.3 \pm 0.8) a_0^3$ as a reasonable average which agrees within a few percent with the theoretical value [9]. This leads to :

$$M_1 = -(4.13 \pm 0.18) \times 10^{-5} |\mu_B/c| , \quad (8a)$$

$$M_1^{\text{hf}} = -(0.763 \pm 0.066) \times 10^{-5} |\mu_B/c| . \quad (8b)$$

where we have added linearly the uncertainty in β to the experimental uncertainties involved in (5) and (7).

Discussion. — Seven years ago, we obtained the first experimental determination of M_1 [6], using the same basic method but fairly primitive apparatus and different techniques : instead of the present clean polarization modulation, we then used static polarizations and a modulated E field. In this old experiment, we overlooked the effect of the light reflected back by the exit

window which leads to a reduction of the $\alpha E. M_1$ interference signal and an increase of the $\alpha E. \beta E$ one, each of about $(10 \pm 3)\%$. Applying the appropriate correction to our old result, $M_1/\beta = -23.2 \pm 1.3$, we obtain $M_1/\beta = -27.8 \pm 2.7$. So the discrepancy with respect to our more accurate new result -29.55 ± 0.45 practically vanishes. At that time also, use of somewhat inaccurate values of α and α/β to extract M_1 happened to compensate the imperfect M_1/β nearly exactly. This explains why our new result for M_1 nearly coincides with our previous result. This M_1 value (Eq. (8a)) is to be compared to the theoretical approximate prediction [5] : $M_1 = -6.3 \times 10^{-5} |\mu_B/c|$.

Concerning now M_1^{hf}/M_1 , our result (Eq. (6)) is in conflict with the value measured by Hoffnagle *et al.* [7] who quote the results of three independent determinations : 0.36(5), 0.29(3) and 0.36(12). All of them involve the detection of an M_1^2 term in the fluorescence intensity in the presence of a non-negligible background. As discussed below, it turns out that our result leads to a value of M_1^{hf} in agreement with the theoretically predicted value while the above ones lead to serious discrepancy.

The matrix element of the magnetic dipole μ between the $|nS_{1/2} F\rangle$ and $|n' S_{1/2} F'\rangle$ states perturbed to first order by the hyperfine interaction [2] can be written :

$$\langle n' F' m' | \mu | n F m \rangle = \frac{-|\mu_B|}{E_{n'} - E_n} [\langle n' F' | H^{\text{hf}} | n F' \rangle - \langle n' F | H^{\text{hf}} | n F \rangle] \langle F' m' | \sigma | F m \rangle. \quad (9)$$

If the matrix elements $H_{n'FnF}^{\text{hf}}$ are calculated within the two following approximations : i) single-particle description of the $nS_{1/2}$ states; ii) non-relativistic approximation for the one-particle wave function, then we obtain the simple result :

$$H_{n'FnF}^{\text{hf}} = A(F) R_n(0) R_n(0),$$

valid whether $n' = n$ or $n' \neq n$. $R_n(0)$ represents the radial $nS_{1/2}$ wave function at the origin and $A(F) = (4/3) \mu_0 \mu_B g_N \mu_N \langle F | S.I | F \rangle$ does not depend on the principal quantum number. It is then clear that the off-diagonal element obeys the simple factorization relation :

$$|H_{n'FnF}^{\text{hf}}|^2 = H_{n'Fn'F}^{\text{hf}} \cdot H_{nFnF}^{\text{hf}} \quad (10)$$

which combined with (9) and the definition of M_1^{hf} leads to the prediction :

$$M_1^{\text{hf}} = -|\mu_B/c| \frac{[\Delta W_{6S}^{\text{hf}} \Delta W_{7S}^{\text{hf}}]^{1/2}}{E_{7S} - E_{6S}} = -0.806 \times 10^{-5} |\mu_B/c| \quad (11)$$

involving only the hf splittings of the $7S_{1/2}$ and $6S_{1/2}$ states [14] and their energy difference.

If, now, Dirac wave functions are used, the factorization does not hold exactly. However, it is possible to show, by integration by parts of the integral involving the radial Dirac wave functions, that the matrix elements of H^{hf} in the case of heavy elements receives its dominant contribution from values of the radial coordinate $r \lesssim a_0/Z$ [15]. In this region where the potential energy is for valence states much larger than the binding energies, the radial wave functions of the $nS_{1/2}$ states are found to coincide almost exactly, up to a normalization factor. It follows that the factorization relation (10) still holds in the single-particle model with relativistic wave functions (2).

(2) In reference [15] the hfs splittings of the $nS_{1/2}$ states for $6 \leq n \leq 10$ are calculated in the single-particle approximation with relativistic effects and reproduce the experimental results within a few per cent.

The many-body effects associated with the magnetic polarization of the core induce an effective *non-local* hyperfine interaction which involves exchange integrals between the $nS_{1/2}$ valence wave functions and the core wave functions. In the core region, the valence S wave functions are no longer proportional to one another. The factorization relation (10) is likely to be broken. For this reason, any deviation from the value of M_1^{hf} predicted by (11) would be a sign of presence of many-body effects. A serious discrepancy would cast some doubt on the validity for atomic caesium of the single-particle approximation for evaluating effects associated with short-range electron-nucleus interactions, like for instance the parity violating interaction. From the agreement at the level of 10 % between the experimental and predicted values of M_1^{hf} (Eqs. (8b) and (11)), we conclude that many-body effects which violate the factorization relation do not exceed 10 %.

Note added in proof. — After the manuscript was submitted we were informed by C. E. Wieman of an independent measurement by S. L. Gilbert, R. N. Watts and C. E. Wieman. Their result, $M_1 = -(4.21 \pm 0.08) \times 10^{-5} \mu_B/c$ and $M_1^{\text{hf}} = (0.759 \pm 0.055) \times 10^{-5} \mu_B/c$, agrees with ours. The opposite sign for M_1^{hf} comes from a different definition.

References

- [1] BOUCHIAT, M. A. and BOUCHIAT, C., *Phys. Lett.* **48B** (1974) 111.
- [2] BOUCHIAT, M. A. and BOUCHIAT, C., *J. Physique* **35** (1974) 899 ; **36** (1975) 493.
- [3] BEIGANG, R., MAKAT, W., TIMMERMANN, A. and WEST, P. J., *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 771 and references given in this paper.
- [4] NEUFFER, D. V. and COMINS, E. D., *Phys. Rev. A* **16** (1977) 844.
- [5] FLAMBAUM, V. V., KHRIPLOVICH, I. B. and SUSHKOV, O. P., *Phys. Lett.* **67A** (1978) 177.
- [6] BOUCHIAT, M. A. and POTTIER, L., *J. Physique Lett.* **37** (1976) L-79.
- [7] HOFFNAGLE, J., ROESCH, L. Ph., TELEGDI, V. L., WEIS, A. and ZEHNDER, A., *Phys. Lett.* **85A** (1981) 143.
- [8] BOUCHIAT, M. A., GUÉNA, J., HUNTER, L. and POTTIER, L., *Phys. Lett.* **117B** (1982) 358.
- [9] BOUCHIAT, C., PIKETTY, C. A. and PIGNON, D., *Nucl. Phys. B* **221** (1983) 68.
- [10] HOFFNAGLE, J., TELEGDI, V. L. and WEIS, A., *Phys. Lett.* **86A** (1981) 457 ;
WATTS, R. N., GILBERT, S. L., WIEMAN, C. E., *Phys. Rev. A* **27** (1983) 2769. See also the discussion presented by BOUCHIAT, C. and PIKETTY, C. A., *Phys. Lett.* **128B** (1983) 73.
- [11] HOFFNAGLE, J. *et al.*, reference [7] ;
GILBERT, S. L., WATTS, R. N. and WIEMAN, C. E., *Phys. Rev. A* **27** (1983) 581, and
BOUCHIAT, M. A., GUÉNA, J., HUNTER, L. and POTTIER, L., *Optics Commun.* **45** (1983) 35.
- [12] BOUCHIAT, M. A. and POTTIER, L., *Optics Commun.* **37** (1981) 229.
- [13] BOUCHIAT, M. A., GUÉNA, J., HUNTER, L. and POTTIER, L., in *Laser Spectroscopy VI*, H. P. Weber and W. Lüthy (eds), *Springer Ser. Opt. Sci.*, Vol. **40** (Springer) 1983.
- [14] WATTS, R. N. *et al.*, quoted in reference [10].
- [15] See reference [9], Appendix C.

VIII

NEW OBSERVATION OF A PARITY VIOLATION IN CESIUM

M.A. BOUCHIAT, J. GUENA, L. POTTIER

Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'E.N.S.¹, Paris, France

and

L. HUNTER

Physics Department, Amherst College, Amherst, MA 01002, USA

Received 24 October 1983

The parity violation induced by weak neutral currents is measured in a $\Delta F = 1$ hyperfine component of the 6S–7S transition of the Cs atom. The measured value ($\text{Im } E_1^{\text{PV}}/\beta$) = -1.78 ± 0.26 (statistical rms deviation) ± 0.12 (systematic uncertainty) mV/cm, agrees with our previous measurement in a $\Delta F = 0$ component, and constitutes an important cross-check. Our result excludes a parity violation induced by a purely axial hadronic neutral current.

Parity violation (PV) in atoms is predicted in many unified gauge theories where there is interference between the weak (neutral current) and electromagnetic amplitudes, in particular in the Weinberg–Salam model [1]. Despite the already abundant experimental support for this model in high-energy physics, quantitative confirmation from atomic physics experiments remains a decisive test. Atomic parity violation experiments [2–8] are in principle sensitive to combinations of coupling constants not yet determined at high energies and extend the explored range of momentum transfer to the MeV region [9]. Owing to the relatively simple atomic structure of cesium, our previous 6σ result [8] has led to a quantitative test of the standard model [9]. However, in spite of the considerable attention paid to possible systematic effects, for such a difficult experiment, cross-checks by independent measurements are of obvious interest. Although the atomic transition and the apparatus remain essentially the same as in our earlier measurement, the result reported here constitutes such a cross-check. The principal reason for this is the choice of a $\Delta F = 1$ hyperfine component instead of the $\Delta F = 0$ compo-

nent previously employed. *Most physical quantities involved in the PV measurement as well as in the monitoring of systematic effects differ* on the two hyperfine components. In particular, the expected parity violating polarization is double the size and of opposite sign to that observed in the 4–4 component. In addition, several experimental parameters and pieces of the apparatus have undergone significant modifications.

The principle of the experiment consists in performing a *space reflection* on the handed experimental configuration, and in looking for a component of *vector* (as opposed to axial) behavior in the electronic *spin*. This is a manifestation of parity violation. A resonant, circularly polarized laser beam propagating along z (fig. 1) excites the 6S, $F = 3$ –7S, $F = 4$ transition of Cs atoms in a dc electric field E directed along y . A space reflection is performed by reversing either the sign $\xi = \pm 1$ of the circular polarization of the laser beam (reflection in the yz plane), or its propagation direction (reflection in the xy plane), or ξ and the field E simultaneously (reflection in the xz plane). The electronic spin polarization of the 7S state is the sum of three contributions:

- (i) The parity violating contribution P^{PV} , of *vector*

¹ Associé au CNRS.

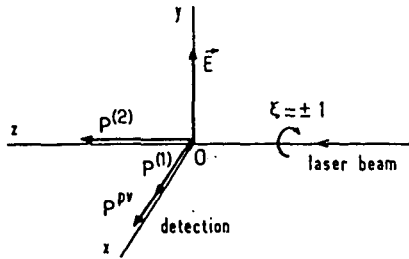


Fig. 1. Experimental configuration. E : dc electric field; $\xi = \pm 1$: sign of the circular polarization of the laser beam; $P^{(1)}$, $P^{(2)}$ parity conserving and P^{PV} parity violating components of the 7S state polarization.

type, is directed along x . Therefore it is odd under the first reflection, even under the second and third ones.

(ii) The parity conserving contribution $P^{(1)}$, also directed along x , is of *axial* type. Consequently it has the opposite behavior and can thus be distinguished.

(iii) The parity conserving (axial) component $P^{(2)}$, directed along z , was a possible candidate for systematic effects in the $\Delta F = 0$ transition [8]. In the $\Delta F = 1$ transition, this polarization is smaller ($\approx 1\%$ instead of 8%) and much less sensitive to fluctuations in the ambient magnetic field, (because it originates in contributions of comparable sizes but opposite g -factors). Consequently, $P^{(2)}$ is far less important as a source of systematics in a $\Delta F = 1$ transition.

The properties of the 6S–7S transition can be computed from the effective dipole operator

$$d = -\alpha E - i\beta \sigma \times E + M_1 \sigma \times \hat{k} - i(\text{Im } E_1^{PV}) \sigma, \quad (1)$$

where σ is the Pauli operator for the electronic spin, and \hat{k} a unit vector along the propagation direction of the incident beam. The terms $-\alpha E$ and $-i\beta \sigma \times E$ (α, β real) respectively describe the scalar and vector parts of the Stark-induced electric dipole (actually the matrix elements of the scalar term $-\alpha E$ vanish for $\Delta F = 1$ transitions). β originates in spin–orbit coupling, and is equal to about $\alpha/10$. $M_1 \sigma$ is the magnetic dipole. $-i(\text{Im } E_1^{PV}) \sigma$ is the PV electric dipole induced by weak neutral currents. The contributions $P^{(1)}$ and P^{PV} arise respectively from interferences of the M_1 and $\text{Im } E_1^{PV}$ terms with the β term (instead of the α term in the $\Delta F = 0$ case). The contribution $P^{(2)}$ has a triple origin: it arises partly (i) from the M_1^2 square term; (ii) from the $\alpha E \cdot \beta E$ interference in the wing of the neighbouring 3–3 transition; and (iii) from collisional

background. Because of this complicated origin, it cannot constitute a reliable polarization standard, in contrast with the $\Delta F = 0$ case. Therefore, we calibrate our polarization measurements first by reference to an “intermediary” standard. This is the polarization induced by hyperfine mixing when the 3–4 transition is excited in a 10 G magnetic field temporarily applied along y [10]. From time to time, the laser is tuned to the 4–4 transition and the stability of this intermediary standard is checked by comparison with a “primary” standard. This is the polarization $P^{(2)}$ obtained in the 4–4 transition, originating in an $\alpha E \cdot \beta E$ interference. (The three processes responsible for $P^{(2)}$ in $\Delta F = 1$ transitions contribute only a correction of $1.7 \pm 0.3\%$ in $\Delta F = 0$ transitions, in the conditions of our measurement.)

The apparatus remains essentially the same as in our previous measurement [8], except for a few modifications. The size of the detector ^{†1} (and accordingly of the observation region) was increased from 9 mm \times 5 mm to 25 mm \times 6 mm. The return mirror of the laser beam multipass (which performs the laser beam reversal) was mounted on a Ferrofluidic rotary feed-through enabling rotation of the mirror in its plane so as to interchange the axes of the mirror’s stray birefringence. The reduction of the polarization component $P^{(1)}$ by the multipass reaches a factor 2000 instead of 180 in our previous measurement, accordingly decreasing the associated systematic effects. The compensation of the ambient magnetic field component H_y is adjusted once for all instead of being servo-controlled, since H_y fluctuations are less harmful (see above). In addition, two instrumentation chains (PAR model HR8 lock-in amplifiers + analog ratiometers; EG&G model 5206 lock-in amplifiers + digital ratios performed in the computer) were used in parallel; they gave identical results.

Because the Stark-induced 3–4 transition is two orders of magnitude smaller than the 4–4 transition, we had to increase the electric field to maintain tolerable statistics. However, in order to avoid electric discharges the field rarely exceeded 700 V/cm (typical value 650 V/cm instead of 120 V/cm in the previous $\Delta F = 0$ measurement), the buffer helium pressure was reduced to 0.15 Torr (instead of 0.35 Torr) and the Cs vapor pressure to 0.04 Torr (instead of 0.08 Torr).

^{†1} Applied Detector Corp., Fresno, CA, USA.

The resulting faster diffusion of the Cs vapor to the cell extremities and to the mirrors was overcome by insertion of one more pair of diaphragms and use of refrigerated cooling water (12°C instead of 20°C). Finally a signal/noise ratio of 1 is obtained after a typical integration time of 5 h (i.e. a real operation time of 8 h), nearly the same as in our previous measurement.

Considerable attention was once again paid to possible systematic effects. Although the philosophy underlying our controls remained the same, noticeable differences exist between the $\Delta F = 0$ and $\Delta F = 1$ cases. The experimental imperfections and the associated systematic effects were maintained at a lower level in the second experiment. For several systematics the control method was different. The reduction of $P^{(1)}$ by the multipass was an order of magnitude better; this counterbalanced the increased importance of stray magnetic fields in the beam direction for $\Delta F = 1$ transitions [11]. The electric field reversals were cleaner, so no compensation was needed along x and z . The control of the orthogonality of the electric field to the laser beam, for which the laser must be tuned to a $\Delta F = 1$ transition, was this time much more frequent (and therefore more accurate) since no laser frequency change was needed. On the other hand, since the adjoining 3–3 transition is about $\alpha^2/\beta^2 \approx 100$ times stronger than the 3–4 transition, the wing of the former perturbs the normalization of the parity measurement performed on the latter, and an experimentally determined correction ($9 \pm 2\%$) must be applied ⁺².

The control methods for the systematics associated with imperfect E reversal are essentially the same as in the $\Delta F = 0$ case. On the contrary, stray birefringences (which spoil the ξ reversal) are measured and compensated much more accurately, owing to the large circular dichroism induced in the $\Delta F = 1$ transitions by a temporary magnetic field along z [10]. The residual polarization $P^{(1)}$ (i.e. the polarization $P^{(1)}$ reduced by the laser beam multipass) is measured as in the $\Delta F = 0$ case; however, it now corresponds to a different physical quantity ($\beta E \cdot M_1$ instead of $\alpha E \cdot M_1$

interference). The stray birefringence of the return mirror (which combines with the *unreduced* value of $P^{(1)}$ to produce a systematic effect) was not quite as good as in the earlier measurement (10^{-5} rd instead of 3×10^{-6} rd). However, its axes were not only oriented in the least harmful direction, but also periodically interchanged (about once every 24 h) so as to reverse any corresponding systematic effect. At the statistical accuracy attained, no significant difference is observed between the PV asymmetries obtained in the two positions of the mirror ⁺³. This is compatible with the expected size of the systematic effect (<2% of the PV asymmetry).

A stray magnetic field component H_z produces two kinds of systematic effects. First, a hyperfine mixing induced $\alpha E \cdot M_1$ interference [11] simulates the PV signal. Second, a hyperfine mixing induced $\alpha E \cdot \beta E$ interference [10] generates a circular dichroism which is detected like a birefringence in our control method, so that an opposite birefringence is incorrectly applied. The latter then combines with the $\beta E \cdot M_1$ interference (i.e. the polarization $P^{(1)}$) to produce a systematic effect. In view of the very effective reduction of $P^{(1)}$ by the multipass, both effects remain under the percent level provided H_z is maintained below 200 mG, a largely fulfilled condition. The value of the ambient H_z is initially measured through the associated dichroism or apparent birefringence (distinguished from a genuine birefringence because its value is opposite in the 3–4 and 4–3 transitions). H_z is then compensated to within ≈ 30 mG with a constant current in a pair of coils. Subsequent fluctuations of H_z are monitored both with a fluxgate and through the repeatedly measured birefringence value.

Typical values of the experimental imperfections and systematic effects are collected in table 1.

All the above systematics were *expected*. Against *unexpected* systematics, consistency tests similar to those of ref. [8] were performed; the results are listed in table 2. There is no evidence for omitted systematic effects. The data processing method remains the same as in ref. [8], except that no correction at all is applied. So the only manipulation on the data is noise peak rejection. The processed data are plotted in fig. 2.

Result. But for numerical coefficients omitted

⁺² However, electroweak parity violating interference in the 3–3 line is only about $|\alpha/\beta| \approx 10$ times larger than in the 3–4 line, so that the corresponding wing effect is negligible.

⁺³ See first row of table 2.

Table 1
Experimental imperfections and systematic errors.

Nature of exp. imperfection	Size of exp. imperfection	Estimate of associated syst. err. in units of observed PV
residual fraction of $P^{(1)}$	$\approx 1/2000$	} 4×10^{-4}
global residual birefringence:		
axis $\parallel E$	$\leq 10^{-3}$ rad	
axis 45° to E	$\leq 2 \times 10^{-3}$ rad	2×10^{-3}
biref. of the rotated return mirror	$\sim 10^{-5}$ rad	10^{-3}
non reversed E_z	≤ 7 mV cm $^{-1}$	} 1.5×10^{-2}
non orthogonality of E with x	$\leq 3 \times 10^{-3}$ rad	
non reversed E_x	≈ 40 mV cm $^{-1}$	} 5×10^{-3}
non orthogonality of E with z	$\leq 10^{-3}$ rad	
non reversed E_y	≈ 15 mV cm $^{-1}$	} 2.5×10^{-2}
non reversed $\delta E_y/dz$	≤ 95 mV cm $^{-2}$	
$P^{(2)}$ component along x	-2×10^{-5}	
stray H_z	≤ 30 mG	10^{-3}
statistical uncertainty in calibration	-	2×10^{-2}
scale uncertainty	-	2.5×10^{-2}
typical overall systematic uncertainty ^{a)}		$\approx 7 \times 10^{-2}$

a) The common scale uncertainty has been added linearly to the quadratic sum of all other systematic uncertainties.

here for simplicity, the measured PV polarization P^{PV} is given by $\text{Im } E_1^{PV}/\beta E$ and the polarization $P^{(2)}$ ($F=4-F=4$) used to calibrate the measurements by β/α : thus the quantity actually measured in our experiment (in a known field E) is $(\alpha/\beta) \times (\text{Im } E_1^{PV}/\beta)$. The raw observed value is 17.25 ± 2.61 mV/cm. After noise peak rejection it becomes 17.67 ± 2.55 mV/cm. With the systematic uncertainty given in table 1 the final experimental value is

$$[(\alpha/\beta)(\text{Im } E_1^{PV}/\beta)]_{\text{exp}} = 17.7 \pm 2.6 \pm 1.1 \text{ mV/cm.} \quad (2)$$

(stat.) (syst.)

Table 2
Consistency checks^{a)}

1/2 difference between PV's measured at orientations 0° and 90° of the return mirror:	0.29 ± 0.26
at 2 different detection frequencies:	-0.16 ± 0.29
in the 2 opposite states of the Pockels cell:	-0.24 ± 0.27
signal measured in phase quadrature with respect to the expected PV:	0.56 ± 0.31
signal measured ignoring random order of reversals:	-0.15 ± 0.26

a) The expected value of the tabulated quantities is zero. In the same units the measured PV parameter $\text{Im } E_1^{PV}/\beta$ is -1.78 ± 0.26 mV/cm. Quoted uncertainties are 1 statistical rms deviation.

Accurate measurements of the ratio α/β recently performed by ourselves and other authors [12-14], yield the average value $\alpha/\beta = -9.9 \pm 0.1$. From this and eq. (2) we deduce:

$$\text{Im } E_1^{PV}/\beta = -1.78 \pm 0.26 \pm 0.12 \text{ mV/cm.} \quad (3)$$

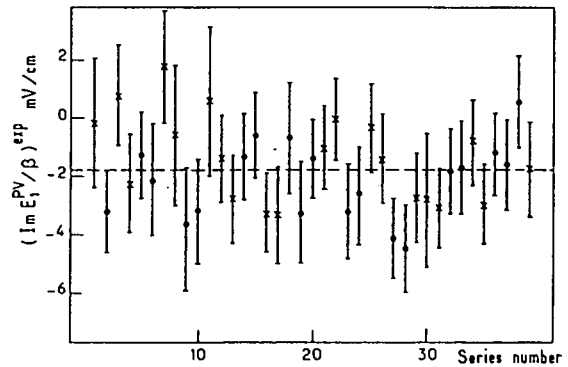


Fig. 2. Experimental points. Each point, with its error bar, corresponds to the average $m_k \pm 1$ statistical rms deviation σ_k after about 12 h of integration, during which all experimental conditions are kept as constant as possible. Dots and crosses correspond to the two positions of the return mirror. The noise value extracted from the dispersion of the m_k 's is consistent with that deduced from the σ_k 's. (We find $\chi^2 = 34$, with 40 degrees of freedom.)

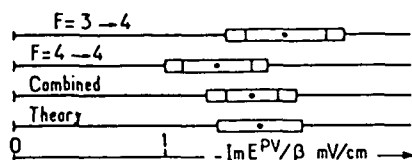


Fig. 3. Comparison of experiment and theory. Represented experimental uncertainties are ± 1 statistical rms deviation (inner error bar) ± 1 typical systematic uncertainty (outer error bar).

This can be compared with the result of our parity experiment on the 4–4 transition [8]:

$$\text{Im } E_1^{\text{PV}}/\beta = -1.34 \pm 0.22 \pm 0.11 \text{ mV/cm} . \quad (4)$$

Within the quoted uncertainties, the two results clearly agree, so the two measurements successfully cross-check one another. It is then fair to combine them, which yields

$$\text{Im } E_1^{\text{PV}}/\beta = -1.56 \pm 0.17 \pm 0.12 \text{ mV/cm} . \quad (5)$$

The results (3) and (4) can be compared with the theoretical value computed in the framework of the Weinberg–Salam model [9,15]:

$$(\text{Im } E_1^{\text{PV}}/\beta)_{\text{th}} = -1.61 \pm 0.07 \pm 0.20 \text{ mV/cm} . \quad (6)$$

This value agrees with the two results (3) and (4), and turns out to be very close to the average result (5) (fig. 3).

In the above discussion we have implicitly assumed that the theoretically expected value is the same for the two hyperfine transitions. This is actually the case if the nuclear-spin-dependent part of the weak interaction is negligible. If this is not assumed, the parity violating dipole takes on the form

$$d^{\text{PV}} = -i \text{Im } E_1^{\text{PV}} (\boldsymbol{\sigma} + \eta \boldsymbol{I}/I + i\eta' \boldsymbol{\sigma} \times \boldsymbol{I}/I) , \quad (7)$$

where \boldsymbol{I} is the nuclear spin. The real coefficients η and η' mainly originate in the vector–electronic, axial–hadronic (VEAH) current–current term of the weak interaction. In the approximation where other contributions to η and η' are ignored, the ratio η'/η is a purely atomic quantity, and does not depend on the coupling constants of the weak interaction. For the 6S–7S transition of Cs the computed value is close to 2 [16]. From eq. (7) the ratio of the PV amplitudes for the 4–4 and 3–4 components is computed to be $(1 + \eta)/(1 - \eta/7 + 8\eta'/7)$, i.e. $\approx (1 + \eta)/(1 + 15\eta/7)$.

Within the experimental accuracy, the agreement between (3) and (4) shows that the case $\eta, \eta' \gg 1$ is excluded, i.e. that the VEAH contribution to d^{PV} does certainly not dominate the axial–electronic, vector–hadronic (AEVH) interaction assumed so far. These considerations also show that our second parity measurement is not only a cross-check of the first one, but also brings additional information on the structure of the weak neutral current interaction.

In the framework of the WS model with radiative corrections [17], the value computed [16] for η using a single-particle shell model is -1.7×10^{-3} . The uncertainty ($\approx 50\%$) is estimated by comparing the shell model prediction for the nuclear magnetic moment of Cs with its experimental value ⁴. At first sight one would expect values of order $1/Z = 18 \times 10^{-3}$ ($Z = 55$ for cesium), since the AEVH contributions of the nucleons add coherently while the VEAH ones add like spins, loosing a factor Z . The further reduction originates in the accidental quasi-cancellation of the quantity $4 \sin^2 \theta - 1$ in the WS model.

One of us (LH) gratefully acknowledges financial support from the Collège de France, a Joliot-Curie fellowship and the Direction des Recherches et Etudes Techniques.

⁴ The shell model suggests that the axial matrix element is dominated by the unpaired proton. From the value $\eta = 0.41 \pm 0.82$ extracted from our measurements we deduce a very rough upper limit $|C_p^2| < 100$ for the axial coupling of the proton.

References

- [1] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264; A. Salam, in: Elementary particle theory: relativistic groups and analyticity, Nobel Symp. No. 8, ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968).
- [2] L.L. Lewis et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 795; P.E.G. Baird et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 798.
- [3] L.M. Barkov and M.S. Zolotarev, JETP Lett. 27 (1978) 357; Phys. Lett. 85B (1979) 308.
- [4] Yu.V. Bogdanov et al., JETP Lett. 31 (1980) 214 and 522.
- [5] P.E.G. Baird et al., in: Intern. Workshop on Neutral current interactions in atoms, ed. W.L. Williams (University of Michigan, Ann Arbor, 1980);

- results reproduced in: E.N. Fortson and L. Wilets, in: *Advances in atomic and molecular physics*, vol. 16, eds. D.R. Bates and B. Bederson (Academic Press, New York, 1980).
- [6] J.H. Hollister et al., *Phys. Rev. Lett.* 46 (1981) 643.
[7] P. Bucksbaum, E. Commins and L. Hunter, *Phys. Rev. Lett.* 46 (1981) 640.
[8] M.A. Bouchiat, J. Guéna, L. Hunter and L. Pottier, *Phys. Lett.* 117B (1982) 358.
[9] C. Bouchiat and C.A. Piketty, *Phys. Lett.* 128B (1983) 73.
[10] M.A. Bouchiat, J. Guéna, L. Hunter and L. Pottier, *Opt. Commun.* 46 (1983) 185.
[11] M.A. Bouchiat and M. Poirier, *J. Phys. (Paris)* 43 (1982) 729.
[12] J. Hoffnagle et al., *Phys. Lett.* 85A (1981) 143.
[13] S.L. Gilbert et al., *Phys. Rev. A* 27 (1983) 581.
[14] M.A. Bouchiat, J. Guéna, L. Hunter and L. Pottier, *Opt. Commun.* 45 (1983) 35.
[15] C. Bouchiat, C.A. Piketty and D. Pignon, *Nucl. Phys.* B221 (1983) 68.
[16] C. Bouchiat, private communication; V.N. Novikov et al., *J. Exp. Theor. Phys. (USSR)* 73 (1977) 802.
[17] W.J. Marciano and A. Sirlin, *Phys. Rev. D* 27 (1983) 552; B.W. Lynn, Trieste preprint IC/82/222, to be published in *New trends in atomic physics*, Proc. Les Houches Summer School (1981).

Classification
 Physics Abstracts
 32.00 — 32.60 — 34.00 — 35.10W — 35.10D

IX

Absolute polarization measurements and natural lifetime in the $7 S_{1/2}$ state of Cs

M. A. Bouchiat, J. Guena and L. Pottier

Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'E.N.S. (*),
 24, Rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

(Reçu le 9 mars 1984, accepté le 17 avril 1984)

Résumé. — Nous présentons des mesures par effet Hanle de la relaxation dans l'état $7 S_{1/2}$ du césium induite par collisions avec des atomes de césium ou des atomes de gaz tampon (hélium), en présence d'un champ électrique. Les résultats montrent que la relaxation de la polarisation électronique reste isotrope dans la configuration adoptée et justifient le procédé de calibration utilisé dans nos récentes mesures de violation de la parité sur la transition 6 S-7 S du césium. Nous obtenons aussi la durée de vie de l'état $7 S_{1/2}$: $\tau_{7S} = 48,5 \pm 0,5$ ns (et la section efficace de dépolarisation $\sigma_{\text{CsHe}} = (1,10 \pm 0,05) \times 10^{-15}$ cm²). Par suite la valeur semi-empirique de la polarisabilité scalaire de la transition 6 S-7 S devient $\alpha = -(265,1 \pm 2,5) a_0^3$.

Abstract. — We report Hanle effect measurements of the relaxation in the $7 S_{1/2}$ state of cesium by collisions with cesium or buffer gas (helium) atoms in an electric field. The results show the relaxation of the spin polarization to remain isotropic in the adopted configuration, and justify the calibration procedure used in our recent measurements of parity violation in the 6 S-7 S transition of cesium. We also obtain the lifetime of the $7 S_{1/2}$ state : $\tau_{7S} = 48.5 \pm 0.5$ ns (and the depolarization cross-section $\sigma_{\text{CsHe}} = (1.10 \pm 0.05) \times 10^{-15}$ cm²). Accordingly the semi-empirical value of the scalar polarizability of the 6 S-7 S transition becomes $\alpha = -(265.1 \pm 2.5) a_0^3$.

1. Introduction.

The primary motivation of the present work was to establish the *validity of the calibration procedure* used in our recent measurements of *parity violation* effects induced in cesium by weak neutral currents [1]. In this experiment, the signal of interest is a small electronic spin polarization P^{PV} . To eliminate the depolarization (typically ~ 10 -15 %) due to collisions as well as imperfections in the detection optics, a calibration is necessary. It is performed by measuring with the same optics a second electronic spin polarization $P^{(2)}$ whose value is accurately known from independent studies. However, $P^{(2)}$ happens to be created in a direction orthogonal to P^{PV} . Consequently, for the method to be valid *the relaxation by collisions has to be isotropic* in our experimental configuration.

(*) Associé au C.N.R.S.

The results presented here, obtained by Hanle effect measurements, demonstrate isotropic relaxation. Extrapolation to zero buffer gas and atomic vapour pressure yields a precise determination of the lifetime τ_{7S} of the 7 S state of cesium, as well as the Cs-He (and Cs-Cs) collision cross-section. The comparison of the measured lifetime with the theoretical prediction is a test of the atomic model of cesium employed to interpret our parity violation measurements [2]. Besides, τ_{7S} is one of the input parameters for a semi-empirical determination of the 6 S-7 S Stark-induced electric dipole transition probability, following a procedure first proposed by J. Hoffnagle *et al.* [3]. Since our experimental value of τ_{7S} differs from these authors' result, the corresponding value of the scalar polarizability α is slightly modified.

2. Principle of the method.

2.1 HANLE EFFECT. — In order to detect with the same optics, i.e. in the same direction, two electronic polarizations created in orthogonal directions, Hanle rotation in a dc magnetic field was chosen as a convenient tool.

The evolution of the spin polarization \mathfrak{F} of the 7 S_{1/2} state under simultaneous effect of relaxation. Larmor precession in a magnetic field \mathbf{H} and creation (by polarized optical excitation), can be described by the phenomenological equation :

$$\frac{d\mathfrak{F}}{dt} = -\frac{\mathfrak{F}}{T} + \gamma\mathfrak{F} \times \mathbf{H} + \frac{\mathbf{P}}{\tau}. \quad (1)$$

Here $\gamma = g_F \gamma_S$ (with $\gamma_S = -|e|/m$) depends on the hyperfine sublevel $F = I + \epsilon/2$ ($I = 7/2$; $\epsilon = \pm 1$) through $g_F = \epsilon/(2I + 1)$ ⁽¹⁾. In the source term \mathbf{P}/τ , τ is the decay time of the 7 S state population and \mathbf{P} is the stationary value that would be obtained in zero magnetic field in the absence of depolarizing collisions (the relaxation rate $1/T$ then reduces to the decay rate $1/\tau$). The term $-\mathfrak{F}/T$ describes the relaxation, *assumed to be isotropic*. The relaxation rate $1/T$ is assumed to be independent of the magnetic field.

From equation (1), the stationary value of the polarization \mathfrak{F} satisfies :

$$\mathfrak{F} + \mathfrak{F} \times (\mathbf{H}/\Delta H) = (T/\tau) \mathbf{P} \quad (2a)$$

where we have introduced the notation :

$$\Delta H = -1/\gamma T. \quad (2b)$$

Equations (2) show that the magnitude of \mathbf{H} acts only through its ratio to the characteristic field ΔH (usually called « Hanle width »), irrespective of the direction of \mathbf{H} . Equations (2) also show that the source polarization \mathbf{P} does not act directly, but is only affected by the factor (T/τ) . Since the total relaxation rate $1/T$ is the sum of the population decay rate τ^{-1} and of the collisional depolarization rate, the factor T/τ is always smaller than unity. This depolarization factor does not depend on the direction of \mathbf{P} .

This would not remain true, however, *if the collisional relaxation were anisotropic*. The quantity $1/T$ would become a matrix, and equations (2) would be replaced by :

$$\mathfrak{F} - \gamma \left[\frac{1}{T} \right]^{-1} (\mathfrak{F} \times \mathbf{H}) = \frac{1}{\tau} \cdot \left[\frac{1}{T} \right]^{-1} \cdot \mathbf{P}, \quad (3)$$

⁽¹⁾ The effect of the Cs nuclear spin can be described simply through this g -factor g_F . It can be shown that hyperfine mixing contributes only to corrections of second order in $\mu_B H/\hbar\omega_{hf}$, which remains $\lesssim 10^{-4}$ in the H range explored here.

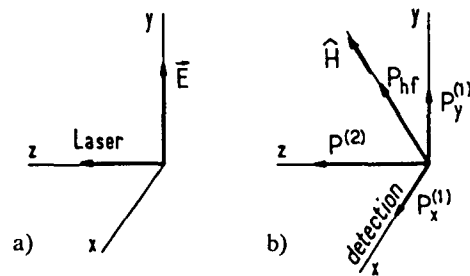


Fig. 1. — 1a) Experimental configuration. \vec{E} : dc electric field. 1b) Components of the electronic polarization \vec{P} (source term of Eq. (1)) created in the 7 S state.

which shows that both the Hanle width and the depolarization factor would become anisotropic quantities. Because of the isotropy of space, this possible anisotropy would have to originate in the particular (anisotropic) experimental configuration. Our configuration is represented in figure 1a. The 6 S-7 S transition is essentially Stark-induced by an electric field along y . It is excited by a single-mode laser beam propagating along z , which selects atoms of zero velocity component along z . Since the number of polarized Cs atoms in the 7 S state is negligibly small compared with the number of Cs atoms in the ground state or of He atoms, the relaxation by (polarized Cs)-(polarized Cs) collisions can be neglected. Consequently the *polarization* of the laser beam, which acts only as the source of the Cs polarization, plays no rôle in the relaxation process. We are led to study the relaxation of atoms with $v_z = 0$ in the electric field $\vec{E} \parallel y$. This configuration possesses two planes of symmetry, xy and yz . Therefore, in the anisotropic case the eigen-directions of the relaxation would be x , y and z , with respective relaxation rates T_x^{-1} , T_y^{-1} and T_z^{-1} .

In most measurements described below, the source polarization \vec{P} is along the laser direction z , and the detection direction is x . From equation (3) the relation between the source polarization P_z and the measured signal \mathcal{F}_x is then found to be :

$$\mathcal{F}_x = \frac{(H_y/\Delta H_y) + (H_x/\Delta H_x) \cdot (H_z/\Delta H_z)}{1 + (H_x/\Delta H_x)^2 + (H_y/\Delta H_y)^2 + (H_z/\Delta H_z)^2} \cdot \frac{(T_x T_z)^{1/2}}{\tau} \cdot P_z. \quad (4a)$$

It involves three different Hanle widths :

$$\Delta H_x = -1/\gamma T_y^{1/2} T_z^{1/2}, \quad (4b)$$

$$\Delta H_y = -1/\gamma T_z^{1/2} T_x^{1/2}, \quad (4c)$$

$$\Delta H_z = -1/\gamma T_x^{1/2} T_y^{1/2}. \quad (4d)$$

These can be measured separately by varying one field component H_k ($k = x, y$ or z) while keeping the two other components constant, and fitting the observed dependence of \mathcal{F}_x on H_k with equations (4). As we shall see below, they turn out to be experimentally equal (isotropic case). From their common value the spontaneous decay rate τ_{7S}^{-1} can be deduced after removal of the collisional processes (Sect. 3.3.2).

2.2 EXPERIMENTAL PROCEDURE. — The apparatus represented in figure 2, is essentially the same as in our previous parity experiments [1]. A laser beam (along z) excites in a cesium vapour one $\Delta F = 0$ hyperfine component of the $6 S_{1/2}$ - $7 S_{1/2}$ transition. This transition is essentially Stark-induced in a dc electric field \vec{E} (along y) orthogonal to the beam. A special polarization modulator modulates the polarization ϵ of the laser beam in such a way that the three polarized Stokes para-

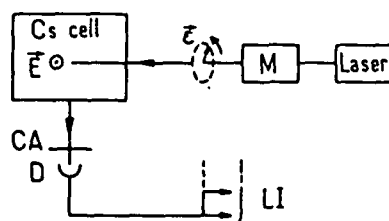


Fig. 2. — Apparatus. M : polarization modulator; ϵ : laser polarization; CA : circular analyser; D : detector; LI : lock-in amplifiers.

meters $2 \operatorname{Im} \epsilon_x^* \epsilon_y$ (circularly polarized intensity), $|\epsilon_x|^2 - |\epsilon_y|^2$ (intensity polarized linearly along x or y) and $2 \operatorname{Re} \epsilon_x^* \epsilon_y$ (intensity polarized linearly along one or the other bisectrix of x and y) are labelled with different frequencies or phases [4]. To enhance the signals, for most measurements the laser beam performs a multipass in the sample cell [5].

In the electronic polarization \mathbf{P} created in the $7S$ state three contributions are relevant ⁽²⁾ (Fig. 1b) :

i) Interference between the M_1 and Stark-induced E_1 transition amplitudes gives rise to a polarization $\mathbf{P}^{(1)}$ in the xy plane [6] (typical magnitude : $\sim 10^{-2}$ for a single pass of the laser beam ⁽³⁾). Its components $P_x^{(1)}$ and $P_y^{(1)}$ are respectively modulated like the components $|\epsilon_x|^2 - |\epsilon_y|^2$ and $2 \operatorname{Re} \epsilon_x^* \epsilon_y$ of the linear polarization of the exciting light. Since these two quantities are expected and observed to be modulated with equal amplitudes, so are also $P_x^{(1)}$ and $P_y^{(1)}$.

ii) Interference between the scalar and vector parts of the Stark-induced E_1 amplitude [7] gives rise to a polarization $\mathbf{P}^{(2)}$ along the laser beam (typical magnitude $\sim 8 \times 10^{-2}$). It is modulated like the circularly polarized intensity $2 \operatorname{Im} \epsilon_x^* \epsilon_y$.

iii) In presence of a magnetic field \mathbf{H} a hyperfine mixing induced polarization is created along \mathbf{H} by direct excitation *via* the E_1 amplitude. This polarization \mathbf{P}_{hf} is proportional to \mathbf{H} . (Typical values : $H \sim 10$ G, $P_{\text{hf}} \sim 10^{-2}$). It is modulated like $|\epsilon_x|^2 - |\epsilon_y|^2$ ⁽⁴⁾.

The expressions and magnitudes of the three polarizations $\mathbf{P}^{(1)}$, $\mathbf{P}^{(2)}$ and \mathbf{P}_{hf} are given in table I.

The x component \mathcal{P}_x of the stationary polarization in the $7S$ state is measured *via* the circular polarization ratio of the $7S_{1/2}$ - $6P_{1/2}$ fluorescence light emitted in the x direction. The respective contributions of $P_x^{(1)}$ (or \mathbf{P}_{hf}), $P_y^{(1)}$ and $\mathbf{P}^{(2)}$ are easily distinguished by lock-in detection at the corresponding frequencies and phases. The final distinction between $P_x^{(1)}$ and \mathbf{P}_{hf} (modulated with the same frequency and phase) is obtained by reversing the electric field \mathbf{E} ($P_x^{(1)}$ is odd while \mathbf{P}_{hf} is even) and the magnetic field ($P_x^{(1)}$ is even, \mathbf{P}_{hf} is odd).

Three pairs of coils supply the three components of the dc magnetic field. The measurements essentially consist in recording the dependence of the various polarizations on the coil currents that produce H_x , H_y and H_z .

⁽²⁾ Here we neglect the tiny parity-violating contribution \mathbf{P}^{pv} , measured in Ref. [1], irrelevant in the present work.

⁽³⁾ Since this polarization $\mathbf{P}^{(1)}$ is odd under reversal of the laser beam direction, the related measurements were performed with a *single-pass* configuration of the laser beam.

⁽⁴⁾ This polarization \mathbf{P}_{hf} will be studied in a forthcoming paper.

Table I. — 7 S state polarizations created in the excitation of the 6 S, $F \rightarrow 7$ S, F transition of cesium by Stark interference effects: $P^{(2)}$ and $P^{(1)}$ are created in absence of magnetic field, P_{hf} is induced by hf mixing in a field H . α and β are the scalar and vector polarizabilities; M_1 is the magnetic dipole amplitude; $g_F = \epsilon/(2I + 1)$ for the hf sublevel $F = I + \epsilon/2$ ($I = 7/2$; $\epsilon = \pm 1$); ω^{hf} (2 184 MHz) is the hfs of the 7 S state. Expected magnitudes of P_{hf} are computed for $H = 10$ gauss and of $P^{(1)}$ for $E = 500$ V/cm.

Theoretical expression (*)	Expected magnitudes		Incident light Pol. dependence	
	4 \rightarrow 4	3 \rightarrow 3		
$P_x^{(1)}$	$\frac{2}{3}(1 + 2g_F) \frac{M_1}{\alpha E} \left(1 - g_F \frac{\beta}{\alpha}\right)$	5.05×10^{-3}	3.02×10^{-3}	$ \epsilon_y ^2 - \epsilon_x ^2$
$P_y^{(1)}$	—	—	—	$\text{Re}(\epsilon_x^* \epsilon_y)$
$P^{(2)}$	$-\frac{2}{3}(1 + 2g_F) \frac{\beta}{\alpha}$	8.45×10^{-2}	5.06×10^{-2}	$\text{Im}(\epsilon_x^* \epsilon_y)$
P_{hf}	$\epsilon \frac{4}{3}(1 - g_F) \frac{\mu_B H}{\hbar \omega_{\text{hf}}}$	7.49×10^{-3}	-9.62×10^{-3}	$ \epsilon_y ^2 - \epsilon_x ^2$

(*) For the sake of simplicity, terms of the order of β^2/α^2 ($\ll 1$) are omitted here.

3. Measurements and results.

3.1 MAGNETIC FIELD CALIBRATION. — The field/current ratio of each pair of coils was computed from the geometry of the coil. It was then checked by direct field measurements using a gaussmeter initially calibrated in the homogeneous field of a small reference solenoid (accuracy $\sim 1\%$). We take into account a possible slight magnetic susceptibility of the stainless steel capacitor plates that produce the electric field. We measure this by introducing a gaussmeter probe between the plates after opening the cell and removing the cesium. In the cell used for the measurements reported below, at the level of 3×10^{-3} no effect was detected for either H_x or H_y or H_z ⁽⁵⁾.

In addition, the component H_z along the laser beam was independently calibrated, using the atomic vapour as a probe, *via* the circular dichroism caused by hyperfine mixing [8]. The two values of H_z thus obtained are consistent :

$$H_z (\text{atoms}) = [1.022 \pm 0.01 (\text{stat}) \pm 0.02 (\text{syst.})] \times H_z (\text{G-meter}).$$

3.2 ISOTROPY OF THE RELAXATION. — To check the isotropy of the relaxation three types of tests were performed.

a) The first method essentially consists in checking that *the Hanle width does not depend on the direction of the magnetic field*, as expected in the isotropic case (Eqs. (2), in contrast with Eqs. (4)). We have investigated three magnetic field configurations. In each case a component H_z

⁽⁵⁾ Usually the modification of the magnetic induction is typically $\sim 1\%$. In one sample cell it accidentally attained 20% in the direction normal to the plates: the resulting apparent anisotropy in the measured Hanle widths, which could have originated in anisotropic relaxation, was one of the motivations of the present work.

is applied and periodically reversed (actually in a random sequence). The H_y -odd fraction of the detected polarization \mathcal{F}_x is recorded in the three following cases :

i) $H_x = H_z = 0$, $|H_y|$ is varied; ii) $H_z = 0$, $|H_y| = \text{constant}$, H_x is varied; iii) $H_x = 0$, $|H_y| = \text{constant}$, H_z is varied. In each case, the observed variation is fitted with the H_y -odd part of equation (4a), i.e.

$$(\mathcal{F}_x)_{H_y\text{-odd}} = \frac{(H_y/\Delta H_y)}{1 + (H_x/\Delta H_x)^2 + (H_y/\Delta H_y)^2 + (H_z/\Delta H_z)^2} \cdot \frac{(T_x T_z)^{1/2}}{\tau} \cdot P_z.$$

In the covered range (0 to $\sim 3 \Delta H$), no systematic deviation appears between the experimental data and the fitted curves⁽⁶⁾. The width of the obtained dispersion curve (in case i) or absorption curve (in cases ii and iii) respectively yields ΔH_y , ΔH_x and ΔH_z , with a statistical uncertainty of about 0.3 %. Taking into account the field calibration uncertainties, the three Hanle widths are found to be equal :

$$\Delta H_x/\Delta H_y = 1.00 \pm 0.015; \quad \Delta H_z/\Delta H_y = 1.00 \pm 0.015.$$

This establishes the isotropy of the relaxation in our configuration.

b) The second test consists in *comparing the depolarization factors in two orthogonal directions*. The values of \mathcal{F}_x associated with the source polarizations $P_x^{(1)}$ and $P_y^{(1)}$ (§ 2.2) are recorded as a function of H_z (with $H_x = H_y = 0$). In the isotropic case (Eqs. (2)), the expected variations are represented respectively by an absorption curve and by a dispersion curve of *same width* ΔH and of *same height*, since the source polarizations are of equal size. The results, shown in table II, agree with these predictions (on the contrary, in the anisotropic model of equations (4) the Hanle widths would still be equal but the ratio of the heights would be $(T_x/T_y)^{1/2}$). As expected, this width ΔH is found to be equal to the width ΔH_z obtained in § a) using the source polarization $P^{(2)}$.

c) The third test is not only a test of isotropic relaxation : it *checks directly the calibration procedure of our parity experiment*, irrespective of any relaxation model. In this experiment, the polarization to be measured (i.e. the parity violating polarization P^{PV}) was created along the detection direction x . Its measurement was calibrated by reference to the observed signal \mathcal{F}_x associated in a Hanle field H_y with the source polarization $P^{(2)}$, whose value is accurately known from independent studies by several authors [9-11]. In the present test the polarization P^{PV} is replaced by the much larger polarization P_{nr} , created along x as well, in a field H_x of known

Table II. — *Results of Hanle effect measurements using $P^{(1)}$ as source polarization and a magnetic field H_z (Stark field $E = 500$ V/cm).*

Source Polarization	Curve shape	Fitted width (Gauss)	Fitted height
$P_x^{(1)}$	Lorentz absorption	11.16 ± 0.45	$(4.66 \pm 0.06) \times 10^{-3}$
$P_y^{(1)}$	Lorentz dispersion	10.33 ± 0.37	$(4.79 \pm 0.07) \times 10^{-3}$

⁽⁶⁾ This shows the effect of the nuclear spin to be negligible in the present problem, and justifies the simple description by Eq. (1). It also supports the assumption that the relaxation process is independent of the magnetic field.

magnitude. The experimental value of P_{hf}/H_x calibrated by the same method is then compared with the (accurate) theoretical prediction. Within the (mainly systematic) experimental uncertainty, the observed ratio $P_{\text{hf}}/H_x = (9.41 \pm 0.3) \times 10^{-4} \text{ G}^{-1}$ agrees with the theoretical prediction ($9.62 \times 10^{-4} \text{ G}^{-1}$, negligible uncertainty). This justifies the calibration procedure of the parity experiment. It also shows that the use of a judicious polarization standard can make *absolute* polarization measurements reliable, contrary to a sometimes encountered prejudice.

Although P_{hf} could have been chosen in place of $P^{(2)}$ to calibrate the parity experiment, $P^{(2)}$ appeared more judicious for several reasons : i) it is larger by one order of magnitude in a Hanle field ; ii) it is independent of the calibration of the field H ; iii) it has the same dependence upon the incident light polarization as P^{pv} .

Since the value of both $P^{(2)}(\parallel z)$ and $P_{\text{hf}}(\parallel x)$ are accurately known from independent studies, the present result also constitutes a third test of the isotropic relaxation model. Conversely, if isotropic relaxation is assumed, we can start from the theoretical value of P_{hf}/H_x and use the observed P_{hf} to calibrate the field H_x , with the atomic system as the probe. We obtain :

$$H_x(\text{atoms}) = (0.98 \pm 0.02(\text{ syst.})). H_x(\text{G-meter}).$$

An interesting feature is that the possible systematic errors in the atomic measurements of H_z and H_x , which have the same origin, are predicted to be just opposite in relative magnitude. Thus we expect this systematic error to disappear in the product $H_x H_z(\text{atoms})$. Indeed this product turns out to be consistent with the product $H_x H_z(\text{G-meter})$ when only the statistical uncertainty ($\sim 1\%$) is taken into account. This gives confidence in our direct (G-meter type) calibration at the level of 1%.

3.3 COLLISIONAL CROSS-SECTIONS AND 7S LIFETIME. — By measuring Hanle widths in as many different experimental conditions as we could, we have checked the absence of several possible extraneous causes of relaxation. We have found no effect at all of the electric field magnitude or of the laser intensity. The dependence of the Hanle widths on the Cs or He density does not depart from a linear one. The magnetic field dependences do not deviate from Lorentz curves. In conclusion, we have no indication of any relaxation mechanism other than binary Cs-He and Cs-Cs collisions. Consequently, the total relaxation rate T^{-1} can be written as :

$$T^{-1} = \tau_{7S}^{-1} + n_{\text{He}} \sigma_{\text{CsHe}} \bar{v}_{\text{CsHe}} + n_{\text{Cs}} \sigma_{\text{CsCs}} \bar{v}_{\text{CsCs}}. \quad (5)$$

Here τ_{7S} is the radiative lifetime of the 7S state : n_A ($A = \text{He or Cs}$) is the number of A atoms per unit volume : \bar{v}_{CsA} is the average relative velocity of a Cs atom and an A atom, equal to :

$$\bar{v}_{\text{CsA}} = 2 \left[\frac{2}{\pi} kT \left(\frac{1}{m_{\text{Cs}}} + \frac{1}{m_A} \right) \right]^{1/2}; \quad (6)$$

σ_{CsA} is then by definition the depolarization cross-section of the 7S state of cesium by collisions with A atoms. By varying the helium pressure, i.e. n_{He} , one obtains σ_{CsHe} ; by varying the temperature, i.e. $n_{\text{Cs}} \bar{v}_{\text{CsCs}}$, one obtains (in principle) σ_{CsCs} ; by extrapolating to zero He and Cs pressure one obtains τ_{7S}^{-1} . In all cases the total relaxation rate T^{-1} was deduced from Hanle width measurements (Eq. (2b)) corresponding to the source polarization $P^{(2)}$, which offers the best S/N ratio.

3.3.1 Cs-He and Cs-Cs cross-sections. — The He pressure was varied between 0.01 and 0.43 torr, at a fixed temperature of 356 K, corresponding to a Cs pressure of $\sim 1.8 \times 10^{-4}$ torr. (At this low Cs pressure the contribution of Cs-Cs collisions to the Hanle width is only 0.1%, yet the S/N ratio remains good.) The observed variation (Fig. 3) yields :

$$\sigma_{\text{CsHe}} = (1.10 \pm 0.05) \times 10^{-15} \text{ cm}^2. \quad (7)$$

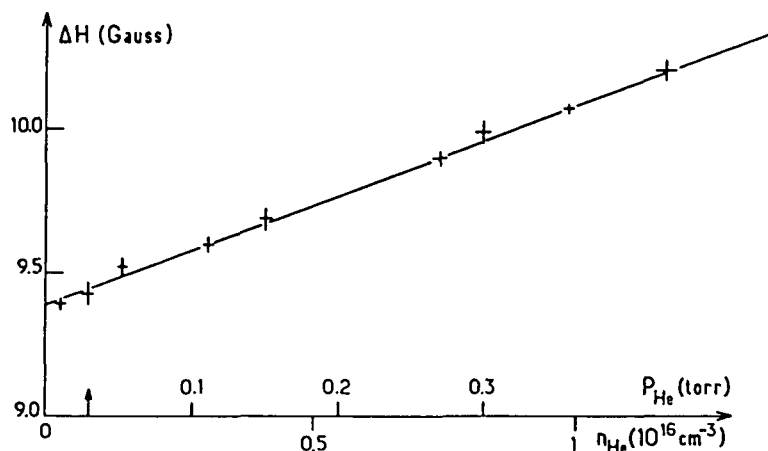


Fig. 3. — Hanle width versus He pressure ($T = 356 \text{ K}$, $n_{\text{Cs}} \sim 5 \times 10^{12} \text{ at/cm}^3$). The arrow shows the He pressure at which the data of Fig. 4 were obtained.

The uncertainty arises mainly from the He pressure measurement.

The Cs pressure was then varied by varying the temperature between 353 and 424 K, at a fixed He pressure of ~ 0.028 torr. (At this low He pressure, the contribution of Cs-He collisions to the Hanle width is only 0.5%⁽⁷⁾.) The observed dependence of the Hanle width on $n_{\text{Cs}} T^{1/2}$ ($\propto n_{\text{Cs}} \bar{v}_{\text{CsCs}}$), shown in figure 4, yields :

$$\sigma_{\text{CsCs}} \sim 1.15 \times 10^{-13} \text{ cm}^2, \quad (8)$$

with a systematic uncertainty (from the pressure estimation⁽⁸⁾) of perhaps 30-40%. This result agrees with the more accurate value of J. Hoffnagle *et al.* [3], $(1.29 \pm 0.05) \times 10^{-13} \text{ cm}^2$.

3.3.2 7 S lifetime. — The spontaneous decay rate τ_{7S} was deduced by extrapolating the He pressure to zero (Fig. 3), then correcting for the small residual Cs-Cs broadening ($\sim 0.1\%$ at 356 K) deduced from figure 4. We thus obtain the natural Hanle width $\Delta H = 9.38 \pm 0.01 \text{ G}$, yielding :

$$\tau_{7S} = 48.5 \pm 0.5 \text{ ns}. \quad (9)$$

This corresponds to an oscillator strength

$$f_{6P,7S} = -0.633 \pm 0.007.$$

⁽⁷⁾ Since the observation region is a short heated section in the middle of a long, cool, closed sample tube, when the temperature of the observation region is varied the helium pressure remains practically constant, but the helium density and the Cs-He relative velocity vary, and so does also the contribution of Cs-He collisions to the Hanle width. This effect, which does not exceed $\sim 1\%$ of the Cs-Cs cross-section, was corrected for.

⁽⁸⁾ Relative pressures are measured accurately from the observed fluorescence intensity, but the absolute pressure is more difficult to estimate, because of the dynamical pressure regime in our cell (competition between evaporation from the liquid reserve and diffusion towards the cooled ends of the tube).

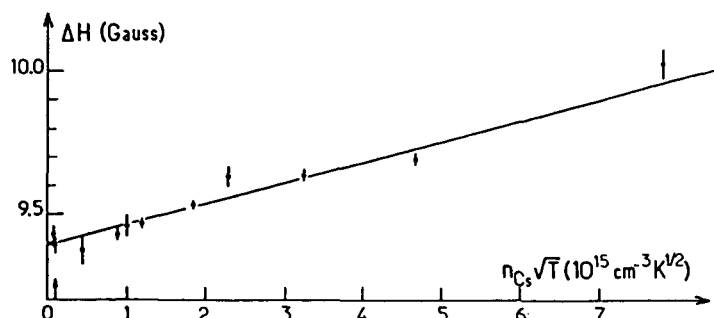


Fig. 4. — Hanle width versus $n_{\text{Cs}} T^{1/2}$ (transposed to $P_{\text{He}} = 0$). The data were obtained at $P_{\text{He}} = 0.028$ torr, then corrected for the (slightly temperature dependent) contribution of Cs-He collisions (see footnote of § 3.3.1). The arrow shows the temperature at which the data of Fig. 3 were obtained.

Our value of τ_{7S} disagrees with that of Hoffnagle *et al.* [3] (53.6 ± 1.2 ns) but turns out to be in better agreement with the less accurate values of Marek [12] (49 ± 4 and 47 ± 5 ns). It also agrees with the value (48.35 ns) predicted by the theoretical model using the semi-empirical Norcross potential and an electric dipole operator corrected for shielding, developed to predict the parity violation effect in the 6 S-7 S transition of Cs [2]. The Norcross model was chosen because it successfully predicts the oscillator strengths of many members of the Cs $6^2S_{1/2}$ - $n^2P_{1/2,3/2}$ series [13].

3.4 CONSEQUENCES. — The value of τ_{7S} obtained by Hoffnagle *et al.* was used as an input parameter to determine the scalar and vector polarizabilities α and β of the 6 S-7 S transition, first by Hoffnagle *et al.* [3], then by Watts *et al.* [14], and somewhat more rigorously by Bouchiat and Piketty [15]. Using the slope $d\alpha/dt = 1.44 a_0^3/\text{ns}$ of the last authors [16] (which nearly coincides with that of Hoffnagle's calculation [3]) we conclude that our result (9) implies a correction of 3% to α and β . This leads to

$$\alpha = -(265.1 \pm 2.5) a_0^3; \quad \beta = (26.8 \pm 0.5) a_0^3$$

providing a test of the theoretical values [2] : ($\alpha = -257.7 a_0^3$; $\beta = 27.3 a_0^3$). The primary interest of an accurate determination of these parameters lies in the rôle of standards attributed to the Stark-induced amplitudes αE and βE to calibrate all the other amplitudes of the 6 S-7 S transition, in particular the parity violating [1] and magnetic dipole [9, 17, 18] amplitudes.

References

- [1] BOUCHIAT, M. A., GUENA, J., HUNTER, L. and POTTIER, L., *Phys. Lett. B* 117 (1982) 358 and 134 (1984) 463.
- [2] BOUCHIAT, C., PIKETTY, C. A. and PIGNON, D., *Nucl. Phys. B* 221 (1983) 68.
- [3] HOFFNAGLE, J., TELEGGI, V. L. and WEIS, A., *Phys. Lett. A* 86 (1981) 457 ;
HOFFNAGLE, J., Dissertation (n° 6999). Swiss Federal Institute of Technology. Zürich (Switzerland).
- [4] BOUCHIAT, M. A. and POTTIER, L., *Opt. Commun.* 37 (1981) 229.
- [5] BOUCHIAT, M. A., POTTIER, L. and TRENEC, G., *Revue Phys. Appl.* 15 (1980) 785.
- [6] BOUCHIAT, M. A. and BOUCHIAT, C., *J. Physique* 36 (1975) 493.
- [7] BOUCHIAT, M. A., GUENA, J. and POTTIER, L., *Opt. Commun* 37 (1981) 265.
- [8] BOUCHIAT, M. A., GUENA, J., HUNTER, L. and POTTIER, L., *Opt. Commun* 46 (1983) 185.

- [9] HOFFNAGLE, J., ROESCH, L. Ph., TELEGDI, V. L., WEIS, A. and ZEHNDER, A., *Phys. Lett. A* 85 (1981) 143.
- [10] GILBERT, S. L., WATTS, R. N. and WIEMAN, C. E., *Phys. Rev. A* 27 (1983) 581.
- [11] BOUCHIAT, M. A., GUENA, J., HUNTER, L. and POTTIER, L., *Opt. Commun.* 45 (1983) 35.
- [12] MAREK, J., *J. Phys. B* 10 (1977) L325.
- [13] SHABANOVA, L. N., MONAKOV, Yu. N. and KHLIUSTALOV, A. N., *Opt. Spectrosc.* 47 (1979) 1.
- [14] WATTS, R. N., GILBERT, S. L. and WIEMAN, C. E., *Phys. Rev. A* 27 (1983) 2769.
- [15] BOUCHIAT, C. and PIKETTY, C. A., *Phys. Lett. B* 128 (1983) 73.
- [16] PIKETTY, C. A., private communication.
- [17] GILBERT, S. L., WATTS, R. N. and WIEMAN, C. E., *Phys. Rev. A* 29 (1984) 137.
- [18] BOUCHIAT, M. A., GUENA, J. and POTTIER, L., *J. Phys. Lett.* 45 (1984) L-61.



HANLE EFFECT DETECTION OF THE $6S_{1/2}-7S_{1/2}$ SINGLE-PHOTON TRANSITION OF CESIUM, WITHOUT ELECTRIC FIELD

M.A. BOUCHIAT, J. GUÉNA and L. POTTIER

*Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'E.N.S. *, F-75231 Paris Cedex 05, France*

Received 14 June 1984

Although the oscillator strength of the $6S_{1/2}-7S_{1/2}$ transition is only 4.0×10^{-15} , by the Hanle effect in a zero electric field this transition gives rise to a very specific signal well above noise and background. From the hfs profile, we can test the magnetic dipole nature of the transition and obtain direct evidence for its perturbation by hyperfine mixing between the two S states. Our new values of M_1^{hf}/M_1 and M_1/β agree with previous results, and the accuracy of M_1^{hf}/M_1 is improved.

1. Introduction

The highly forbidden $6S_{1/2}-7S_{1/2}$ single-photon transition of cesium has now been subjected to numerous investigations. One experiment [1] has produced a quantitative test of the parity violation predicted from the standard unified electroweak theory. All others [2-10] have reported measurements which converge towards a set of precisely determined atomic parameters. This gives confidence in the atomic physics calculation [11] used to extract an electroweak parameter from the Cs parity violation measurements. We note that but for one, all these investigations have been performed *in a static electric field* which reinforces the transition probability by 3 to 5 orders of magnitude. Without electric field, although the oscillator strength does not exceed 4×10^{-15} , observation of the transition is not beyond reach. However, up to now only one zero-field observation has been reported [3], and it does not lead to straightforward quantitative interpretation. The reason is that, at the vapor density necessary to observe a signal, the transition is superimposed on a broad collision-induced background as well as on a complex molecular spectrum. Although the identification of the atomic hfs components at the expected frequency

is beyond all doubt, precise measurements of intensity ratios are delicate and risky. In the present work using Hanle effect the hfs profile of the transition without electric field stands out well above noise and background. This provides direct and accurate comparison between the magnetic dipole amplitude, its hyperfine contribution and Stark parameters. Besides, it shows that parity violation effects without electric field in highly forbidden transitions deserve interest for future experiments.

2. Principles of the method

The experiment basically consists in exciting the cesium vapor in zero electric field, using a single-mode laser beam tunable over the hyperfine profile of the $6S_{1/2}-7S_{1/2}$ transition (539.4 nm). The beam is polarized circularly, so that the excited cesium atoms are spin polarized along the beam direction z . By Hanle effect in a static magnetic field applied along y , the spin polarization acquires an x -component. This is precisely the quantity that we measure. To do so, in the circularly polarized (CP) intensity ^{†1} of the fluor-

^{†1} By "circularly polarized intensity" of a beam of polarization \mathbf{E} propagating along Z we mean the quantity $2\text{Im } \epsilon_x \epsilon_y$; the quantity $|\epsilon_x^2| + |\epsilon_y^2| = \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*$ is called here "unpolarized intensity".

* Associé au C.N.R.S.

escence light emitted along x in the $7S_{1/2}-6P_{1/2}$ decay ($1.36 \mu\text{m}$), we select the contribution which is odd under reversal of the incident circular polarization as well as of the magnetic field. In the first experiment without electric field [3], the monitored quantity was instead the $7S_{1/2}$ state population, detected through the *unpolarized* (UP) fluorescence intensity. This allowed a much larger solid angle of observation, resulting in principle in better statistics. Yet, regarding discrimination of the signal against the background, the CP intensity is here demonstrated to be considerably better than the UP intensity. This can be ascribed at least to the more specific signature of the corresponding atomic signal.

In zero electric field, the only relevant interaction between the atoms and the radiation field is the magnetic dipole coupling^{*2}. The magnetic transition dipole, colinear to the electron spin, couples to the magnetic field of the laser wave, directed along $\hat{k} \times \epsilon$ (\hat{k} is the direction of the beam, ϵ its polarization). When the light polarization is circular this coupling allows direct transfer of the photon's angular momentum to the electronic spin. Total spin orientation would be expected in the upper state if no nuclear spin were present. For an atom of nuclear spin I the computed expressions of the CP and UP fluorescence intensities after selective excitation of one hfs compo-

nent ($6S_{1/2}, F - 7S_{1/2}, F'$) of the line, are presented in table 1. The results involve a factor $\mathcal{H}_F(H)$ which reflects the Hanle effect:

$$\mathcal{H}_F(H) = 2(F' - I) \frac{H/\Delta H}{1 + (H/\Delta H)^2},$$

of characteristic width ΔH . They also involve the magnetic dipole amplitude. Here one must be aware that this amplitude depends on $F' - F$. The reason is that the hyperfine interaction which mixes S states of different principle quantum numbers is responsible for a contribution proportional to $(F' - F)$. Another contribution comes from weak relativistic effects independent of F and F' , such as the combined effect of core polarization and spin-orbit coupling. So the total magnetic dipole amplitude can be expressed as [12]:

$$M_1' = M_1 + M_1^{\text{hf}}(F' - F).$$

The two contributions can be distinguished by comparing the total magnetic dipole amplitude M_1' for the various hfs components of the line.

For calibration purposes a static electric field can be applied. This field E polarizes the atom and induces an additional transition amplitude, associated with an induced electric dipole operator [12]:

$$d^{\text{ind}} = -\alpha E - i\beta \sigma \times E. \quad (1)$$

(The two real coefficients α and β are called the scalar

*2 Here we neglect the minute parity-violating electric dipole amplitude [1] irrelevant in the present work.

Table 1

Expressions of the circularly polarized (CP) and unpolarized (UP) fluorescence intensities. $I_0^{\text{p}}(FF')$ and $I_0^{\text{u}}(FF')$: CP and UP intensities in zero electric field, at the center of the hfs component [$6S_{1/2}, F - 7S_{1/2}, F'$]. $I_E^{\text{p}}(FF')$, $I_E^{\text{u}}(FF')$: additional CP and UP intensity terms arising in a Stark field E orthogonal to the laser beam. ϵ, ξ : polarization vector and helicity of the laser beam. The factor $\mathcal{H}_F(H) = 2(F' - I)(H/\Delta H)[1 + (H/\Delta H)^2]^{-1}$ describes the Hanle effect. $2g_{F'} = 4(F' - I)/(2I + 1)$ is the g -factor of the F' sublevel.

	$I_0^{\text{p}}(FF') = p(FF') [M_1 + (F' - F)M_1^{\text{hf}}]^2 \xi \mathcal{H}_F(H)$ $I_0^{\text{u}}(FF') = u(FF') [M_1 + (F' - F)M_1^{\text{hf}}]^2$ $I_E^{\text{p}}(FF') = q(FF') \alpha \beta E^2 \xi \mathcal{H}_F(H)$ $I_E^{\text{u}}(FF') = v(FF') \alpha^2 E \cdot \epsilon ^2 + u(FF') \beta^2 E \times \epsilon ^2$	
	$F' = F$	$F' = F \pm 1$
$p(FF')$	$-(2F' + 1) \frac{1}{3} (1 + 2g_{F'}) g_{F'}$	$-(2F' + 1) \frac{1}{3} (1 + 2g_{F'}) (1 - g_{F'})$
$u(FF')$	$(2F' + 1) \frac{1}{3} (1 + 2g_{F'})$	$\frac{2}{3} (2F' + 1) (1 - g_{F'})$
$q(FF')$	$(2F' + 1) \frac{1}{3} (1 + 2g_{F'})$	0
$v(FF')$	$(2F' + 1)$	0

and vector polarizabilities respectively; β originates in spin-orbit coupling, and is $\sim \alpha/10$). The appearance of this induced dipole causes additional terms to appear in the expressions of the CP and UP fluorescence intensities; these terms are also given in table 1.

3. Experimental method and operating conditions

With the exception of a few minor changes mentioned hereafter, the experimental set-up is basically the same as was used to measure parity violation effects in the $6S_{1/2}-7S_{1/2}$ transition of cesium [1]. The light source is a frequency and intensity stabilized laser. A polarization modulator [13] labels the circular polarization ratio of the beam with a very specific modulation, while the intensity of the beam remains unmodulated. The laser power entering the sample cell is ~ 250 mW. The beam performs a multi-pass between two mirrors inside the cell. This enhances the signal by a factor of ~ 140 , thus improving the statistics. To protect the mirrors from the cesium vapor, a buffer gas (He) is needed. However we have evidence that this gas is responsible for some polarized background (through Cs-He collisions). This fact determined the choice of our experimental conditions. We used a low He pressure (~ 10 mtorr). This still permitted to maintain a sufficient cesium vapor pressure (~ 10 mtorr, at $\sim 170^\circ\text{C}$) in relatively stable conditions. In these conditions, at the center of the $F = 3 - F' = 4$ hfs component and without electric field the absorption length is one million kilometers. The background does not exceed 5% of the height of this component. A Hanle field H is applied normally to the beam. We observe the circularly polarized light emitted by the vapor over a length of 25 mm, in a direction normal both to the beam and to H . At the center of the 3-4 component, about 2×10^5 polarized photons reach the detector ^{63}Ge every second. We estimate that this signal is ~ 200 times larger than the parity signal we observed in the same component at a higher vapor pressure in a Stark field $E = 600$ V/cm.

The detection and analysis of the fluorescence light are described in detail in ref. [1]. Sine modulation of the polarization analyzer between full circular left and full circular right labels polarized fluorescence signals with a corresponding modulation at the same ^{63}Ge Photodiode, ADC Corp., $S = 25 \times 6 \text{ cm}^2$.

frequency ω_f , while unpolarized signals remain unaffected. In addition, the CP fluorescence is proportional to the incident circular polarization (modulated at a different frequency ω_c), while the UP fluorescence is not. Finally the CP fluorescence signal is characterized by a $\sin \omega_f t \cdot \sin \omega_c t$ modulation, measured by lock-in detection at frequencies $\omega_f \pm \omega_c$. We extract the contribution that is odd under reversal of H (Hanle effect) and under phase change through π of the modulation of the laser polarization ($\sin \omega_c t \rightarrow -\sin \omega_c t$).

The above measurement without electric field is repeated for a set of discrete frequencies over the hfs profile (fig. 1). Between two successive measurements the laser frequency is tuned to the center of the $F = 4 - F' = 4$ component. A Stark field $E = 100$ V/cm is applied, and the large Stark-induced UP fluorescence intensity is measured. Its value (in principle constant) is used to monitor possible drifts (of the cesium vapor pressure, or of the laser intensity). To calibrate the CP intensities (subjected to depolarizations by collisions or in the optics), the large CP intensity of the Stark-induced spin polarization in the 4-4 component, is measured following the same data acquisition sequence and with the same detection electronics as in the $E = 0$ case. This CP intensity is then used as standard.

4. Results and interpretation

A plot of the obtained hfs profile is shown in fig. 1. The measurements were extended towards higher and lower frequencies to check the flatness of the background. The solid line of fig. 1 is a fit with 4 Doppler lines of equal width and known separations, superimposed on a flat background. The assumption of a flat background is strongly supported by a profile observed at a higher He pressure (~ 1 torr): the background, larger by a factor 30, is flat at the percent level: neither molecular structure nor slope are detectable. In spite of this, all accurate measurements have been performed at the lower He pressure, where the background does not exceed 5% of the largest hfs component [3,4]. Once the profile was obtained the Hanle signal of this component was measured for different values of the magnetic field covering the range (0-2 ΔH). The corresponding Hanle curve is shown in fig.

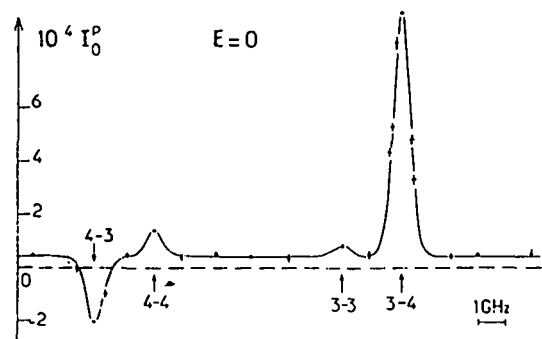


Fig. 1. Hyperfine structure of the absorption profile of the $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ transition observed without electric field, by monitoring the circularly polarized fluorescence intensity I_0^P in a Hanle field. He pressure ~ 10 mtorr; Cs vapor pressure ≤ 10 mtorr (170°C). In the same arbitrary units, the corresponding signal for the Stark-induced (4-4) component in an electric field of 100 V/cm is 8×10^{-2} , i.e. 2 orders of magnitude larger. Error bars are ± 1 rms deviation. Each point was integrated for typically 10 mn (but the heights of the resonances were measured more accurately). The continuous line is a fit by the sum of four Doppler lines superimposed on a flat background.

2. It has the expected Lorentzian dispersive shape. The fitted width ΔH accounts well for the $7S_{1/2}$ lifetime and a small ($\leq 3\%$) Cs-Cs collisional broadening.

In the same experimental conditions, the background affecting the UP intensity was observed to be 10 times larger than the largest hfs component. This large difference in the size of the background has a triple origin: first, by analogy with an electric-field induced amplitude, we expect the Cs-He collision-induced amplitude to proceed predominantly via a spin-independent term similar to the α term of eq. (1), while spin dependence is only introduced via a term analogous to the β term, originating in spin-orbit coupling, and roughly 10 times smaller. One then expects the CP intensity of the collisional background to be roughly one order of magnitude smaller than its UP intensity, just like the Stark-induced CP intensity ($\propto \alpha\beta$) is one order of magnitude smaller than the corresponding UP intensity ($\propto \alpha^2$). Secondly, it turns out that, for some reason not yet quite clear, no background associated with Cs-Cs collisions is detectable in the CP intensity, while it is quite constraining on the UP intensity, especially because of its complex structure [3]. Third, we have experimental evidence

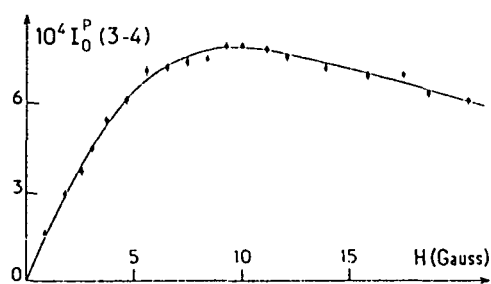


Fig. 2. Hanle curve of the CP fluorescence intensity in the (3-4) component. Same experimental conditions and units as in fig. 1. Typical integration time: 6 mn at each point. The continuous line is the fitted Lorentz dispersion curve.

that the non-resonant collision-induced absorption results in populating the two hfs sublevels proportionally to their statistical weights. Because of their opposite g -factors, partial compensation between their contributions to the Hanle effect leads to a reduction of the detected CP intensity by a predictable factor involving only the nuclear spin. In cesium the nuclear spin is $I = 7/2$ and this factor is $11/4$. This is easily evidenced experimentally by observing the spin polarization created along the direction z of the laser beam directly, without a Hanle field. To do so we make the detection direction non-orthogonal to z by a known angle. The observed background is then increased, relatively to the resonant atomic signal, by the expected factor $11/4$.

Here it should be emphasized that a large class of Stark interference measurements, in particular our previous *parity violation measurements* [1], are *free from any background*, in contrast with the zero-field measurements discussed so far. The physical reason is that the favored direction of the electric field labels a large class of Stark-induced signals with a particular symmetry which provides excellent discrimination against collisional or molecular effects, isotropic on the average. This property is true for any physical quantity whose dependence on the electric field is such that the quantity averages to zero when the electric field is distributed isotropically, as is the case for the effective electric field in a collisional or molecular process.

4.1. Validity of the magnetic dipolar nature of the transition and determination of M_1^{hf}/M_1

On the spectrum represented on fig. 1, the hyperfine contribution is clearly evidenced by the intensity ratio between the $3 \rightarrow 4$ and the $4 \rightarrow 3$ components which differs by more than a factor 2 from the value expected in the $M_1^{hf} = 0$ case. For a quantitative interpretation, the CP intensities $I_0^p(F, F')$ of the four hf lines measured in zero electric field are corrected for the flat background. The three following ratios are then formed:

$$R_1 = [(I_0^p(34))^{1/2} + (\frac{2}{3} I_0^p(43))^{1/2}] \times [2(7I_0^p(44))^{1/2}]^{-1} = 1, \quad (2a)$$

$$R_2 = [(I_0^p(34))^{1/2} + (\frac{2}{3} I_0^p(43))^{1/2}] \times [2(15I_0^p(33))^{1/2}]^{-1} = 1, \quad (2b)$$

$$R_3 = I_0^p(34)/I_0^p(43) = -\frac{5}{3} [(M_1 + M_1^{hf})/(M_1 - M_1^{hf})]^2, \quad (2c)$$

where the expected values are deduced from table 1 with $I = 7/2$. The ratios R_1 and R_2 have been chosen because they do not involve M_1^{hf}/M_1 . Their experimental values constitute two tests of the M_1 nature of the transition, both independent of the hyperfine contribution. On the opposite, the value of the ratio R_3 is very sensitive to M_1^{hf}/M_1 .

From the measurements at the lower He pressure, we obtain:

$$R_1 = 0.97 \pm 0.03, \quad R_2 = 1.04 \pm 0.09. \quad (3a, b)$$

Quoted uncertainties are 1 statistical rms deviation. We see that the two results agree with the prediction for a transition of M_1 nature. From the measured value of R_3 , we deduce:

$$M_1^{hf}/M_1 = 0.194 \pm 0.004. \quad (4)$$

From measurements at the higher He pressure, we obtain a second determination of M_1^{hf}/M_1 :

$$M_1^{hf}/M_1 = 0.176 \pm 0.013,$$

which agrees with the previous one. Since in this case the background is 30 times larger (i.e. 1.5 times instead of 0.05 times the size of the $3-4$ resonance), this agreement constitutes a complementary check of the flatness of the background.

4.2. Determination of M_1/β

The polarized fluorescence intensity measurements in zero Stark field are calibrated using as a standard the large Stark-induced polarized fluorescence intensity $I_E^p(44)$ detected when the $4-4$ component is excited in an electric field $E \approx 100$ V/cm. Since the quantity M_1^{hf}/M_1 is now known, the ratio $I_0^p(F, F')/I_E^p(44)$ (in a known field E) yields the quantity $M_1^2/\alpha\beta$, whichever hfs component $F - F'$ is chosen (cf. table 1).

From the point of view of statistics, the $3-4$ component is the most favorable one since it is by far the largest one (fig. 1). In practice, instead of subtracting the small background from $I_0^p(34)$, the ratio $I_0^p(43)/I_E^p(44)$ is also averaged and the difference $[I_0^p(34) - I_0^p(43)]/I_E^p(44)$ is formed. This quantity does not only eliminate the background, it is also more sensitive to M_1 , which improves the statistics. In addition, since it is less sensitive to M_1^{hf}/M_1 , it is less affected by the uncertainty in this ratio. Using table 1, this quantity is expressed as:

$$D = [I_0^p(34) - I_0^p(43)]/I_E^p(44) = -\frac{7}{3} [1 + M_1^{hf}/2M_1 + (M_1^{hf}/M_1)^2] \times M_1^2/\alpha\beta E^2.$$

Using the determination (4) of M_1^{hf}/M_1 , from the observed value $D = (1.436 \pm 0.006) \times 10^{-2}$ corresponding to a Stark field $E = 99 \pm 1$ (syst.) V/cm one obtains:

$$M_1^2/\alpha\beta = -88.6 \pm 2.2 \text{ (V/cm)}^2, \quad (5)$$

Using the accurately known value $\alpha/\beta = -9.90 \pm 0.10$ [3,6,7] one deduces:

$$|M_1/\beta| = 29.62 \pm 0.52 \text{ V/cm}. \quad (6)$$

The uncertainties quoted in (5) and (6) are mainly systematic. The value (6) is to be compared with our previous result obtained by a Stark interference method with a different atomic observable quantity, a different hfs component and different experimental conditions [8]:

$$M_1/\beta = -29.55 \pm 0.45 \text{ V/cm}.$$

This less direct method had the merit of determining the sign, and of being free from any background. In the same experiment we also obtained:

$$M_1^{hf}/M_1 = 0.185 \pm 0.008.$$

The new value (4) of M_1^{hf}/M_1 is slightly more accurate than the old one. The new values of M_1^{hf}/M_1 and $|M_1/\beta|$ are consistent with the old ones, as well as with those obtained by Watts et al. [9] using crossed electric and magnetic fields. The deviation of the values of Hoffnagle et al. [3] from the above consistent results of three independent methods can probably be ascribed to the large size and complicated structure of the background present in unpolarized fluorescence measurements in zero electric field.

Since the results of our two methods are still consistent when only statistical uncertainties are taken into account, it is fair to combine them. This leads to

$$M_1/\beta = -29.59 \pm 0.47 \text{ V/cm} ,$$

$$M_1^{\text{hf}}/M_1 = 0.191 \pm 0.004 .$$

The combination of these two results yields

$$M_1^{\text{hf}}/\beta = -5.65 \pm 0.18 \text{ V/cm} .$$

Using now the semi-empirical determination $\beta = (26.8 \pm 0.8) a_0^3$ ^{†4}, we obtain:

$$M_1 = -(4.23 \pm 0.18) \times 10^{-5} |\mu_B/c| ,$$

$$M_1^{\text{hf}} = -(0.808 \pm 0.050) \times 10^{-5} |\mu_B/c| .$$

We note that about 70% (and 50%) of the uncertainty on M_1 (and M_1^{hf}) comes from the present uncertainty in β . The above value of M_1^{hf} agrees with 0.806×10^{-5} , a theoretical prediction involving the product of the $6S_{1/2}$ and $7S_{1/2}$ hf splittings. The theoretical significance of this result has already been discussed [8].

^{†4} Cf. ref. [10]. The larger uncertainty quoted here originates in systematic uncertainty related to the employed method and omitted in ref. [10].

Independently of these results, the fact that the highly forbidden $6S_{1/2}-7S_{1/2}$ transition of cesium is now accessible to very clean measurements in zero electric field is in itself quite interesting. We feel that this opens new lines of attack for parity violation measurements in experimental conditions totally different from those used up to now.

References

- [1] M.A. Bouchiat, J. Guéna, L. Hunter and L. Pottier, *Phys. Lett.* 117B (1982) 358; 134B (1984) 463.
- [2] M.A. Bouchiat and L. Pottier: *J. Physique* 36 (1975) L-189; *J. Phys. Lett.* 37 (1976) L-79.
- [3] J. Hoffnagle, L.Ph. Roesch, V.L. Telegdi, A. Weiss and A. Zehnder, *Phys. Lett.* 85A (1981) 143; J. Hoffnagle, Dissertation (no 6999), Swiss Federal Institute of Technology, Zürich (Switzerland).
- [4] M.A. Bouchiat, J. Guéna and L. Pottier, *Optics Comm.* 37 (1981) 265.
- [5] J. Hoffnagle, V.L. Telegdi and A. Weis, *Phys. Lett.* 86A (1981) 457.
- [6] M.A. Bouchiat, J. Guéna, L. Hunter and L. Pottier, *Optics Comm.* 45 (1983) 35; 46 (1983) 185.
- [7] S.L. Gilbert, R.N. Watts and C.E. Wieman, *Phys. Rev.* A27 (1983) 581, 2769.
- [8] M.A. Bouchiat, J. Guéna and L. Pottier, *J. Physique Lettres* 45 (1984) L-61.
- [9] S.L. Gilbert, R.N. Watts and C.E. Wieman, *Phys. Rev.* A29 (1984) 137.
- [10] M.A. Bouchiat, J. Guéna and L. Pottier, *J. Physique Lettres* 45 (1984) L-523.
- [11] C. Bouchiat, C.A. Piketty and D. Pignon, *Nucl. Phys.* B221 (1983) 68; C. Bouchiat and C.A. Piketty, *Phys. Lett.* 128B (1983) 73.
- [12] M.A. Bouchiat and C. Bouchiat, *J. Physique* 35 (1974) 899; 36 (1975) 493.
- [13] M.A. Bouchiat and L. Pottier, *Optics Comm.* 37 (1981) 229.

XI

ATOMIC PARITY VIOLATION MEASUREMENTS IN THE HIGHLY FORBIDDEN $6S_{1/2} - 7_{1/2}$ CESIUM TRANSITION

Part I : Theoretical analysis, procedure and apparatus.

by : M.A. BOUCHIAT, J. GUENA and L. POTTIER
Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'E.N.S. (*)
24, Rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France.

(Mai 1985)

SOUMIS au Journal de Physique

(*) Associé au CNRS

Abstract:

This paper is the first part of a detailed presentation of parity violation measurements performed in two hfs components of the highly forbidden 6S-7S transition of the Cs atom. Under excitation by a circularly polarized laser in a dc electric field, interference takes place between an electromagnetic amplitude induced by the field and the parity-violating amplitude induced by weak interactions. This interference gives rise in the electronic polarization of the 7S state to a contribution which behaves like a vector when the handedness of the experiment is reversed. In principle, only this contribution is observed in the chosen direction of observation. Detection proceeds through the circular polarization ratio of the 7S-6P_{1/2} fluorescence. By Hanle effect in a magnetic field applied periodically, the parity-conserving contribution is observed in the same way and used to calibrate the experiment. The final result is the ratio $\text{Im } E_{\perp}^{\text{PV}}/\beta$ of the parity-violating amplitude to the vector polarizability. Our value is $(-1.56 \pm 0.17 \text{ (stat)} \pm 0.12 \text{ (sys)}) \text{ mV/cm}$. Hereafter we give the expressions of all available atomic signals and describe the apparatus and procedures.

Résumé:

Cet article est la première partie d'une présentation détaillée des mesures de violation de parité réalisées sur deux composantes hyperfines de la transition très interdite 6S-7S de l'atome de césium. Lors de l'excitation par un faisceau laser polarisé circulairement dans un champ électrique statique il y a interférence entre une amplitude électromagnétique induite par le champ et l'amplitude induite par l'interaction faible. Cette interférence engendre dans la polarisation électronique de l'état 7S une contribution qui se comporte comme un vecteur polaire lorsqu'on inverse la chiralité de l'expérience. En principe seule cette contribution est observée dans la direction d'observation choisie. On la détecte par l'intermédiaire du taux de polarisation circulaire de la fluorescence 7S-6P_{1/2}. Par effet Hanle dans un champ magnétique appliqué périodiquement, on observe de la même manière la contribution conservant la parité, ce qui permet de calibrer

l'expérience. Le résultat final est le rapport $\text{Im}E_{\perp}^{PV}/\beta$ de l'amplitude violant la parité à la polarisabilité vectorielle. Notre valeur est $(-1,56 \pm 0,17(\text{stat.}) \pm 0,12(\text{syst.})) \text{mV/cm}$. Ci-après nous donnons les expressions de tous les signaux atomiques disponibles, puis nous décrivons l'appareillage et les méthodes expérimentales.

Introduction

This paper is an attempt at a complete description of our experimental observations of parity violation in the cesium atom. In addition to outlining a logical framework to collect our partial publications of the past years, it endeavours to expose all aspects of the experiment left in the background so far.

Parity violation (PV) in stable atoms is predicted in many unified gauge theories of electromagnetic and weak interactions— in particular in the standard model [1]— where the "weak neutral current" associated with the exchange of weak neutral bosons is the sum of a vector and of an axial part. Despite already abundant experimental support for the standard model in high-energy physics, quantitative confirmation from atomic physics is valuable [2]. The main reason is that atomic PV experiments test very low momentum transfer values (\sim a few MeV/c) and are sensitive to combinations of coupling constants not yet determined in high energy experiments. In our case the measured quantity is the PV electric dipole amplitude of the highly forbidden $6S_{1/2}-7S_{1/2}$ transition of the cesium atom. Using a theoretical model of this atom, our result provides a value of the "weak vector charge" of the cesium nucleus : $Q_W = -67 \pm 10$ (*). The prediction of the standard model ($Q_W = -68.6 \pm 3$ for $\sin^2\theta(M_W) = 0.215 \pm 0.014$; radiative corrections included) turns out to agree quantitatively with our result.

In designing and realizing this experiment, our primary concern has been the reliability of the experimental results as well as of their interpretation. In choosing cesium ($Z = 55$), as suggested in 1973 [3], we have accepted some sacrifice regarding the size of the expected effects (approximately $\propto Z^3$ [4]) in favor of greater theoretical reliability associated with the nearly one-electron structure. In spite of painfully parsimonious counting rates, we have chosen a highly forbidden transition, in order to

(*) *Statistical, systematic and theoretical uncertainties have been added quadratically.*

reduce the risk that purely electromagnetic effects mimic the electroweak PV effect in case of experimental imperfections. We have chosen to detect a polarized quantity induced by an external field introducing a new preferred direction. Because of its specific symmetry, such a quantity is free from any background, since collisional or molecular processes are isotropic on the average. Prior to the PV measurements all sources of possible systematic effects have been reduced so that no significant correction had to be applied to the raw data. The overall systematic uncertainty is estimated at 8% of the observed effect. Parity violation has been observed in two experiments [5,6] involving different physical quantities and using control methods different for most systematic effects: the two results (with respectively 6 and 7 σ statistical accuracy) are in quantitative agreement. At last, to test the theoretical model of cesium atom as well as our understanding of the 6S-7S transition, we have measured many parameters of this transition, and compared them with the predictions of the model. The deviation never exceeds 5%.

To say that "parity is violated" means that the laws of physics—in practice, the laws of weak interactions—violate mirror symmetry. To test parity violation, an experiment is performed in a right-handed and in a left-handed configuration that are images of one another in some mirror. If the corresponding results are not images of one another in this mirror, parity is violated. The size of the relative right-left asymmetry measures the amount of parity violation. In the case of our experiment, the handedness of the configuration is embodied in the right or left circular polarization of the laser beam which excites the atomic transition. The measured quantity is a component of the electronic polarization of the upper state. When the experimental configuration is replaced by its mirror image, this component is replaced by the opposite of its image, i.e. behaves like a vector instead of an axial.

Reviews of observations of PV in other heavy atoms: Bi, Pb and Tl, can be found in ref. [7]. In Bi the observed physical quantity is parity-violating optical rotation in an allowed M_1 transition. Initial discrepancies among the Bi results [8-10] have subsequently been reduced [9,11-13]. The theoretical interpretation, difficult in view of the complex atomic

structure, leads to results in qualitative agreement with the standard model. PV optical rotation has also been observed in Pb [14]. In Tl the transition is highly forbidden, like in Cs. The initial 3σ result [15] has been recently followed by a 7σ measurement [16], both more accurate and affected by a much smaller systematic correction. For a quantitative interpretation, a direct empirical determination of the parity - conserving amplitude used for calibration is now in progress [16]. Finally cesium remains so far the simplest atom in which an electroweak interference effect has been measured.

For practical reasons the present work will be published in three parts. In the present first part, section 1 introduces the physical parameters of the highly forbidden transition used in this experiment. It also gives the theoretical expressions of the detected signals. Section 2 describes the apparatus. The second part will be devoted to the delicate but crucial problem of systematic effects. The third part will describe data acquisition and processing, and analyze the results and their implications. To simplify the text, technical details are systematically carried over to appendices. References to our previous partial publications avoid repetitions whenever possible.

1. Characteristic features of the transition. Theoretical analysis.

In this section our aim is to present a theoretical analysis of the atomic phenomena involved in the $6S-7S$ transition of cesium used in the parity violation experiment. First we define the relevant physical parameters involved in the transition amplitude. We indicate their magnitude, now determined experimentally but also predicted theoretically. The agreement at the level of a few per cent is a significant indication of the reliability of the atomic calculations in cesium. A simple formalism allows to compute, in terms of the transition parameters, all physical quantities observable in a given experimental configuration. We discuss the most important features of the results and emphasize criteria allowing to discriminate the parity violating (PV) signal against the parity conserving (PC) signals. Although

the parity experiment is performed in zero magnetic field we were led to consider also the effects of an external dc magnetic field. A detailed analysis in a general configuration is given in appendices A ($H=0$) and B ($H\neq 0$). The physical significance of the results is in the text.

1.1. The four transition amplitudes and the transition matrix.

The single-photon $6S-7S$ transition is a quite unusual transition, in particular with respect to its extremely high degree of interdiction (see table 1). Its magnetic dipole (M_1) amplitude is considerably smaller than a normal M_1 amplitude. As will be shown hereafter, this results in larger PV right-left asymmetries. Yet this transition is especially simple since it connects two S states of a single valence electron, and involves only a change of the principal quantum number.

We use natural cesium, which contains only one isotope ^{133}Cs ($I=7/2$). Each $S_{1/2}$ state splits into a hyperfine doublet with $F=3$ or 4 . The transition is thus composed of 4 hfs components. The relevant energy levels are shown in fig. 1. The first PV measurement was performed in the $4\rightarrow 4$ ($\Delta F = 0$) component, the second in the $3\rightarrow 4$ ($\Delta F = 1$) component. In many respects the two measurements constitute two different experiments. Throughout the text it will be convenient to refer to each of them by a short expression, Exp 1 and Exp 2 respectively. Between two $S_{1/2}$ states the only multipole amplitude permitted by the parity selection rule is the magnetic dipole amplitude. When the Cs atom is placed in an external dc electric field, Stark mixing between states of different parity allows in addition the existence of an induced electric dipole amplitude. Furthermore the existence of a PV term in the atomic hamiltonian due to the weak electron-nucleus interaction, leads to a parity-violating electric dipole amplitude. These 3 contributions of different natures are now examined.

1.1.1. Magnetic dipole amplitude(s).

Between two different S states the M_1 amplitude vanishes in first approximation. Yet relativistic effects such as the combined effect of core excitation and spin-orbit coupling lead to a non-zero magnetic dipole amplitude M_1 equal to a fraction of $10^{-4} |\mu_B/c|$ [4, 17]. Furthermore the

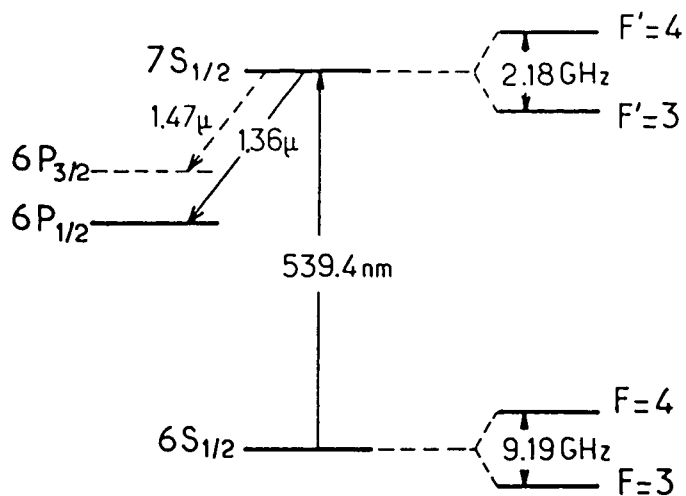


Figure 1 : Energy levels of natural cesium ($I=7/2$) involved in this experiment.

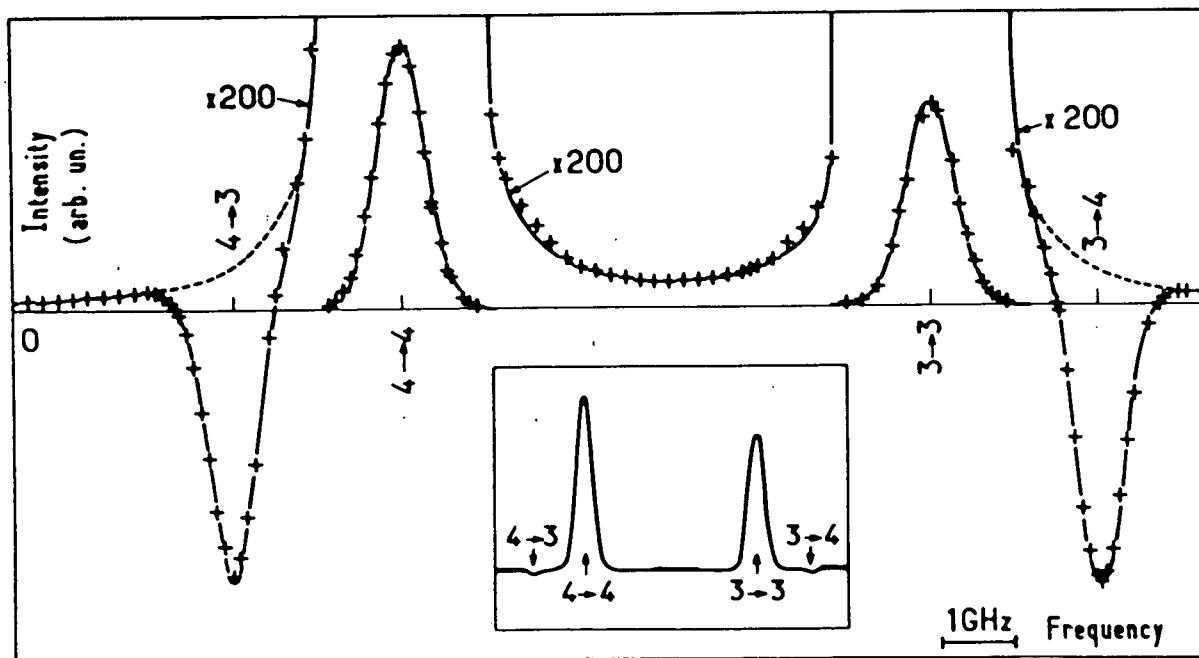


Figure 2 : hfs absorption profile of the Stark-induced 6S-7S Cs transition:
 (+) experimental points ; solid line : Voigt fit. $E=100$ V/cm, except
 in the magnified regions measured at $E=1000$ V/cm.

Table 1

Parameters illustrating the unusual forbidden character of the 6S-7S single-photon cesium transition in zero electric field. The quoted values are deduced from experiment. They turn out to be comparable to what is expected for the still unobserved 1S-2S transition in hydrogen.

	Cs $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ (experiment)	H $1S_{1/2} - 2S_{1/2}$ (theory)
magnetic dipole amplitude M_1	$(-42.3 \pm 1.8) 10^{-6} \mu_B/c$	$7.4 \times 10^{-6} \mu_B/c$
hf contribution to M_1	$(-8.1 \pm 0.5) 10^{-6} \mu_B/c$	$-2.0 \times 10^{-7} \mu_B/c$
oscillator strength	4.0×10^{-15}	4.5×10^{-16}
absorption cross section (*)	$3.2 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$	
absorption length at 10 mtorr (*)	$1.4 \times 10^6 \text{ km}$	
7S \rightarrow 6S decay rate	$(1.07 \times 10^6 \text{ sec})^{-1}$	$(4 \times 10^6 \text{ sec})^{-1}$

(*) computed at the peak of the Doppler-broadened absorption curve for the $4 \rightarrow 4$ hfs component at 160°C.

Table 2

Theoretical predictions of $\text{Im } E_1^{\text{PV}}$ from the most complete atomic calculations, with $Q_w = -68.6$ (value obtained from the standard electroweak model with $\sin^2 \theta = 0.215$ and including radiative corrections [24]).

		$\text{Im } E_1^{\text{PV}} (10^{-11} e a_0)$
Semi-empirical calculation	Bouchiat et al [23]	0.85 ± 0.09
First principle	Das et al [25]	0.93
	Dzuba et al [26]	0.77 ± 0.03
	Mårtensson [27]	0.78

hyperfine interaction mixes S states of different principal quantum number, giving rise to a second magnetic dipole amplitude M_1^{hf} ($F'-F$) proportional to the difference $F'-F$ of the hf quantum numbers of the two sublevels involved in the transition [4]. The total amplitude M'_1 defined by :

$$\langle 7S F' m' | \frac{\vec{\mu}}{c} | 6S F m \rangle = M'_1 \langle F' m' | \vec{\sigma} | F m \rangle \quad (1.1)$$

(where $\vec{\sigma}$ is the Pauli operator for the electronic spin), is thus given by :

$$M'_1 = M_1 + (F' - F) M_1^{hf} \quad (1.2)$$

Since M_1 originates in many-body effects associated with the magnetic polarization of the core, an accurate computation is quite delicate. The most complete calculation at present yields $M_1 = -56 \times 10^{-6} |\mu_B / c|$ [10]. On the other hand M_1^{hf} can be predicted much more simply and reliably. Perturbing the states to first order by the hyperfine interaction yields :

$$\begin{aligned} M_1^{hf} &= - \left[(\Delta W_{6S}^{hf} \cdot \Delta W_{7S}^{hf})^{1/2} / (E_{7S} - E_{6S}) \right] \times |\mu_B / c| \quad (1.3) \\ &= - 8.06 \times 10^{-6} |\mu_B / c| \end{aligned}$$

Available experimental values [19, 20, 21] resulting from independent measurements agree together :

$$\left. \begin{aligned} M_1 &= (-42.3 \pm 1.8) \times 10^{-6} |\mu_B / c| \\ M_1^{hf} &= (-8.1 \pm 0.5) \times 10^{-6} |\mu_B / c| \end{aligned} \right\} \quad (1.4)$$

In eq. (1.3), many-body effects between electrons in the hyperfine interaction are omitted. From the agreement with the experimental value (1.4) we can conclude that these effects are of limited importance. For a more detailed discussion see ref. [19].

1.1.2. Electric dipole amplitudes

The electric dipole operator $\vec{d} = -|e| \sum_{k=1}^Z \vec{r}_k$ acquires non-zero matrix elements between the two S states, when these are perturbed by the static electric field \vec{E} or by the parity-violating electron-nucleus interaction.

Symmetry considerations show [22] that these matrix elements are of the following form :

$$\langle 7\tilde{S}_{1/2} m'_S | \vec{d} | 6\tilde{S}_{1/2} m_S \rangle =$$

$$\langle 1/2 m'_S | -\alpha \vec{E} \mathbb{1} - i\beta \vec{\sigma} \times \vec{E} - i \text{Im}E_1^{PV} \vec{\sigma} | 1/2 m_S \rangle. \quad (1.5)$$

where $\mathbb{1}$ is the unit 2×2 matrix. Time reversal invariance implies that the coefficients α, β and $\text{Im}E_1^{PV}$ thus defined are real (*). The scalar operator $\alpha \vec{E} \mathbb{1}$ can only connect states of same total angular momentum F . The coefficients α and β are called the scalar and vector polarizabilities of the transition. The last contribution involving the matrix element of the electron spin behaves under reflection like an axial. This is a PV manifestation since \vec{d} is a pure vector.

The quantity $\text{Im}E_1^{PV}$ is the product of two factors : a purely electroweak one, and a purely atomic one. The electroweak factor is called the "weak charge" Q_W of the cesium nucleus. We assume hereafter $Q_W = -68.6$, the value predicted by the standard electroweak model including radiative corrections [24] and using $\sin^2\theta = 0.215$ for the renormalized weak interaction mixing angle. The atomic factor has been computed, as well as α, β and other parameters of the Cs atom, using the semi-empirical Norcross potential and an electric dipole operator corrected for shielding [23]. Three other complete calculations [25, 26, 27] predict the atomic factor in $\text{Im}E_1^{PV}$, but neither α nor β . They are first-principle calculations starting from Dirac-Hartree-Fock wavefunctions. They include many-body effects like modification of the PV interaction by core polarization, shielding of the radiation field by core polarization, and correlation effects on valence orbitals. (In the model using the Norcross potential, the last two effects are incorporated in a semi-empirical way). The results, shown in table 2, differ by less than $\pm 10\%$ from the semi-empirical prediction.

There is no direct experimental determination of α and β . But as first suggested by J. Hoffnagle et al. [28], it is possible to obtain a rather accurate semi-empirical determination of α from the empirical knowledge of

(*) α, β and $\text{Im}E_1^{PV}$ as defined by eq. (1.5) are respectively identical with $\alpha(7,6) = \alpha(6,7)$, $\beta(7,6) = -\beta(6,7)$ and $\text{Im}E_1^{PV}(7,6) = -\text{Im}E_1^{PV}(6,7)$ defined in ref. [22, 23].

Table 3 : Atomic parameters of the 6S-7S cesium transition and of the 6S and 7S states. Comparison between experiment and theoretical predictions obtained with the semi-empirical No-cross potential and an electric dipole operator corrected for shielding [23].

	Exp.	Theor.	$\frac{\text{th.} - \text{exp.}}{\text{th.}}$
lifetime τ_{7S} (ns)	48.5 ± 0.5 [30]	48.35	< exp. unc.
diagonal α_{Cs} (a_0^3) polarizabilities ($\alpha_{77} - \alpha_{66}$) (a_0^3)	402 ± 8 [36] -5709 ± 21 [31]	398.4 -5807	< exp. unc. 1.7×10^{-2}
off-diagonal scalar α (a_0^3) vector β (a_0^3) polarizabilities α/β	$-265 \pm 5^{(*)}$ 26.8 ± 0.8 -9.9 ± 0.1 [32-34]	-257.7 27.3 -9.43	-2.8×10^{-2} < exp. unc. -5.0×10^{-2}
hyperfine splittings test of the factorization rule	H_{66}^{hf} (Mhz) 9192 [35] H_{77}^{hf} (Mhz) 2184 [34] $\frac{H_{76}^{hf}}{(H_{77}^{hf} \cdot H_{66}^{hf})^{1/2}}$ $1.002 \pm .05^{(**)}$	9655 2285 1	4.8×10^{-2} 4.4×10^{-2} < exp. unc.

(*) semi-empirical value (see text)

(**) obtained using the value of M_1^{hf} quoted in text.

Table 4 : Relative magnitudes of the 6S-7S parameters from various experiments.

	PARIS [32, 19, 21]	ZURICH [33]	MICHIGAN [34, 20]
α/β	-9.90 ± 0.10	-9.91 ± 0.11	-9.80 ± 0.12
M_1/β (V/cm)	-29.59 ± 0.47	-26.2 ± 1.7	-29.73 ± 0.34
M_1/α (V/cm)	2.99 ± 0.06	2.57 ± 0.16	3.03 ± 0.05
M_1^{hf}/M_1	0.191 ± 0.004	$0.31 \pm 0.03^{(*)}$	0.180 ± 0.013

(*) The discrepancy in M_1^{hf}/M_1 between [33] and the other consistent results [20, 21], can probably be ascribed to the large size and complicated structure of the background present in the Zurich experiment.

only 4 oscillator strengths. (Two of them are deduced using the optical hook method calibrated by $6P_{3/2}$ lifetime measurements [29], the two others from 7S lifetime [30] and 7S Stark-shift [31] measurements). This method leads to the result^(*):

$$\alpha_{SE} = (-265 \pm 5) a_0^3 \quad (1.6)$$

where 1% uncertainty for the method has been added to the 1% experimental uncertainty.

In addition the ratio α/β can be directly measured fairly accurately from the hyperfine absorption profile monitored by fluorescence as indicated below and shown in fig. 2. Our result [32] which agrees with two other independent ones [33-34] gives :

$$\alpha/\beta = -9.90 \pm 0.10 \quad (1.7)$$

Combined with (1.6), this yields the semi-empirical value :

$$\beta_{SE} = (26.8 \pm 0.8) a_0^3 \quad (1.8)$$

Examination of table 3 allows to conclude that the largest discrepancy between experiment and semi-empirical theory does not exceed 5%. Table 3 also shows the comparison between experiment and theory for other parameters chosen to test the semi-empirical computation more thoroughly.

1.1.3. The transition matrix

The Interaction hamiltonian of the atom with a resonant laser field of complex polarization $\vec{\epsilon}$ and of propagation direction \hat{k} (a unit vector) is, in the dipole approximation :

$$\mathcal{H} \propto -\vec{d} \cdot \vec{\epsilon} - \frac{\vec{\mu}}{c} \cdot (\hat{k} \times \vec{\epsilon})$$

The transition amplitude between two hyperfine sublevels :

$$\langle 7S F' m_F' | -\vec{d} \cdot \vec{\epsilon} - \frac{\vec{\mu}}{c} \cdot (\hat{k} \times \vec{\epsilon}) | 6S F m_F \rangle = T_{F' m_F', F m_F} \quad (1.9)$$

can be considered as the element of a matrix T , called transition matrix, operating only on spin variables. From eqs. (1.1), (1.2) and (1.5) it results that :

(*) In quoting polarizability values throughout we comply with the traditional definition $E = q/r^2$ for the electric field of a point charge q at distance r . Then $e/a_0^2 = 5.1423 \times 10^9$ V/cm.

$$T = \alpha \vec{E} \cdot \vec{\epsilon} \mathbb{1} + i\beta \vec{\sigma} \times \vec{E} \cdot \vec{\epsilon} - [M_1 + (F' - F) M_1^{hf}] \vec{\sigma} \times \hat{k} \cdot \vec{\epsilon} + i \text{Im} E_1^{PV} \vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon} . \quad (1.10)$$

The relative magnitudes of the parity-conserving terms, now known from several independent measurements, are summarized in table 4. In practical experimental conditions the induced electric dipole is dominant. The determination of $\text{Im} E_1^{PV}$ was the ultimate goal of the experiment. Within the standard electroweak model the theoretical predictions of table 2 allow to expect $2\text{Im} E_1^{PV}/M_1 \approx 10^{-4}$. All observable physical quantities involve squared matrix elements of T . They contain interference terms between the four dipoles associated with α , β , M_1' and E_1^{PV} . Terms linear in $\vec{\sigma}$ contribute to the electronic polarization in the final state, terms quadratic in $\vec{\sigma}$ contribute to both the population and the polarization of the final state. The complete computation of the electronic polarization of the 7S state in the most general configuration is necessary for a complete understanding of our PV experiment. Since the details may look rather tedious and are unnecessary to understand the philosophy of the experiment, we present the computation in appendix A. In the next section we analyse the results.

1.2. The atomic signals in zero magnetic field

As already said in the introduction the basic principle of our parity experiment consists in testing the symmetry properties of the 7S state under a mirror reflection. One simple way to perform such a reflection is to reverse the circular polarization of the incident light from right to left. Therefore this circular polarization ξ (also called photon helicity) plays hereafter an essential role. In the definition :

$$\xi = \text{Im} (\vec{\epsilon} \times \vec{\epsilon}^* \cdot \hat{k}) / |\vec{\epsilon}|^2 \quad (1.11)$$

its pseudoscalar nature is clearly apparent : ξ changes its sign whenever a mirror symmetry is performed on the experimental configuration.

A convenient way to probe the 7S excited state consists in monitoring the fluorescence light emitted in the $7S_{1/2} - 6P_{1/2}$ decay at 1.36μ (fig. 1). Since the hyperfine structure of the $7S_{1/2} - 6P_{1/2}$ line is not resolved, the intensity and polarization of the fluorescence light depend only on the population and electronic orientation of the 7S state. This will now be

considered in detail.

1.2.1. The upper state population and the "unpolarized fluorescence signal":

In the population of the upper state we expect to find essentially contributions associated with the squares of the matrix elements of each dipole : $\alpha^2 |\vec{E} \cdot \vec{\epsilon}|^2$ (for $\Delta F = 0$ transitions only), $\beta^2 |\vec{E} \times \vec{\epsilon}|^2$, $M_1'^2$ and $(\text{Im} E_1^{PV})^2$. This last term will be ignored later on since it is so minute. We also expect to find interference terms involving two spin-dependent amplitudes. For reasons connected with their relative phase (implied by time reversal invariance) there is only one such interference term :

$\xi M_1' \text{Im} E_1^{PV}$. Such a pseudoscalar contribution represents a parity-violating circular dichroism. In principle it could lead to experimental evidence of the PV interaction (as suggested earlier [3]). However this is not the effect which is searched for in the experiments discussed here. Furthermore our experimental conditions (beam multipass) tend to reduce its contribution considerably. So we ignore this term hereafter.

We measure the intensity of the $7S_{1/2}-6P_{1/2}$ fluorescence, proportional to the population of the $7S_{1/2}$ state. To recall that this intensity can be measured without any polarization analyzer, we call it the "unpolarized fluorescence signal" $\mathcal{I}_u^{\mathcal{P}}$. Its expression is given by (A.20) in appendix A :

$$\mathcal{I}_u^{\mathcal{P}} = n_F \left[\delta_{FF'} \alpha^2 |\vec{E} \cdot \vec{\epsilon}|^2 + h_{FF'} (\beta^2 |\vec{E} \times \vec{\epsilon}|^2 + M_1'^2 |\vec{\epsilon}|^2) \right] \quad (1.12)$$

with $\delta_{FF'} = 1$ if $F=F'$ and 0 if $F \neq F'$; the other nuclear-spin dependent coefficients are defined in eqs (A.8 and 5). Both Stark-induced contributions strongly depend on the relative orientation of the laser polarization with respect to the electric field \vec{E} . The favoured direction of \vec{E} labels the Stark-induced terms with a particular symmetry. This proves to be very useful to distinguish the atomic fluorescence from collisional or molecular effects, isotropic on the average. This results in the absence of background illustrated by fig.2. In this measurement the laser polarization $\vec{\epsilon}$ is linear and rotates at a fixed frequency. In the fluorescence intensity, terms proportional to $\alpha^2 |\vec{E} \cdot \vec{\epsilon}|^2$ and $\beta^2 |\vec{E} \times \vec{\epsilon}|^2$ become modulated. The amplitude of this modulation is plotted in fig.2 versus the laser frequency. Interpretation of the entire spectral profile presents no difficulty [32].

Background turns out to be absent at the level of 10^{-3} of the smaller lines. The intensity ratios of the 4 hfs components are consistent with the predictions (1.12), and lead to the determination of $(\alpha/\beta)^2$ quoted above (eq. 1.7). In addition the possibility of accurately checking the absence of background is important for the parity experiment since this property extends to any physical quantity which depends on the electric field in such a way that its average vanishes when the field is distributed isotropically (like the effective field in a collisional or molecular process).

On the contrary, all directions of $\vec{\epsilon}$ play the same role for the $M_1'^2$ term. Consequently it is delicate in zero electric field to extract the atomic resonances from the background, when the detected physical quantity is \mathcal{F}_U [33]. The background originates partly in collision-induced absorption and partly in a complex molecular spectrum of loosely bound Cs_2 dimers. Our parity experiment avoids this difficulty by performing the experiment in an electric field and modulating the direction of the exciting light polarization. The background and the $M_1'^2$ terms staying both unmodulated do not affect directly the detected signals. Yet they have been included in the very detailed analysis of systematic effects (see Part II).

1.2.2. The upper state polarization and the "polarized fluorescence signal":

There is a simple relation between the electronic polarization $\vec{P} = (2/\hbar) \langle \vec{S} \rangle$ in the 7S state and the helicity of the fluorescence light emitted in any direction \hat{k}_f : the helicity is equal to the projection $\vec{P} \cdot \hat{k}_f$ on the considered direction. In our experiment the fluorescence light is passed through a polarization analyzer of modulated helicity ϵ_f . The transmitted intensity contains a modulation:

$$\mathcal{F}_P^2 = \epsilon_f \cdot (\vec{P} \cdot \hat{k}_f) \mathcal{F}_U \quad , \quad (1.13)$$

hereafter called the "polarized fluorescence signal".

We expect various contributions to the electronic polarization of the excited state and thereby also to \mathcal{F}_P . They can originate in interference between the spin-independent amplitude $\propto \vec{E} \cdot \vec{\epsilon}$ and the various spin-dependent ones associated with M_1' , β and E_1^{PV} respectively. But they can also arise from interference between two spin-dependent amplitudes: $\beta E - M_1'$, $\beta E - \beta E$, $M_1' - M_1'$, etc... The complete expression of \mathcal{F}_P , obtained in appendix A (eqs. A. 15 to 19) is:

$$\mathcal{J}_p^e = \mathcal{J}_p^{PV} + \mathcal{J}_p^{(2)} + \mathcal{J}_p^{(1)} + \mathcal{J}_p^{(0)} \quad (1.14)$$

with :

$$\mathcal{J}_p^{PV} = \int_u \vec{P}^{PV} \cdot \xi_f \hat{k}_f \propto \text{Im} E_1^{PV} (\delta_{FF'} \alpha + g_{FF'} \beta) \vec{E} \times \xi \hat{k} \cdot \xi_f \hat{k}_f \quad (1.15)$$

$$\mathcal{J}_p^{(2)} = \int_u \vec{P}^{(2)} \cdot \xi_f \hat{k}_f \propto [-\delta_{FF'} \alpha \beta E^2 \xi \hat{k} + (\delta_{FF'} \alpha + g_{FF'} \beta) (\vec{E} \cdot \xi \hat{k}) \beta \vec{E}] \cdot \xi_f \hat{k}_f \quad (1.16)$$

$$\mathcal{J}_p^{(1)} = \int_u \vec{P}^{(1)} \cdot \xi_f \hat{k}_f \propto M_1' 2 \text{Re} [\delta_{FF'} \alpha (\hat{\epsilon} \cdot \vec{E}) (\hat{\epsilon} \times \hat{k}) + g_{FF'} \beta (\hat{k} \times \hat{\epsilon} \cdot \vec{E}) \hat{\epsilon}^*] \cdot \xi_f \hat{k}_f \quad (1.17)$$

$$\mathcal{J}_p^{(0)} = \int_u \vec{P}^{(0)} \cdot \xi_f \hat{k}_f \propto g_{FF'} M_1'^2 \xi \hat{k} \cdot \xi_f \hat{k}_f \quad (1.18)$$

up to a common normalization factor. Here $g_{FF'} = g_F$ if $F=F'$, and $1-g_{F'}$ if $F \neq F'$, with $g_{F'} = 2(F'-1)/(2I'+1)$; $\hat{\epsilon} = \vec{\epsilon}/|\vec{\epsilon}|$ is the unit polarization vector.

Eqs. (1.13 - 18) imply for the electronic polarization a decomposition:

$$\vec{P} = \vec{P}^{PV} + \vec{P}^{(2)} + \vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{(0)}$$

in four contributions, whose physical interpretation is now examined.

(i) \vec{P}^{PV} (eq. 1.15) is the parity-violating component. It is created in the direction $\vec{E} \times \xi \hat{k}$ by interference between the PV amplitude $\text{Im} E_1^{PV}$ and the Stark-induced amplitudes αE and or βE (depending on whether $\Delta F = 0$ or ± 1), when the helicity ξ of the laser polarization is non zero. The corresponding fluorescence signal $\mathcal{J}_p^{PV} \propto \vec{E} \times \xi \hat{k} \cdot \xi_f \hat{k}_f$ is a pseudoscalar, which clearly manifests a parity violation. It has a specific behaviour (it is odd) under reversal of each experimental parameter ξ , \hat{k} , \vec{E} , ξ_f or \hat{k}_f . \mathcal{J}_p^{PV} is the searched for (and observed) parity violation signal. On the contrary, the three last terms in \mathcal{J}_p^e are scalar, associated with the PC components of the electronic polarization, $\vec{P}^{(2)}$, $\vec{P}^{(1)}$ and $\vec{P}^{(0)}$.

(ii) Component $\vec{P}^{(0)}$ does not originate in an interference but in direct excitation of the M_1' amplitude. It is created along the angular momentum $\xi \hat{k}$ of the incident photons, and is thus orthogonal to \vec{P}^{PV} . In addition it is unchanged when \vec{E} is reversed. So it differs from \vec{P}^{PV} by two features (one orthogonality and one reversal). At the field values of the measurements the ratio $PPV/P^{(0)}$ is :

$$\sim \alpha E \text{Im}_1^{PV} / g_{F'} M_1'^2 \approx 1.3 \times 10^{-2}, \quad \text{in Exp 1 (E = 100 V/cm),}$$

$$\sim \beta E \text{Im}_1^{PV} / M_1'^2 \approx 1.5 \times 10^{-2}, \quad \text{in Exp 2 (E = 600 V/cm).}$$

Note that a suitable choice of the geometry ($\hat{k}_f \perp \hat{k}$) can considerably enhance $\mathcal{P}^{PV} / \mathcal{P}^{(0)}$ with respect to $PPV/P^{(0)}$.

(III) Component $\vec{P}^{(2)}$ also involves the angular momentum $\xi \hat{k}$ of the incident photon. Being created in the (\vec{E}, \hat{k}) plane, it is thus orthogonal to \vec{P}^{PV} . It originates in interference between two Stark-induced amplitudes ($\alpha E \cdot \beta E$ and/or $\beta E \cdot \beta E$, depending on whether $\Delta F=0$ or ± 1) and therefore it is not reversed under reversal of \vec{E} . Thus, just like $\vec{P}^{(0)}$, $\vec{P}^{(2)}$ differs from \vec{P}^{PV} by also two features. Let us note two contributions in $\vec{P}^{(2)}$: the first one, along the beam, is present only in $\Delta F=0$ hfs components; the second one, along \vec{E} , is present in all hfs components but vanishes when the Stark field is normal to the laser beam ($\vec{E} \cdot \hat{k} = 0$). In $\Delta F = 0$ transitions the ratio $PPV/P^{(2)}$ is typically given by:

$$\text{Im} E_1^{PV} / \beta E \sim 1.5 \times 10^{-5}, \quad \text{for } E = 100 \text{ V/cm.}$$

Again a suitable choice of the geometry (\hat{k}_f normal to the \vec{E}, \hat{k} plane) can considerably enhance $\mathcal{P}^{PV} / \mathcal{P}^{(2)}$ with respect to $PPV/P^{(2)}$.

(IV) The last component $\vec{P}^{(1)}$ originates in interference of the magnetic and Stark-induced electric dipoles. Therefore it is odd under reversal of \vec{E} , just like \vec{P}^{PV} . But a first essential feature is that $\vec{P}^{(1)}$ does not involve the incident helicity ξ , contrary to \vec{P}^{PV} , $\vec{P}^{(2)}$ and $\vec{P}^{(0)}$. Instead $\vec{P}^{(1)}$ depends on the total intensity and on the linear polarization embodied in $\text{Re}[(\vec{\epsilon} \cdot \vec{E}) (\vec{\epsilon} \times \hat{k})]$ or $\text{Re}[(\hat{k} \times \vec{\epsilon} \cdot \vec{E}) \vec{\epsilon}^*]$. The latter dependence is anisotropic, and favors the direction of the projection of \vec{E} on a plane normal to \hat{k} . A second important feature of $\vec{P}^{(1)}$ is that it reverses when the propagation direction \hat{k} is reversed without any change in $\vec{\epsilon}$. Such a reversal can be realized by normal reflexion on a mirror and conserves the longitudinal angular momentum $\xi \hat{k}$. Thus in contradistinction to $\vec{P}^{(1)}$, \vec{P}^{PV} (like $\vec{P}^{(0)}$ and $\vec{P}^{(2)}$) is conserved in this reversal. This provides a second criterium to discriminate \vec{P}^{PV} against $\vec{P}^{(1)}$. Finally the ratio $\mathcal{P}^{PV} / \mathcal{P}^{(1)}$ remains of the order of

$$P^{PV} / P^{(1)} \sim \text{Im} E_1^{PV} / M_1 \sim 0.5 \times 10^{-4}$$

whatever the respective orientations of \vec{E} , \hat{k} and \hat{k}_f . This result holds for any hfs component.

The characteristic features of each contribution to the fluorescence

signals are summarized in the upper half of table 5. Each of the three PC polarized fluorescence signals has been extensively studied in auxiliary experiments with various geometries, and along the 6S-7S hfs profile. The characteristic features have been copiously verified. In particular the absence of background in $\mathcal{F}_e^{(1)}$ and $\mathcal{F}_e^{(2)}$ has been observed : i) by exploring their spectral profile ; ii) by checking the proportionality to E of the ratio $\mathcal{F}_e^{(2)} / \mathcal{F}_e^{(1)}$ [19]. However we must here mention the existence of a small background affecting the E-independent signal $\mathcal{F}_e^{(0)}$. This background induced by collisions with the atoms of the buffer gas (helium) is independent of \vec{E} and associated with an electronic polarization directed along $\hat{\xi}\hat{k}$ (see remark at the end of App.A). Yet it can be distinguished from $\mathcal{F}_e^{(0)}$ through its non-resonant behaviour versus the laser frequency, as well as through its different Hanle effect (App.B). This small signal too has been studied in detail [21]. It turns out to play a very minor role in the complete analysis of the parity experiments (app.E, in Part II). Studies of $\vec{P}^{(1)}$ and of $\vec{P}^{(0)}$ in $E=0$, have yielded precise and independent measurements of M_1 and M_1^{hf} (eqs.(1.4)). $\vec{P}^{(2)}$, by far the largest component whenever $E \neq 0$, is very useful as a standard to calibrate the measurements of all other components and in particular of \vec{P}^{PV} (§ 1.3).

1.2.3 The Ideal configuration:

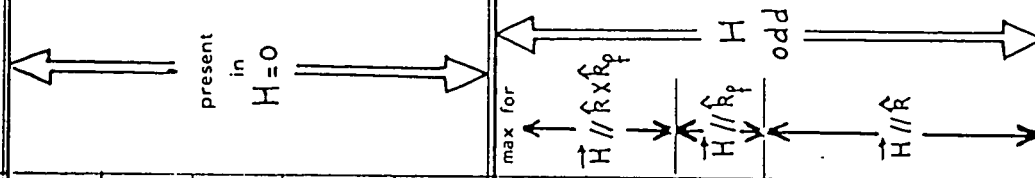
We are in a position to choose the geometry of the experiment. Ideally the configuration should maximize the PV signal and simultaneously cancel most of the PC signals. The best observation direction \hat{k}_f to maximize \vec{P}^{PV} is along \vec{P}^{PV} itself, i.e. transverse to both the beam and the electric field. This direction has the additional advantage of cancelling the fluorescence signals $\mathcal{F}_e^{(0)}$ and $\mathcal{F}_e^{(2)}$ (eqs. 1.18 and 1.16 with $\vec{E} \cdot \hat{k}_f = \hat{k} \cdot \hat{k}_f = 0$).

Concerning now the choice of the incident polarization $\vec{\epsilon}$, maximizing the PV signal requires either right or left circular polarization ($\xi = \pm 1$). The corresponding configuration is schematized on fig.3a for a given beam propagation direction. Fig.3b shows the image configuration, obtained by reflecting a) in a mirror normal to the laser beam. In our experiment a) and b) constitute the pair of mirror-image configurations on which any parity-violation experiment is based (cf. Introduction). In both a) and b) the components $\vec{P}^{(0)}$ and $\vec{P}^{(2)}$, created along the beam, are unobserved.

Table 5 : The fluorescence signals and their characteristics in a general geometrical configuration.

fluorescence signals	interference	complete signature	incident polarization involved	geometrical factor	Behaviour under reversals \vec{E} ξ $\xi \hat{R}$ S_p		
\mathcal{F}^{PV}	$\text{Im} E_1^M \propto E$	$\vec{E} \times \hat{R} \cdot \xi \hat{R}_p$	circ.	$\vec{E} \times \hat{R} \cdot \hat{R}_p$	-	+	
	$\text{Im} E_1^M / \beta E$				-		
$\mathcal{F}^{(0)}$	M_1^2	$\xi \hat{R} \cdot \xi \hat{R}_p$	circ.	$\hat{R} \cdot \hat{R}_p$	+	-	+
$\mathcal{F}^{(2)}$	$\propto \beta E^2$	$\xi \hat{R} \cdot \xi \hat{R}_p$ $(\vec{E} \cdot \xi \hat{R})(\vec{E} \cdot \xi \hat{R}_p)$	circ.	$\hat{R} \cdot \hat{R}_p$ $(\vec{E} \cdot \hat{R})(\vec{E} \cdot \hat{R}_p)$	+	-	+
	$\beta^2 E^2$				-		
$\mathcal{F}^{(1)}$	$M_1' \propto E$	$\text{Re} \{ \vec{E} \cdot \vec{E} (\vec{E} \times \hat{R} \cdot \xi \hat{R}_p) \}$	lin.	$\vec{E} \times \hat{R} \cdot \hat{R}_p$ $\{ \hat{E}_\perp \cdot \hat{R}_p \}^{(*)}$	+	-	+
	$M_1' / \beta E$				-		
\mathcal{F}_u	$\alpha^2 E^2$	$ \vec{E} \cdot \vec{E} ^2$ $ \vec{E} \times \vec{E} ^2$	lin.		+	+	+
	$\beta^2 E^2$				+		
Hanle effect $\mathcal{F}^{(2)}(H_0) + \mathcal{F}^{(0)}(H_0)$	$\propto \beta E^2$	$\vec{H} \times \xi \hat{R} \cdot \xi \hat{R}_p$	circ.	$\vec{H} \times \hat{R} \cdot \hat{R}_p$	+	-	+
	M_1^2				-		
\mathcal{F}_{hf}^X	$\alpha \beta E^2$	$\text{Re} \{ \vec{E} \cdot \vec{E} (\vec{E} \times \vec{E}) \times \vec{H} \cdot \xi \hat{R}_p \}$	lin.	$\vec{H} \times \hat{R} \cdot \hat{R}_p$	+	+	+
	$\alpha^2 E^2$				-		
\mathcal{F}_{hf}	$\beta^2 E^2$	$ \vec{E} \cdot \vec{E} ^2$ $ \vec{E} \times \vec{E} ^2$	lin.	$\vec{H} \cdot \hat{R}_p$	+	+	+
	$\alpha \beta E^2$				-		
$\mathcal{F}_{v,hf}$	$\alpha \beta E^2$	$\vec{H} \cdot \xi \hat{R}$	circ.	$\vec{H} \cdot \hat{R}_p$	+	-	+
	$\alpha^2 E^2$				+		
$\mathcal{F}_{hf}^{(1)}$	$M_1' \propto E$	$\vec{H} \cdot \hat{R} (\vec{E} \times \xi \hat{R} \cdot \xi \hat{R}_p)$	circ.	$\vec{H} \cdot \hat{R} (\vec{E} \times \hat{R} \cdot \hat{R}_p)$	-	-	-
	$M_1' / \beta E$				-		
Hanle effect $\mathcal{F}^{(2)}(H_k)$	$\alpha \beta E^2$	$(\vec{H} \times \vec{E} \cdot \xi \hat{R}_p) \vec{E} \cdot \xi \hat{R}$	circ.	$(\vec{H} \cdot \vec{E} \times \hat{R}_p) \vec{E} \cdot \hat{R}$	+	-	+
	$\beta^2 E^2$				-		

(*) \hat{E}_\perp represents a unit vector along the \vec{E} component normal to \hat{k} .



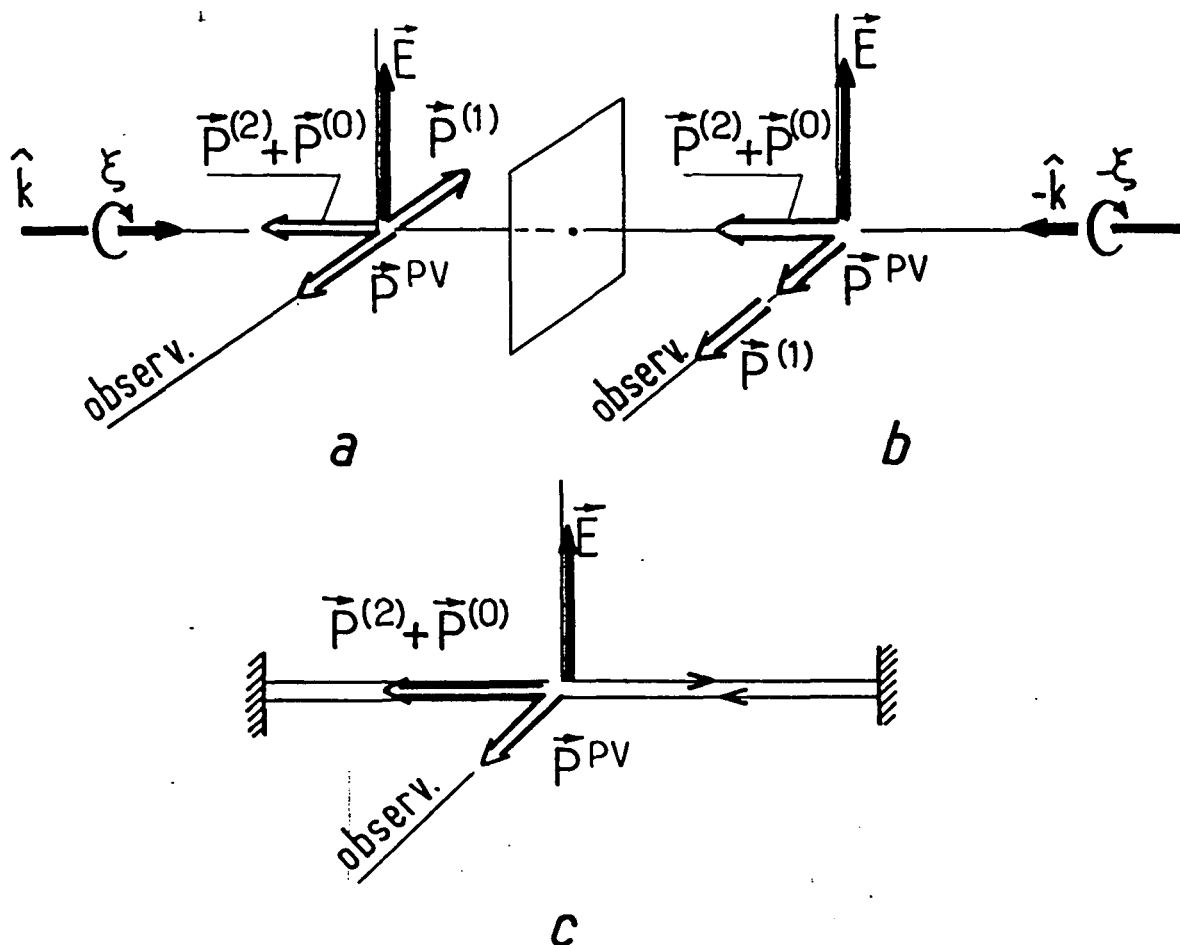


Figure 3 : Building the Ideal experimental configuration :
 a) and b) : pairs of handed configurations, Image of one another in a mirror normal to the laser beam ;
 c) : the Ideal configuration, obtained by superposition of a) and b) .

What is observed is the PV component \vec{P}^{PV} to which $\vec{P}^{(1)}$ adds in one case and subtracts in the other case. The polarized fluorescence signal detected in either configuration reduces to :

$$\mathcal{I}_P^{\vec{e}} = \pm \mathcal{I}^{(1)} + \mathcal{I}^{PV} \propto (\delta_{FF,\alpha} + g_{FF,\beta}) E (\pm M'_1 + \xi \text{Im} E_1^{PV}) \xi_f$$

Using two counterpropagating beams the two configurations can be superimposed (fig. 3c). The component $\vec{P}^{(1)}$ then cancels out, and the only electronic polarization remaining in the detection direction is the PV component \vec{P}^{PV} . Moreover, while $\mathcal{I}^{(1)}$ vanishes identically, \mathcal{I}^{PV} is doubled. The polarized fluorescence signal now detected is :

$$\mathcal{I}_P^{\vec{e}} = 2 \mathcal{I}^{PV} \propto 2(\delta_{FF,\alpha} + g_{FF,\beta}) E \text{Im} E_1^{PV} \xi \xi_f .$$

The first major advantage of the ideal configuration c) is that the PV signal is in principle detected in total absence of any other polarized fluorescence signal. This can be rediscovered from simple symmetry considerations. Configuration (c) possesses a symmetry plane, and the direction of observation lies in this plane. Consequently, any observed polarization has to behave like a vector instead of an axial, thus manifesting parity violation. One may also note the invariance of the ideal configuration under still another transformation : a rotation of π around \vec{E} followed by time reversal. This implies that a component of \vec{P} along \vec{E} vanishes identically.

Of course, in practice the real configurations can never exactly coincide with the ideal one. As a result the PC fluorescence signals do not exactly cancel out. However the PV signal in the real configuration still possesses three characteristic features (apparent in eq. 1.15) : it is odd under reversal of \vec{E} , ξ or ξ_f . We have seen in the previous section that each PC signal differs from the PV signal by at least two criteria involving either the geometry of the experiment or these reversals (table 5). Therefore, by reversing in succession the three mentioned parameters and keeping, after each reversal, the odd part of the detected fluorescence signal, we expect the contribution from residual PC effects to be, in the worst case, only second-order small.

A second advantage of the double-pass configuration is that the signal is doubled. In practice the enhancement can be made considerable (about

2 orders of magnitude) by the use of multiple (~ 70) forward-backward passages of the beam. Let us stress that the use of this very advantageous multipass configuration is possible only because we look for an interference $E_1^{PV} E_1^{Ind}$ involving an amplitude E_1^{Ind} induced by the electric field. On the contrary $M_1 E_1^{PV}$ interference effects (just as $M_1 E_1^{Ind}$ effects) are odd under reversal of the laser beam direction and cancel out in the multipass. Enhancing them instead of cancelling them, would require a ring cavity in which the light wave propagates always in the same direction.

Yet in choosing pure circular polarization we cannot discriminate Stark-induced signals involving the incident linear polarization such as \int_U^2 from the d.c. background. To palliate this, in the real experiment the polarization of the incident beam is not reversed from right to left circular, but modulated (sec.2) in a way which conserves the total polarization degree. So when the circular polarization goes through zero the linear polarization is maximum — in a direction that is modulated too. Thus at the expense of a minor reduction in the rms amplitude of the PV signal we succeed in solving the background problem. Simultaneously to the PV signal we obtain many other atomic signals. They turn out to be wealthy in information about experimental imperfections, potential sources of systematics (see Part II).

1.3. Atomic signals in non-zero magnetic field :

The PV experiment is supposed to be performed in zero magnetic field. However the effects of a magnetic field on the atomic signal have to be understood for at least two reasons :

- (i) stray magnetic fields may simulate the PV effect ;
- (ii) controlled magnetic fields provide new configurations in which new atomic signals appear. These signals have proved useful for calibrating the PV signal and as atomic probes of experimental imperfections. (Part II). Refs.[^{37, 38}] give a detailed analysis of the new effects arising from M_1' -Stark or Stark-Stark interference in a magnetic field of arbitrary direction. In the PV experiment two classes of effects are involved : hyperfine mixing, and Hanle effect. The lifting of level degeneracy by the magnetic field plays no role in practice. (For rigorous expressions see app. B).

1.3.1. Hypertfine mixing effects:

By hf mixing new terms are created in both the population and the spin polarization of the 7S state. Their relative size is larger in $\Delta F = \pm 1$ components than in $\Delta F = 0$ ones by a factor $\alpha/\beta \approx 10$: the reason is that the scalar amplitude αE becomes allowed in the $\Delta F = \pm 1$ case by hf mixing while it is strictly forbidden by angular momentum conservation when $H=0$. Therefore these effects played a more important role in the $\Delta F = 1$ case (Exp 2).

In view of the symmetry of the Stark-induced and M_1' dipoles, the direction of the magnetic field with respect to the beam direction, as well as the incident polarization, are important.

(i) New ξ -dependent terms appear in both the unpolarized and polarized fluorescence signals when \vec{H} has a component along the beam. Up to a nuclear-spin dependent factor given in app. B, their respective expressions are :

$$\mathcal{I}_{u,hf}^{\xi} \propto \alpha \beta E^2 (\mu_B \vec{H} \cdot \hat{\xi} k / \hbar \omega_{hf}) \quad (1.19)$$

$$\mathcal{I}_{hf}^{\xi(\perp)} \propto M_1' \alpha \vec{E} \times \hat{\xi} k \cdot \hat{\xi} k_F (\mu_B \vec{H} \cdot \hat{k} / \hbar \omega_{hf}^*) \quad (1.20)$$

Here ω_{hf} and ω_{hf}^* are functions of the hf splittings of the 6S and 7S states. For $H \sim 1G$ both factors in parentheses are $\sim 10^{-3}$. The first signal describes a circular dichroism (CD). It implies that the Cs vapor does no longer act as a pure linear analyzer of the beam polarization, as it does when $H=0$. (\mathcal{I}_u^{ξ} (eq. 1.12) is in that case independent of ξ). We must be aware of this when we make use of \mathcal{I}_u^{ξ} to probe the beam polarization imperfections (Part II). This atomic CD can be distinguished from stray CD or birefringence in the optics by comparing different hfs lines : the atomic CD signals have opposite signs for $F'=3$ and $F'=4$ (eq. (B.8)). On the other hand, in a large known magnetic field, this ξ -dependent signal provides a convenient method to test imperfections in the incident helicity. This was used during Exp 2 performed on the 3 \rightarrow 4 component where the CD is particularly large (Part II).

The second new effect (1.20) arises from $M_1' \alpha E$ interference (or $M_1' \beta E$ interference : see eqs. B.9-10). It has all the characteristic features of the PV signal \mathcal{I}_i^{PV} (eq. 1.15) except its behaviour under reversal of the

propagation direction \hat{k} : $\int_{hf}^{(1)}$ is odd while \int_{hf}^{PV} is even. It is thus suppressed in the multipass (just like $\int_{hf}^{(1)}$). The magnitude of the ratio $\int_{hf}^{PV} / \int_{hf}^{(1)}$ is :

$$\sim (\hbar\omega_{hf}^* / \mu_B H) (\text{Im}E_1^{PV} / M_1) \sim 10^{-1} / H_{\text{Gauss}} \quad \text{if } \Delta F = 0 \quad ,$$

$$\sim (\hbar\omega_{hf}^* / \mu_B H) (\text{Im}E_1^{PV} / M_1) (\beta/\alpha) \sim 10^{-2} / H_{\text{Gauss}} \quad \text{if } \Delta F = \pm 1 \quad ,$$

for a single pass of the laser beam, and typically 2 or 3 orders of magnitude larger in the multipass configuration.

(ii) Hf mixing induces also new ξ -independent terms in the polarized fluorescence signal (eqs. B.4 to 7). They are even under reversal of \vec{E} . These characteristics, together with their weak magnitude in the compensated earth field, make them harmless as regards systematic effects in PV measurements. On the other hand their well defined signature and their size in a large known magnetic field make them interesting as reliable standards to calibrate the PV measurements. We discuss this point below.

1.3.2 Hanle effect(s) and calibration of the electronic polarizations:

In a magnetic field the second type of effect important here is the Hanle effect, which changes the direction of the stationary polarization. Possible Hanle effect in stray magnetic fields is included in our model of systematics (Part II). On the other hand, by simply applying a field without any other change of the set-up, new polarized fluorescence signals can be detected.

(i) For example when \vec{H} is along $\hat{k} \times \hat{k}_f$, the $\vec{P}^{(z)}$ component created along \hat{k} gives a known H-odd signal (cf app.B, eq.(B.13)). Since it is large in $\Delta F = 0$ components we use it as a standard to calibrate \int_{hf}^{PV} . The calibration signal is then detected using the same optics and the same electronics as the PV signal (§ 2.10). Besides, noting that the relevant dimensionless function of H has a flat maximum (cf.app.B, eq.(B.11)), one sees that the procedure does not even require the knowledge of the absolute magnitude of the magnetic field .

Yet since $\vec{P}^{(z)}$ is created in a direction normal to \vec{P}^{PV} , for the calibration method to be valid, the relaxation has to be isotropic in our

geometrical configuration (despite the favoured directions of the electric field and of the laser beam, which selects atoms of zero velocity-component along \hat{k}). Several tests have been performed to check this isotropy [30]. But the most interesting of these tests does more : It checks the calibration method, in a direct manner, irrespective of any relaxation model. This test makes use of the spin polarization \vec{P}_{hf} induced along $\hat{k}_f // \vec{P}^{PV}$ by hf mixing in a known magnetic field $\vec{H} // \hat{k}_f$. The value of \vec{P}_{hf} is accurately predicted in a $\Delta F = 0$ component (eq. B.4). The experimental value obtained by measuring \vec{P}_{hf} and calibrating it with $\vec{P}^{(2)}$ as described above, is in good agreement with the prediction. Although \vec{P}_{hf} could have been chosen in place of $\vec{P}^{(2)}$ to calibrate the parity experiment, $\vec{P}^{(2)}$ appeared more judicious for several reasons : i) It is larger by one order of magnitude for realistic field values ; ii) It is independent of the calibration of the field \vec{H} ; iii) It has the same dependence on the incident light polarization as \vec{P}^{PV} .

(ii) A second interesting configuration is obtained with \vec{H} along \hat{k} . It allows detection of the second component of $\vec{P}^{(2)}$ created along \vec{E} when $\vec{E} \cdot \hat{k}$ is non zero (eq. 1.16 and B.13). This configuration thus proves useful for controlling imperfections of the direction of \vec{E} (Part II). In each configuration including a magnetic field, both hf mixing and Hanle effect are simultaneously present. Great care must be exercised to interpret the rich variety of new signals. However, as evidenced in table 5, each signal has a definite dependence on the experimental parameters (\vec{E}, \vec{H} , circular or linear polarization of the incident light). In addition each signal undergoes definite sign and size changes when passing from one hfs component to another.

2. The experimental method and the apparatus

In this section we describe the apparatus used to measure the PV amplitude, and the operating conditions.

The apparatus is schematized in fig. 4. The cw laser beam passes through a polarization modulator, then performs in the cesium cell a multipass through the vapor. The polarization modulator and the multipass cell with internal mirrors both play an essential role in the experiment since

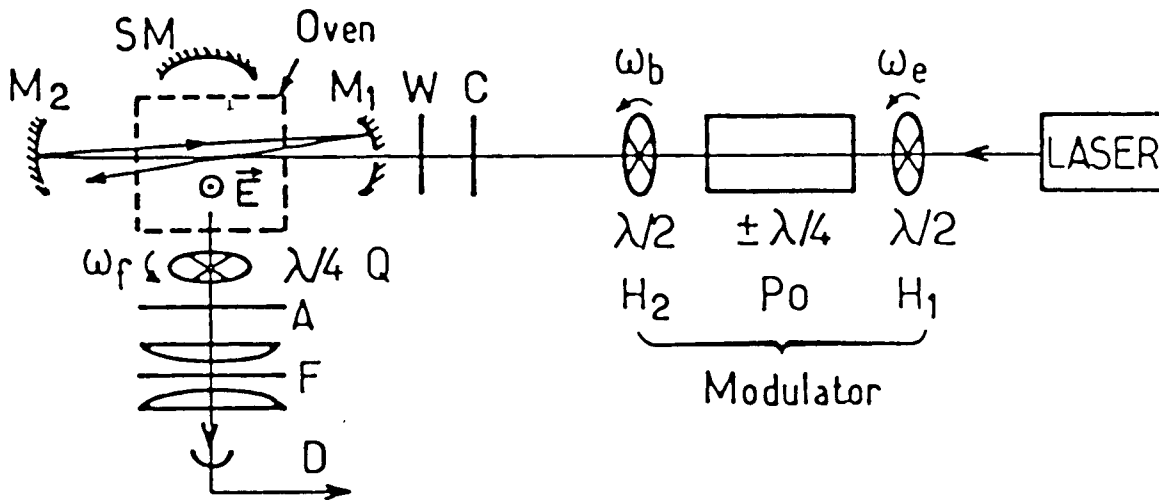


Figure 4 : Apparatus. H_1, H_2 : rotating half-wave plates.
 P_0 : Pockels cell. C: birefringence compensator.
W: entrance window. M_1, M_2 : multipass mirrors.
SM: spherical mirror. Q: rotating quarter-wave plate.
A: Polaroid analyzer. F: interference filter. D: detector.

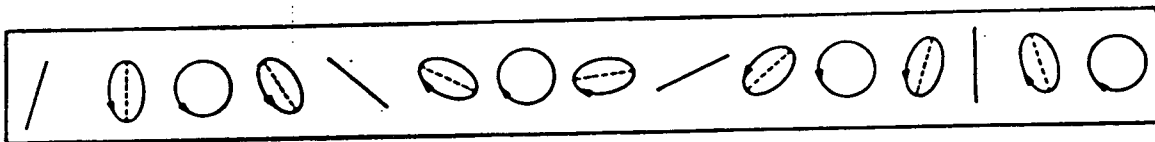


Figure 5 : The beam polarization at the output of the polarization modulator, represented at equal time intervals ($t=\pi/4\omega_e$).

they perform the reversals of ξ and \hat{k} . These two key-elements have been designed and developed especially for this experiment. The polarization of the fluorescence light is analyzed by a modulated circular analyzer. The detection optics aims at high spectral selectivity and clean polarization analysis without excessive loss in collection efficiency. A detector of very low intrinsic noise has been selected. The modulations in the photocurrent are analyzed at various combinations of the frequencies characteristic of the incident and detected polarizations, and the amplitudes are integrated. Various electric and magnetic field configurations can be arranged. During data acquisition a programmable calculator (HP 9825) assigns and controls all important parameters of the experiment.

Hereafter we review all important elements. In designing them we have paid considerable attention to reduce all potential sources of systematics. Our main goal was to reduce each possible systematic effect below a few percent of the expected PV asymmetry, so as to avoid the need for corrections. A second major concern was to minimize the noise and to increase the statistics. About the end of this section we discuss the important problem of signal/noise optimization which strongly influences the final choice of operating conditions.

2.1. The laser source:

The tunable ring laser (Spectra Physics 380) is pumped by the 5145 Å line of a cw Ar⁺ laser. The dye (Rhodamine 110 dissolved in ethylen glycol with pH= 7^(*)) is cooled to about 12°C. Steady output power of 500-600 mW is thus obtained in continuous single-mode operation for about 70 hours without changing the dye, but progressively increasing the pump power from 4 to 8 watts. We have observed that the need for frequent cavity readjustments mainly originates in dust deposition on the optics. We prevent

(*) The normally acidic pH of the dye-glycol solution is increased to ≈ 7 by adding to 1.2ℓ of the usual solution, 4cc of a water solution containing 180g/l of K₂CO₃. We are indebted to Michael Dulick for indicating pH influence for Rhodamine 110 at 540nm.

this by continuously blowing into the cavity a gentle current of air passed through active carbon, then through pores of 0.25μ diameter.

Frequency stabilization involves locking the intracavity etalon to the laser mode, in turn locked (through a galvoplate) to an external Fabry-Perot cavity tuned by air pressure to the atomic line. Typical jitter of a few MHz in the 0-1 kHz frequency band results in negligible noise in signal amplitude since the frequency is tuned to the peak of a broad line (Doppler FWHM ~ 750 MHz). Every time the correction voltage in either servo-loop drifts beyond some threshold, an auxiliary correction voltage is readjusted so as to zero the error signal ("automatic recentering" [39]). In case of a sudden perturbation (e.g. a bubble in the jet), a "blanking" system shorts the integrator's capacitor in the galvo-loop until the error signal comes back to a reasonable value. Correct centering, maintained so far by the automatic recentering, guarantees that the loop locks again on the same mode in most cases. A lock-in detection time constant of 1.5 sec is enough for the etalon loop not to become aware of anything. With this system, stable single-mode operation for 10 or 20 hours is commonplace. Unrecovered mode-hops are detected by the electronic "supervisor" which controls the locked status of most servo-loops. Data acquisition stops and manual readjustment of the laser is requested.

External intensity stabilization is ensured by a fast "light tap". This consists of a Pockels cell (Lasermetrics 3079 FW) driven by fast amplifiers (1 GHz bandwidth) and followed by a Glan prism (*). The rms amplitude of the fluctuations between 0 and 1 kHz is reduced by a factor 500-1000. The locked status of this loop too is controlled by the electronic supervisor. This loop is simultaneously used to apply a slight intensity modulation (typical depth 10^{-3}), generated by a second servo-loop, for fine compensation of a systematic effect (cf. §§ 2.3.5 and 2.4).

(*) We are grateful to A. Brillet for giving us the schemes of this stabilization.

2.2. The polarization modulator

Reversing the circular polarization is one of the means of interchanging the right and the left in the experimental configuration. The other parameters of the beam (intensity, linear polarization) should remain unchanged in this reversal. A change as small as 10^{-2} can be sufficient to generate a systematic effect of the size of the parity-violating effect. Four commercial modulators that we tried exhibited such imperfections at the level of several per cent. This led us to design a new system [40] where these imperfections are reduced to less than 10^{-4} .

2.2.1. Principle:

The polarization modulator (fig. 4) consists of a Pockels cell, operated at $\pm\lambda/4$ voltage, sandwiched between two $\lambda/2$ plates rotating at different frequencies hereafter noted $\omega_0/4$ (input plate) and $\omega_b/4$ (output plate). The incident beam is polarized linearly. The polarization at the output is the superposition of a circular polarization and of a linear polarization whose direction rotates at frequency ω_b . Both are amplitude modulated at frequency ω_0 but $\pi/2$ out of phase, so that the beam always remains fully polarized (see fig. 5). The beam intensity is not modulated.

A general representation of the beam polarization properties is given by the Stokes parameters :

$$\left\{ \begin{array}{l} u_0 = |\vec{\epsilon}_x|^2 + |\vec{\epsilon}_y|^2 , \\ u_1 = 2 \operatorname{Re}(\vec{\epsilon}_x^* \cdot \vec{\epsilon}_y) , \\ u_2 = 2 \operatorname{Im}(\vec{\epsilon}_x^* \cdot \vec{\epsilon}_y) , \\ u_3 = |\vec{\epsilon}_x|^2 - |\vec{\epsilon}_y|^2 , \end{array} \right. \quad (2.1)$$

where x and y are coordinate axes orthogonal to the propagation direction (z axis). The four Stokes parameters turn out to be the most directly measurable polarization parameters : u_0 is the "unpolarized intensity" of the beam, i. e. the intensity measured by receiving the beam on some detector, u_3 is the "xy-linearly polarized intensity", i. e. the difference between the intensities transmitted by a linear analyzer directed along x then along y .

In a similar way u_1 is the "bb'-linearly polarized intensity", where b and b' denote the bisectrices of the x and y axes ; finally u_2 is the "circularly polarized intensity". i.e. the difference between the intensities transmitted by a direct and an inverse circular analyzer.

At the output of the modulator each of these four parameters is labeled with a specific modulation. Normalizing $|\vec{\epsilon}|^2$ to unity and introducing the Pockels cell retardation δ , we obtain :

$$\left\{ \begin{array}{l} u_0 = 1, \\ u_1 = \frac{1+\cos\delta}{2} \cdot \sin(\omega_b - \omega_e)t - \frac{1-\cos\delta}{2} \cdot \sin(\omega_b + \omega_e)t, \\ u_2 = -\sin\delta \cdot \cos \omega_e t, \\ u_3 = \frac{1+\cos\delta}{2} \cos(\omega_b - \omega_e)t - \frac{1-\cos\delta}{2} \cos(\omega_b + \omega_e)t. \end{array} \right. \quad (2.2)$$

In principle the voltage on the Pockels cell is adjusted so that $|\delta| = \pi/2$.

Thus:

$$\left\{ \begin{array}{ll} u_0 = 1, & (a) \\ u_1 = \frac{1}{2} [\sin(\omega_b - \omega_e)t - \sin(\omega_b + \omega_e)t] , & (b) \\ u_2 = \eta' \cos \omega_e t, & \text{with } \eta' = -\sin \delta = \pm 1, \quad (c) \\ u_3 = \frac{1}{2} [\cos(\omega_b - \omega_e)t - \cos(\omega_b + \omega_e)t] & (d) \end{array} \right. \quad (2.3)$$

2.2.2. Experimental implications

We have verified experimentally that the amplitude of the modulation in principle specific of a given Stokes parameter u_k , but spuriously present in an other parameter $u_{l \neq k}$, actually remains very small. In particular, the amplitude of the spurious $\eta' \cos \omega_e t$ modulation in u_0 , u_1 or u_3 remains $< 10^{-4}$. Thus each modulation (including the behaviour under η' reversal) is to a high degree a specific signature of the corresponding u_k . The low values of the spurious cross-modulations originate in the double distinction established between any two Stokes parameters by the very design of the modulator [40]. As a result, spurious cross-modulations are second-order effects involving the product of two small imperfections (such as etalon effects in the rotating plates or in the Pockels cell ; transmission or retardation inhomogeneities in the rotating plates ; retardations not exactly half-wave ; ...).

In our experiment the axes of the Pockels cell are oriented at $\pm 45^\circ$ of the electric field \vec{E} applied on the atoms. (This orientation provides a convenient method to align the Pockels cell and to adjust its voltage for $181 = \pi/2$ using atomic signals ; § 2.2.3). We choose the y axis (involved in (2.1)) along \vec{E} . Then in the ideal configuration (Sec. 1, fig.3), x is along the detection direction (fig.6). The four Stokes parameters are then inserted in the expressions of the fluorescence signals (table 5). The photon helicity ξ involved in \mathcal{I}_y^{PV} , $\mathcal{I}_y^{(2)}$ and $\mathcal{I}_y^{(0)}$, is given by :

$$\xi = u_z/u_0 = \eta' \cos \omega_{et}. \quad (2.4)$$

The ξ -independent signals involve the three other Stokes parameters u_0 , u_1 , u_3 , according to :

$$\left. \begin{aligned} 2|\hat{E} \cdot \vec{\epsilon}|^2 &= u_0 - u_3 \\ 2|\hat{E} \times \vec{\epsilon}|^2 &= u_0 + u_3 \end{aligned} \right\} \quad (2.5a)$$

$$\left. \begin{aligned} 2 \operatorname{Re}[(\vec{\epsilon} \cdot \hat{E})(\vec{\epsilon}^* \times \hat{k})] &= (u_0 - u_3)\hat{x} - u_1\hat{y} \\ 2 \operatorname{Re}[(\hat{k} \times \vec{\epsilon} \cdot \hat{E})\vec{\epsilon}^*] &= (u_0 + u_3)\hat{x} + u_1\hat{y} \end{aligned} \right\} \quad (2.5b)$$

$$2 \operatorname{Re}[(\hat{E} \cdot \vec{\epsilon})(\hat{E} \times \vec{\epsilon}^*)] = -u_1\hat{z} \quad (2.5c)$$

(\hat{E} is a unit vector along \vec{E}).

2.2.3. Practical realization ; adjustments :

In practice the components of our modulator are a longitudinal-field Pockels cell (Lasermetrics 1057 FW) and two $3\lambda/2$ quartz plates. The plates are mounted in two rotors suspended and driven into rotation by compressed air ($(1/2\pi)(\omega_e/4) = 115.2$ Hz ; $(1/2\pi)(\omega_b/4) = 85.65$ Hz). To generate reference waveforms for the lock-in detectors, alternated black and white 45° sectors are painted on the rotors. Light from a small lamp, illuminating them through one leg of a V-shaped optical fiber, is scattered through the second leg to a photodiode. Pressure reducer-stabilizers (SEIEM Nullmatic 40-15) are used on the air inlets.

In the PV experiment the choice of the frequencies is not arbitrary (§ 2.9.2) and should be subsequently abided by. Therefore the rotation frequencies are stabilized (to ~ 1 part in 10^3) by repeated digital measurement and correction through a micromotor driving the pressure reducer.

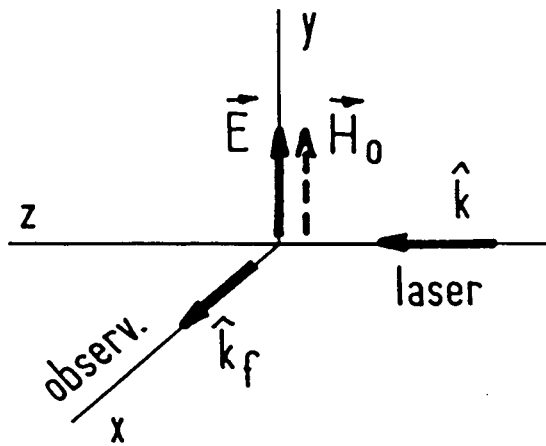


Figure 6 : Definition of the coordinate axes.

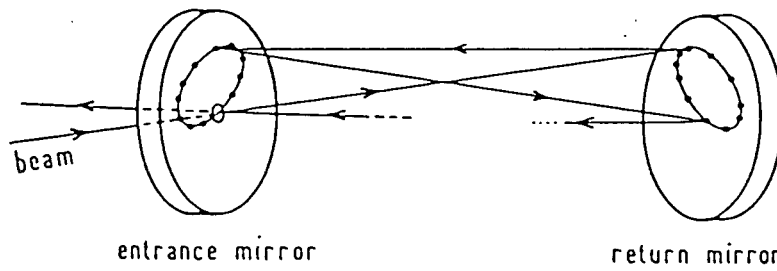


Figure 7 : The multipass. Not all passes are represented. For clarity the angles between passes (actually $\sim 1 \times 10^{-2}$ rad) are considerably exaggerated.

The Pockels cell incidence is initially aligned for zero retardation at zero voltage. Zero retardation is achieved when only one modulation frequency ($\omega_b - \omega_e$) is observed in the linearly polarized intensities u_1 or u_3 . (cf. Eqs. 2.2 with $\delta=0$), analyzed using a prism or via the atomic signal \mathcal{J}_u^e (eqs. 1.12i and 2.5a). During data acquisition we repeatedly check the conservation of the fluorescence intensity \mathcal{J}_u^e , i. e. of $|s|$ under reversal of the Pockels cell voltage. If necessary a small bias v is applied, i. e. the voltage is switched between $-V + v$ and $+V + v$. In practice v/V never exceeds 10^{-3} and the asymmetry in \mathcal{J}_u^e when δ is reversed remains below noise.

To adjust the voltage V for quarterwave retardation we remove the output $\lambda/2$ plate. The output polarization becomes $u_1 = \sin \omega_e t$; $u_2 = \sin \delta \cos \omega_e t$; $u_3 = \cos \delta \cos \omega_e t$. The atomic signal \mathcal{J}_u^e then exhibits (through u_3) a modulation at frequency ω_e , whose amplitude vanishes for $|s| = \pi/2$. Given the stability of the room temperature ($\Delta\theta < 0.5^\circ\text{C}$), thermal stabilization of the Pockels cell has not been necessary. To reverse the Pockels cell voltage, the order (+- or -+) of each new pair of signs is electronically drawn by lots.

2.3. The multipass cell with internal mirrors :

In § 1.2.3 we explained the interest of a beam multipass configuration (handedness reversal + signal amplification). The very low absorption of the highly forbidden line (2×10^{-7} per pass in realistic conditions) allows the multipass to be very effective provided no losses (i. e. no windows) are introduced between the mirrors. These must therefore be located inside the cesium cell.

2.3.1. Principle of a multipass cavity ^[41] :

The Cs vapor is placed between two spherical mirrors facing one another. The laser beam comes in through a small hole drilled at the center of one mirror, and bounces from one to the other mirror (fig. 7). For a discrete set of particular values of the mirror spacing, after some number of forward-backward passes, the beam comes back exactly to the entrance hole and escapes the cavity. (For other spacing values, one beam

Impact will overlap the entrance hole, causing the beam to be scattered or split in an uncontrolled way and making the multipass unusable). The direction of the emerging beam is symmetrical to that of the incident beam with respect to the cavity axis (line of the centers of curvature of the mirrors). The loci of the beam impacts on the mirrors are two ellipses (one on each mirror); their common size, shape and orientation can be chosen by adjusting the orientations of the mirrors and of the incident beam. The (always even) number of passes is chosen by adjusting the spacing.

In a first analysis the number $2N$ of passes and the reflectivity r of the mirrors determine the gain in fluorescence signal \mathcal{F}_U

$$G = 1 + r + \dots + r^{2N-1} = (1-r^{2N})/(1-r),$$

as well as the reduction factor for the signal $\mathcal{F}_P^{(\perp)}$, odd under reversal of the beam direction :

$$R = 1 - r + \dots - r^{2N-1} = (1-r^{2N})/(1+r) .$$

Consequently the polarization ratio $\mathcal{F}_P^{(\perp)}/\mathcal{F}_U$ associated with $P^{(\perp)}$ is reduced by a factor $(1-r)/(1+r)$ involving only the reflectivity. Yet to explain all our observations we must account for slight geometrical effects : since the passes do not exactly coincide, they are not detected with exactly the same efficiency. Typical values are $2N = 120 - 130$, $1-r = 1 \times 10^{-3}$. We observe a gain ~ 100 for \mathcal{F}_U . During Exp 1 the observed reduction factor for $P^{(\perp)}$ was ~ 180 ; during Exp 2, ~ 2000 . The laser mode is matched to the cavity by a lens. In order to reduce the height of the observation region (for more effective light collection, and also for reasons connected with stray birefringences ; § 2.3.5), we choose very flat ellipses (long axis $\approx 23\text{mm}$, horizontal; short axis $\approx 2\text{mm}$, vertical $\parallel \vec{E}$). A diaphragm ($\emptyset 1\text{mm}$) fixed 1m before the entrance hole ($\emptyset 1\text{mm}$) allows the beam position to be quickly restored (within 1 mrad) after readjustment of the laser cavity.

2.3.2. Design of the cell:

Cesium vapor at 200°C is fatal to multielectric mirrors. Our solution to this problem, explained in detail in ref. [42], is schematized on fig. 8. The cell basically consists of a long glass tube with a stainless steel assembly supporting one mirror at each end. The hot cesium vapor is

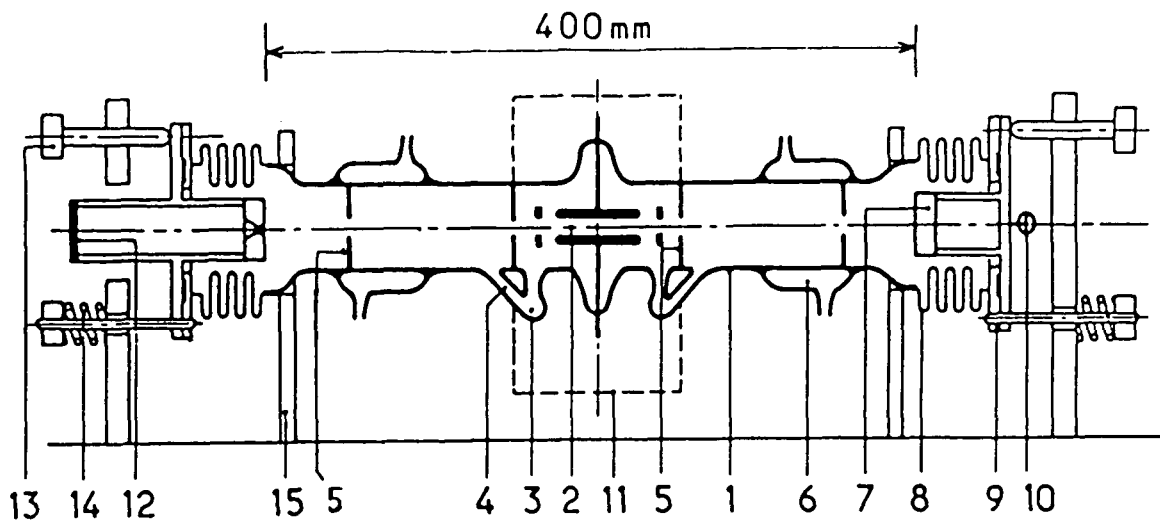


Figure 8 : Overall scheme of the multipass cesium cell (1: glass tube; 2: observation region with electric field plates; 3: cesium reservoirs; 4: return tubes; 5: diaphragms; 6: water coolings; 7: mirrors; 8: bellows; 9: flanges with copper rings; 10: repumping valve; 11: oven; 12: entrance window; 13: mirror adjustment screws; 14: Springs; 15: stand).

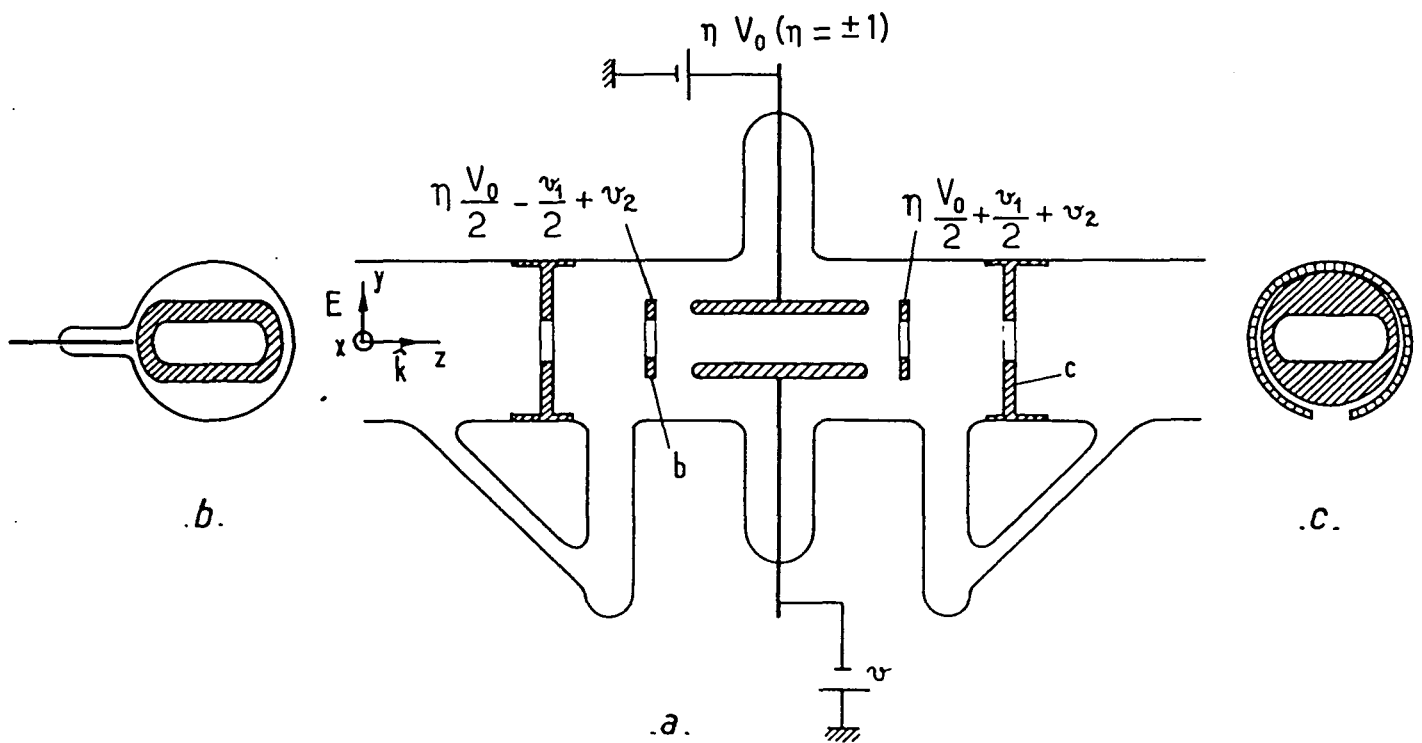


Figure 9 : a) Electrode and diaphragm configuration with potentials. (hatches : stainless steel ; black filling : tungsten rods ; other : 747 glass) ; b) auxiliary electrode ; c) diaphragm with spring collar.

confined in the center part, while the mirrors are in the cooled ends.

The center part includes the observation region, filled with Cs vapor at 185–200°C and provided with electrodes (§ 2.3.4), and the reservoirs of liquid cesium. A buffer gas (helium ; $p \sim 0.15 - 0.35$ torr) and diaphragms (cut so as to allow the beam multipass) limit the outward flux of Cs vapor (*). In the tepid region between the hot center and the water coolings (12°C), cesium escaped through the diaphragms condenses as liquid droplets, which end in streaming back by gravity to the reservoirs through narrow slant tubes. Cesium stuck in the solid state near the water coolings is recycled by melting with a hair-drier (typically every 70 hours of operation) while data acquisition is stopped. The cesium pressure is fairly stable, except very slow drifts between the saturation value and roughly two thirds of it. The mirrors turn out to be sufficiently protected to avoid loss of reflection for the duration of a complete run.

The mirror assemblies include bellows for adjustability. The mirror spacing is nearly equal to their curvature ($R = 400$ mm). All materials (747 glass ; 18/10 stainless steel ; tungsten rods with oxydeless feedthroughs for the electrode rods) are insensitive to cesium.

The empty cell is first outgassed by pumping at 300°C for several days. Then 15g of cesium are added and the mirrors and window are mounted under helium atmosphere (O_2 and H_2O concentration < 1 ppm) inside a glove-box.

2.3.3. Oven:

Because of the infrared detection wavelength (1.36μ) thermal radiation from the oven (at 200°C) cannot be neglected even though an interference filter is interposed. In designing the oven we have tried to : i) optimize thermal contact between the cell and the heating elements, so as to reduce the temperature and radiation of the latter; ii) reduce the absorptive power, i. e. the emissive power with respect to blackbody radiation.

(*) The second pair of diaphragms, placed inside the water coolings (fig.8), was added for Exp 2 performed at lower He pressure.

In our two-level oven, the lower compartment containing the Cs reserve is heated $\approx 15^\circ\text{C}$ less than the upper part containing the cell body, so as to protect the transparent wall of the cell from being dimmed by cesium condensation. Some insulation between top and bottom is obtained with quartz wool and aluminum foil. The two temperatures are stabilized independently. In the lower part, thermal contact between heaters and glassware is ensured by small shot; in the upper part, by a block of brass machined so as to fit the glass body of the cell, and wrapped in aluminum foil to reduce its absorptive power. The heaters are outside the field of view of the detector. The oven windows, 10 mm thick Infrasil discs, are antireflection coated. To avoid stray magnetic fields we heat with 2-conductor thermocoax.

2.3.4. Electrodes, diaphragms and potential map:

2.3.4.1. Electrode and diaphragm configuration :

Fig.9 shows the electrodes and diaphragms. The plane capacitor produces the dc field for the electro-weak interference. The ring-shaped auxiliary electrodes, in principle unused during PV measurements, are designed so as not to perturb the field inside the plane capacitor. They are used to produce a small field component along the cell axis for auxiliary measurements, or to compensate possible stray fields.

The main electrodes, 10mm apart, are thick rectangular plates ($33 \times 23 \times 3 \text{ mm}^3$) with edges cut to a half-circle profile. The auxiliary electrodes, 1mm thick and 48mm apart, are ring-shaped to allow the beam multipass. A flat spring collar soldered in one point surrounds each diaphragm and holds it in position. Except the tungsten rods, all parts are made of stainless steel and heated to 1000°C under hydrogen atmosphere before being assembled.

We have experienced that a laser spot on an electrode can start a discharge in conditions otherwise satisfactory. To protect the electrodes from stray (reflected or scattered) laser light is also an essential role of the diaphragms.

2.3.4.2. Voltages:

The voltage configuration during PV measurements is also shown in fig. 9. ηV_0 ($\eta = \pm 1$) is the periodically reversed high voltage (typical values 120V and 650V during Exp 1 and Exp 2 respectively). $v \ll V_0$ is a small correcting bias assigned by the program so that the unpolarized fluorescence signal $\mathcal{F}_U \propto E^2$ remains the same for both signs of the high voltage. The auxiliary electrodes should in principle be held at a common voltage close to $\eta V_0/2$. This minimizes the distortion of the field lines at their intersection with the symmetry plane (xy plane) which precisely contains the beam multipass, carefully centered at half-distance between the plates. In fact, a small voltage v_1 can be applied across the auxiliary electrodes to compensate a possible stray field along z ($< 40\text{mV/cm}$). In addition, because the auxiliary electrodes are in practice slightly asymmetric with respect to the yz plane, application of a (small) common unreversed voltage v_2 allows to compensate a stray field component along x ($< 25\text{mV/cm}$). Stray fields are measured using adequate atomic signals (Part II).

To avoid accidental correlations with linear or periodic drifts, in reversing η the order (+- or -+) of every new pair of signs is chosen at random. To avoid causal correlations, the voltage is reversed by use of two relays in series : one is reversed in a fixed +- order while the other is reversed following the random sign pair method.

An axial electric field proves useful to control imperfections of the main field \vec{E} and of its reversal (Part II). For these controls, performed during auxiliary measurement sequences, large opposite voltages $+V_e/2$ and $-V_e/2$ are applied to the auxiliary electrodes. By symmetry, the transverse field component remains in principle unchanged on the average in the (correctly centered) observation volume. In practice we have to allow for the small dissymmetry in the electrodes, resulting in a small uncertainty in the control method.

2.3.4.3. Electric field map:

Due to the finite size of the plane capacitor and to the vicinity of other conductors, the main field is not rigorously uniform in magnitude or direction. We have studied this numerically by finite difference resolution of

the Laplace equation.

Inhomogeneities in the magnitude of the electric field affect the calibration of the PV experiment. One important parameter is the average value of the component E_y normal to the plates, taken over the observation volume. Our result is :

$$\langle E_y \rangle = k x (1 + 2.8 \times 10^{-2} y_{\text{mm}}) \times V_0/d \quad (2.6)$$

Here d is the electrode spacing ; y is the average height above the symmetry plane (in principle zero). This symmetry-breaking y -term originates in grounded conductors (oven, glass wall with Cs film) surrounding the observation region. The coefficient k depends on the dimensions of the observation region. For dimensions (in mm) $8 \times 1 \times 5$ along x, y, z (case of Exp 1) we find $k = 0.987$; for $8 \times 1 \times 12$ (Exp 2), $k = 0.982$. The plate parallelism is correct within a few 10^{-3} rad. Uncertainties in d (0.5%), in y and in the numerical model result in $\sim 1\%$ uncertainty in $\langle E_y \rangle$. The calculation also shows that $|\partial E_y / \partial y| > |\partial E_y / \partial x|$. This is one more reason to squeeze the y -dimension of the multipass.

Tilts resulting from edge effects vanish in the average over the observation region. However their rms values amount to 9×10^{-2} along x , and 0.6×10^{-2} or 1.7×10^{-2} along z (for a length of 5 or 12mm resp.). As expected the tilt along z is sensitive to the common potential applied to the auxiliary electrodes ; the above values correspond to the practical case where this potential is close to $\eta V_0/2$. Atomic signals (Part II) yield experimental values of these tilts (not only average values, but also dispersions and gradients, by varying the observation volume). The numerical results and the atomic results agree.

Since the auxiliary electrodes are designed so as not to perturb the main field, inside the plane capacitor their (axial) field is screened, i.e. both attenuated and inhomogeneous. The average value e for a voltage V_0 is a function of the length l of the observed region. It is measured to be :

$$\begin{aligned} e/V_0 \text{ (cm}^{-1}\text{)} &\approx 1.5 \times 10^{-2} \text{ for } l \approx 9 \text{ mm} && \text{(Exp 1) ,} \\ &3 \times 10^{-2} \text{ for } l \approx 25 \text{ mm} && \text{(Exp 2) ,} \end{aligned}$$

in agreement with the numerical estimation.

2.3.5. Birefringences in the cesium cell:

Birefringence and circular dichroism, which transform helicity (i.e.

handedness) reversal into modification of the linear polarization or intensity of the light, are potential sources of systematic effects in the PV experiment. The theoretical analysis [43, 44] is developed in Part II. Among the two components of the birefringence, the component whose axes lie at $\pm 45^\circ$ of the electric field \vec{E} turns out to be much more harmful. A few experimental details are collected below.

Circular dichroism in our optics was measured to be negligible (less than 10^{-6}), therefore only birefringence has to be considered. Birefringence in the cesium cell has three physical origins: birefringence in the window; birefringence from phase-shifts in the reflections under non-zero incidence on the mirrors; birefringence from anisotropy in the mirror coatings. We choose a window of low birefringence (Hellma, 1.25 mm thick Suprasil, biref. $\leq 10^{-3}$ rad) and stick it on the polished stainless steel extremity of the cell using flexible adhesive (Eccobond 45, flexible formulation). Nevertheless stress from pressure difference (1 at. outside, less than 1 torr inside) results in birefringence $\sim 5 \times 10^{-3}$ rad.

To reduce the consequences of incidence birefringence (typically 1.5×10^{-5} rad per reflection in our case) we orientate one of its average axes along the electric field \vec{E} . Since by symmetry the average birefringence axes are the ellipse axes, we simply adjust one of these (the short axis) to lie along \vec{E} . (This adjustment is realized by means of cathetometer aimings. We bring both the capacitor plates and the long axis to be horizontal). In practice, because different passes in the multipass may be viewed by the detector with slightly different efficiencies, this symmetry argument is not strictly valid. Therefore, as an extra precaution we nearly degenerate the ellipse into its long axis. Then for most reflections one of the local birefringence axes lies nearly along \vec{E} .

Birefringence in the mirror coatings, studied in great detail [44], is typically 10^{-4} rad, but only our best mirrors (10^{-5} - 10^{-6} rad) were retained for the PV measurements. The coating birefringence is essentially uniform, so that the principal axes can be determined and oriented parallel and normal to the electric field to minimize the effects.

The above precautions are taken when the cell is being assembled or installed, i. e. previous to the PV measurements, to reduce the sources of trouble. A second class of steps are taken in real time, i. e. during (or

Immediately before) the PV measurements, to compensate the residual trouble. The overall birefringence of the entrance window and of the multipass, whose magnitude and axes are known and cross-checked from several atomic signals (Part II), is compensated with a Babinet-Soleil-Bravais compensator (birefringence variation per unit displacement 8×10^{-3} rad/mm) placed before the window. Because thermal gradients have been observed to induce birefringence drifts, the compensator and the window are each shielded by a dural box with external felt lining. In principle, adjusting both the orientation and thickness of the compensator allows simultaneous compensation of both parameters of the birefringence. In practice, inhomogeneities in the compensator or slightly off-normal incidence cause slight retardation changes ($\sim 10^{-3}$ rad) when the orientation is rotated. Therefore we have compensated in priority, to within $\sim 10^{-3}$ rad, the more harmful component, i.e. the one with axes at $\pm 45^\circ$ of the electric field. The less harmful one is compensated to within $\sim 2 \times 10^{-3}$ rad. Further compensation of the effect of the worse component (to within $4-8 \times 10^{-5}$ rad) is achieved by opposing an artificial circular dichroism, realized as a slight modulation ($\approx 10^{-3}$) of the laser intensity with the frequency and phase of the helicity (§ 2.4 and Part II).

As explained in ref. (43) and Part II, birefringence in the return mirror is particularly dangerous. Although its axes are initially oriented so as to minimize its effect, evolution (over a few months) is sometimes observed. As a protection, in Exp 2 the return mirror was mounted on a vacuum-tight rotatory feedthrough (Ferrofluidics), and a $\pi/2$ rotation was performed once every 24 hours. The systematic effect ($< 10\%$ of the PV effect in the worst case, i.e. for 45° spontaneous rotation of the axes) is then reversed, so that the averaged effect is brought down below the percent level. In Exp 1 the mirror rotation was not yet installed. However the return mirror birefringence was checked before and after the measurements. Its value was low ($\sim 3 \times 10^{-6}$ rad) and no troublesome evolution was observed.

2.4. Fine compensation of the systematic effect of birefringence by modulation of the laser intensity:

At this point the more harmful component of the residual overall

birefringence is typically 10^{-3} rad. We now describe a method to further reduce its effect by one order of magnitude.

2.4.1. Principle:

Birefringence introduces the signature of the helicity ξ into Stokes parameter u_s , and consequently into $\mathcal{J}_s^{(1)}$ (systematic effect) and into $\mathcal{J}_u^{(1)}$ (cf. eqs. 2.5). The spurious (i.e. ξ -like) modulation in $\mathcal{J}_s^{(1)}$ can be compensated by means of a slight modulation of same frequency and opposite phase in the laser intensity. The amplitude of this modulation is conveniently adjusted by monitoring its effect in $\mathcal{J}_u^{(1)}$. A detailed analysis (Part II) shows that the spurious modulation in $\mathcal{J}_u^{(1)}$ should not be exactly compensated to zero, but to some known fraction κ of its free value. (For the determination of κ see Part II, App. D).

Spurious modulation $\pi/2$ out-of-phase with ξ has at first sight no effect on the parity signal. Yet as described below (§ 2.9.1) the parity signal is detected in phase with the product $\xi\xi_f$ of 2 modulations characteristic of ξ and of the detected helicity ξ_f respectively. Therefore spurious modulation $\pi/2$ out-of-phase with ξ might generate problems in the parity channels by combining with spurious modulation $\pi/2$ out-of-phase with ξ_f (due to imperfections in the circular analyzer). In addition we want to check the absence of signal $\pi/2$ out-of-phase with the parity signal (Part III). Therefore we have decided to cancel also the spurious modulation $\pi/2$ out-of-phase with ξ (typical depth $< 10^{-3}$) observed in $\mathcal{J}_u^{(1)}$.

2.4.2. Realization:

The desired modulation is applied to the reference voltage V_{ref} of the laser intensity stabilization (fig. 10a). To prepare it, two reference sine-waves, one in-phase and one $\pi/2$ out-of-phase with the helicity ξ , are generated from the reference signal at frequency ω_e (cf. § 2.2.3). Using these reference waveforms, a two-phase lock-in amplifier extracts the amplitudes of the corresponding modulations observed in the unpolarized fluorescence signal $\mathcal{J}_u^{(1)}$ (fig. 10b). After integration (for high dc loop-gain) the out-of-phase amplitude is multiplied by the out-of-phase reference sine-wave (of fixed amplitude) to produce the out-of-phase correcting modulation. The in-phase channel is similar, except an offset voltage under

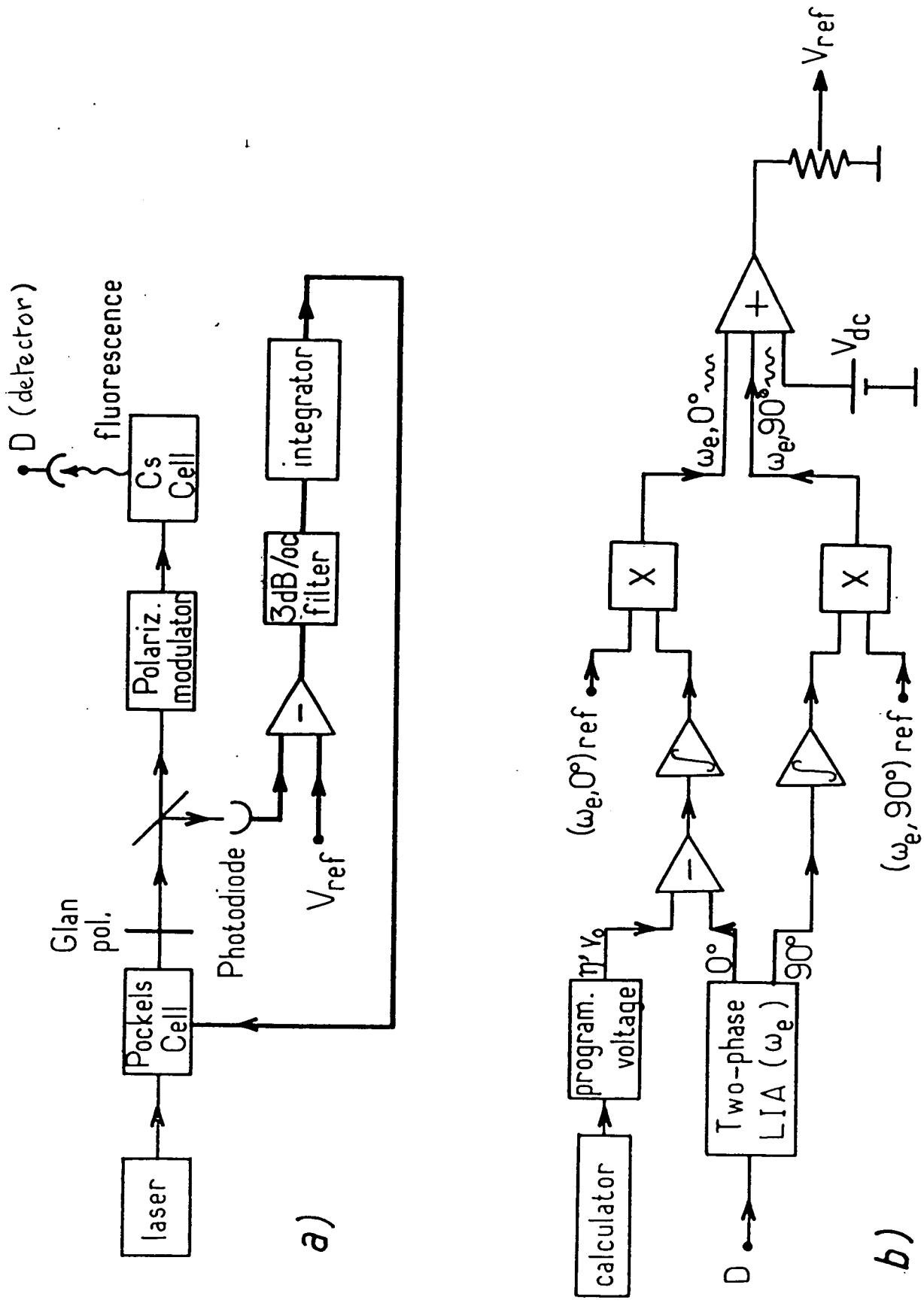


Figure 10 : a) laser intensity stabilization servo-loop.
 b) Generation of the intensity reference.

program control. This voltage allows for the offset parameter κ mentioned in § 2.4.1. It is reversed with η' (the sign of the $\lambda/4$ voltage in the polarization modulator), so as to exhibit the signature of the helicity (eq. 2.4). The two (small) correcting modulations thus generated are then added to the (large) dc voltage that defines the dc level of the stabilized intensity. (In spite of this superposition, the in-phase and out-of-phase channels are independent, because of their $\pi/2$ phase difference).

The modulation at frequency ω_e in the laser intensity mixes with the large modulations at frequencies $\omega_e \pm \omega_b$ in \mathcal{S}_U and generates modulations at frequencies $\omega_e \pm (\omega_e \pm \omega_b)$. By lock-in detection at frequency $2\omega_e - \omega_b$ we control the operation of the system, and also obtain a real-time value of the birefringence effect being compensated. The result cross-checks the birefringence value measured in open servo-loop without modulation in laser intensity, during auxiliary sequences (Part II).

2.5. Magnetic field:

Magnetic field components up to 20G can be applied along x, y, or z (fig. 6) by means of three pairs of coils. Auxiliary windings allow the compensation of stray fields whose magnitude is deduced from atomic signals (cf. Part II). The coils are square (side length $a=367$ mm). The y pair is at Helmholtz spacing ($S/a = 0.54$). For reasons of table-top convenience the x and z pairs are not ($S/a \approx 1.2$ and 1.6 respectively). Yet inhomogeneities in the observation region remain $< 3 \times 10^{-3}$. The windings are shorted with capacitors to avoid damage when the voltage is reversed.

During data acquisition we monitor the compensating current of the stray y component whose spurious variations correlated with \vec{E} -reversal would be harmful in Exp 1. For this a microvoltmeter measures the voltage across a stable (manganin) resistor in series with the coils. We also continuously monitor the fluctuations of the earth field using a fluxgate. The probe is located near the center of the Cs cell, and oriented so as to probe the most harmful component (along y or z in Exp 1 or 2 resp.; cf. Part II).

2.6. Detection optics:

The fluorescence beam and the detection optics are shown in fig. 11. The $7S_{1/2}-6P_{1/2}$ fluorescence light ($\lambda = 1.36\mu$), passes through a circular polarization analyzer, composed of a rotating quarterwave plate followed by a fixed linear analyzer. The $3\lambda/4$ quartz plate (ϕ 80mm), adhered on a 10mm thick Suprasil disc is suspended and driven into rotation by compressed air (rotation frequency $\omega_f/2 = 33.95$ Hz). The linear analyzer is a Polaroid HR sheet (transmission for unpolarized light 0.36). The selected helicity is modulated :

$$\xi_f = \sin \omega_f t \quad . \quad (2.7)$$

The transmitted intensity contains a modulation at frequency ω_f , whose amplitude is proportional to the helicity of the emitted fluorescence. The polarized fluorescence signal is found to be discriminated against the unpolarized one at a level $< 10^{-3}$. The transmitted light is collected onto the detector by a doublet of planoconvex lenses (ϕ 90mm; $f=130$ mm each; flint, $n=1.767$; effective aperture deduced from atomic signals : $f/3$) operating close to unit magnification. Thermal radiation from the oven is rejected by an interference filter (ϕ 80mm ; $\lambda_0 = 1.358\mu$; $\Delta\lambda = 45\text{\AA}$; transmission 0.61; effective index 1.45 ; Infrared Industries), backed by a blocking filter (peak transmission 0.66) placed just before the detector.

The detector (Applied Detector Corporation) is an intrinsic Ge photodiode operating at liquid N_2 temperature (quantum efficiency ≈ 0.6 ; NEP $\approx 10^{-15}$ W/Hz $^{1/2}$), shielded with 12 mm thick lead against environmental radioactivity. Since the laser beam multipass is nearly degenerated into a flat ribbon which is viewed laterally from within its plane (fig. 12), the sensitive area of the detector is chosen rectangular. Its height (≈ 6 mm) allows for image broadening of the ribbon-shaped object (1-1.5mm thick) due to field depth (≈ 16 mm). Its length (9mm in Exp 1; 25mm in Exp 2) determines that of the observed region.

The light emitted in the $-x$ direction is reflected back in the $+x$ direction with 70% efficiency by a spherical mirror (of curvature $R \approx 70$ mm, equal to its distance from the cell axis). In spite of great care in optimizing all optical components, the detection efficiency is low : among all 1.36μ photons emitted in the observed region only one in 700-1000 reaches the

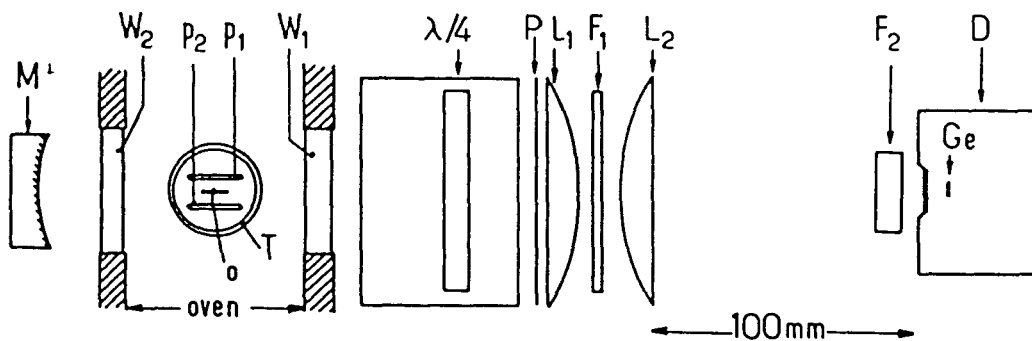


Figure 11 : Detection optics : M: spherical mirror; O: observation region; p_1, p_2 : capacitor plates; T: glass tube of the cesium cell; W_1, W_2 : oven windows; $\lambda/4$: rotating $\lambda/4$ plate with acoustical insulation ; P: Polaroid polarizer; L_1, L_2 : lenses; F_1 : Interference filter; F_2 : blocking filter; D: nitrogen-cooled dewar; Ge: sensitive germanium area.

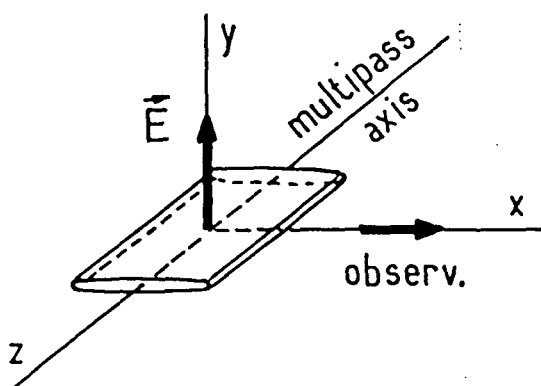


Figure 12 : Limits of the observed interaction region : the bundle of beams actually envelopes the drawn volume.

detector. This estimation based on the measured individual transmissions of the optical components, agrees with the value deduced from the predicted and observed fluorescence yields (knowing the detector's responsivity). This low efficiency appears as the price paid for selective filtering and clean polarization analysis of the fluorescence light.

2.7. Orthogonality adjustments:

Imperfect orthogonality between the electric field direction \hat{E} , the laser beam \hat{k} and the detection direction \hat{k}_f can combine with other imperfections to give rise to systematic effects (Part II § 3.3 and 3.4). Orthogonality of \hat{E} with both \hat{k} and \hat{k}_f is initially obtained to within 10^{-3} and 10^{-2} rad respectively, by adjusting the multipass axis (i.e. the line joining the centers of the two ellipses), the mechanical axis of the detection optics and the capacitor plates to be all horizontal. This is achieved by means of cathetometer aimings. Simultaneously, the multipass axis is set for equal distance from both capacitor plates, and the long axis of the ellipses is made horizontal (§ 2.3.5). Orthogonality of \hat{k} and \hat{k}_f is initially obtained by centering the ellipses on the mirrors and by accurate mechanical machining.

In a second step, atomic signals (§ 3.3 and 3.4) are used to control the residual imperfections and reduce them further. Then the spherical mirror is installed and adjusted for $\hat{E} \cdot \hat{k}_f \sim 10^{-3}$ and $\hat{k} \cdot \hat{k}_f < 10^{-2}$ rad.

During data acquisition, fine readjustments (a few mrad) of $\hat{E} \cdot \hat{k}_f$ were sometimes necessary. In Exp 1 ($\Delta F=0$) we used Hanle effect in a magnetic field (~ 10 mG) along \hat{k} : a rotation of the electronic polarization is equivalent to an opposite rotation of the direction of observation \hat{k}_f . In Exp 2 ($\Delta F=1$) this field would have been troublesome. We preferred a small readjustment of the return mirror of the multipass, so as to shift the observation region along x. Because of the slight inhomogeneity of the electric field, this results in a small change in its average direction \hat{E} (2 mrad for 0.1 mm).

2.8. Summary about the quality of the parameter reversals:

We collect in table 6 the figures concerning the quality of the main reversals involved in the expected systematic effects to be discussed later (Part II).

2.9. Signal processing:

2.9.1. Principle:

In the ideal configuration (and in absence of magnetic field) the polarized fluorescence signal reduces to the parity signal (§ 1.2.3)

$$J_p = J^{PV} \propto \eta(\delta_{FF}, \alpha + g_{FF}, \beta) E \operatorname{Im} E_1^{PV} \xi \xi_f$$

The helicity ξ of the laser beam and the helicity ξ_f selected by the circular analyzer are modulated (eqs. 2.4 and 2.7), resulting in a modulation in the photocurrent :

$$\xi \xi_f = \eta' \cos \omega_e t \sin \omega_f t = \frac{1}{2} \eta' [\sin(\omega_e + \omega_f)t - \sin(\omega_e - \omega_f)t] \quad (2.8)$$

This modulation appears at frequencies $\omega_e \pm \omega_f$, with known phases. Its amplitude, proportional to $\eta \eta' \alpha E \operatorname{Im} E_1^{PV}$ or $\eta \eta' \beta E \operatorname{Im} E_1^{PV}$ in the $\Delta F = 0$ or $\Delta F = 1$ case respectively, is called the "PV amplitude". It is odd under reversal of η (Stark voltage) or η' (Pockels voltage). We measure it by lock-in detection at both frequencies $\omega_e \pm \omega_f$ and extraction of the η -odd, η' -odd part (see § 2.10).

According to (1.12), (2.5a) and (2.3d), the unpolarized fluorescence signal J_u is modulated like

$$u_s = \frac{1}{2} [\cos(\omega_e - \omega_b)t - \cos(\omega_e + \omega_b)t],$$

at frequencies $\omega_e \pm \omega_b$. The modulation amplitude, proportional to $\alpha^2 E^2$ (for $\Delta F=0$) or $\beta^2 E^2$ (for $\Delta F=1$), is high above the noise. Therefore we measure it at only one frequency ($\omega_e + \omega_b$). We use it to normalize the PV amplitude. The "PV polarization ratio" thus built is insensitive to drifts in the vapor pressure as well as in the laser intensity or frequency.

2.9.2. Contents of the photocurrent:

At the output of the detector four types of signals have to be separated; these are :

Table 6
Frequency and imperfections of the main reversals during Exp1 and Exp2

Reversed parameter	repetition rate (or modulation frequency)	nature	imperfections	
			typical size (measured from atomic signals)	
			Exp 1	Exp 2
beam direction (ξ & \hat{k})	∞ (both directions present)	residual fraction of $P^{(1)}$	5×10^{-3}	5×10^{-4}
incident helicity ξ	460.8 Hz modulation + random phase reversal every 40 sec.	spurious ξ -like modulation in $-u_1$ $-u_3$	4×10^{-3} 8×10^{-5}	2×10^{-3} 4×10^{-5}
detected fluo helicity ξ_f	67.9 Hz modulation	spurious modulation in unpol. fluo. signal	8×10^{-4}	
electric field \vec{E}	random reversal every 20 sec.	change in : -modulus - direction	$\lesssim 10^{-4}$ $\lesssim 3 \times 10^{-4}$	$\lesssim 5 \times 10^{-5}$

Table 7 : Typical experimental parameters

	Exp 1	Exp 2
laser power at laser output (mW)	200	500
at cell entrance (mW)	6x10 ¹⁷	250
or photon flux (ph/sec)		7.5x10 ¹⁷
modulation frequencies (Hz) characteristic of the incident polarization :	$\omega_e/2\pi = 460.8$	$\omega_D/2\pi = 342.6$
of the detected polarization :	$\omega_f/2 = 67.9$	
multipass : number of passes 2N		~ 120 to 140
size of ellipse axes : // \vec{E} (mm)	2	1-1.5
$\perp \vec{E}$	24	22
mirror parameters : losses		1×10^{-3}
birefringence : return mirror (rad)	3×10^{-6}	1×10^{-5} (rotated)
input mirror off normal incidence	6×10^{-6}	1×10^{-5}
global birefringence (rad)	$\lesssim 4 \times 10^{-3}$	$\lesssim 2 \times 10^{-3}$
cell voltage (V/cm)	100 to 140	600 to 700
Cs number density (10^{15} at/cm ³)	1.6 (200°C)	0.8 (185°C)
He pressure (torr)	0.35	0.15
length of the sensitive area (mm)	9	25
photon collection efficiency		10^{-3}
detected fluorescence flux (ph/sec)	1.2×10^9	4×10^8
unmodulated flux :		
-from Cs-Cs collisions	1.2×10^8	6×10^7
-from oven thermal radiation	1.5×10^8	

i) The large modulations at frequencies $\omega_e + \omega_b$ and $\omega_e - \omega_b$ associated with the unpolarized fluorescence signal \mathcal{F}_U .

ii) Small modulations buried in the noise : the PV modulations at frequencies $\omega_e \pm \omega_f$; but also several modulations at various combinations of the basic frequencies ω_e , ω_b and ω_f , carrying information useful in estimating the importance of systematic effects (Part II).

iii) Stray modulations at various combinations of harmonics of the rotation frequencies $\omega_e/4$, $\omega_b/4$ and $\omega_f/2$. They are associated with imperfections of the rotating plates. Their amplitudes can reach several percent. The presence of such a stray modulation within the bandwidth of the lock-in detection in a parity channel would be a source of extra noise and would require to reduce the sensitivity of this channel. In order to avoid such quasi-coincidences a careful analysis of the modulation spectrum must be performed prior to choosing values for the rotation frequencies. Subsequent stabilization of these frequencies is necessary. A quasi-coincidence affecting only one parity channel increases the noise on this channel. This is detected by testing the equality of the noises in the two channels. A quasi-coincidence affecting both channels nearly equally is detected by testing the correlation between the two channels. These two tests are incorporated in the real time data processing (Part III).

iv) Narrow isolated peaks (typically 2 per mn, typical duration : detector's $RC \approx 10^{-3}$ sec), high above the normal noise level. They originate mainly in cosmic muons, against which the lead shielding is helpless.

2.9.3. Practical realization:

Prior to lock-in detection of the small modulations of § 2.9.2.ii) the detector's output signal is cleared of the large modulations and of the muons peaks, so as to avoid saturation in the lock-in amplifiers. The large modulations of § 2.9.2.i), as well as the largest stray modulation (at frequency $2\omega_f$; amplitude 3×10^{-2}) are rejected by notch amplifiers. The muon peaks are rejected by a specially designed active filter working as follows. After rejection of the large modulations, the modulus of the remaining signal -nearly mere noise- is compared to a threshold value equal to three times the rms value of the signal for the past second. If the

signal modulus exceeds the threshold, a multiplexer is switched so that the signal is replaced by the threshold value (with appropriate sign) until the true signal falls back below the threshold. The threshold value is elaborated from the processed signal, which is thus "truncated at ± 3 rms deviations in a self-consistent way". In this procedure, the far wings of a pure gaussian noise distribution (without muon peaks) are truncated. This artificial noise reduction (1.5%) has been corrected for in the final results.

Reference waveforms for lock-in detection at various frequency combinations are prepared by combining the three basic reference waveforms output by the rotors (§ 2.2.3). Only two waveforms are mixed at a time, using an analog multiplier. Among the two resulting frequencies, the undesired one is rejected by a notch amplifier. (In case of drift detuning, this method introduces no phase shift on the desired frequency, in contrast with selecting it with a selective amplifier). Possible detuning is checked from time to time but rarely appreciable. Detuning of the parity channels would anyway be both detected and eliminated in the periodic calibration sequences.

Proper initial phase setting of the lock-in amplifiers is achieved using large, well understood atomic signals which appear, in modified experimental configurations, at the same frequencies as the signals of interest and with the same phases (or $\pi/2$ out-of-phase). Subsequent phase drifts are detected in real time in auxiliary measurements. Corrections are few and small ($< 5^\circ$).

2.10. Digital Integration:

The outputs of the lock-in amplifiers are fed into a home-made 32-channel digital integrator, where they are sampled (every 32 msec), digitized and accumulated. After 16sec ("live time"), integration stops for 4 sec ("dead time") to allow parameter reversal(s) and subsequent restabilization. Meanwhile the program reads the integrator. During the PV measurements two signs η (electric field) and η' (Pockels voltage) are reversed in $2^2=4$ successive live times. The program computes the PV asymmetry defined as :

$$A_G^{PV} = \frac{\sum_{\eta} \eta \eta' (S_{e+f}^2 + S_{e-f}^2) / 4}{|S_{e+b}^2|} \quad (2.9)$$

where $\mathcal{F}_{|\pm|}$ denotes the amplitude detected at frequency $\omega_1 \pm \omega_j$ with the proper phase. \mathcal{A}^{PV} is the η -odd, η' -odd polarization ratio of the fluorescence light. It is in principle equal to the PV atomic polarization, proportional to $\text{Im}E_1^{PV}/\alpha E$ or $\text{Im}E_1^{PV}/\beta E$ in the $\Delta F=0$ or 1 hfs component respectively. As explained in § 1.3.2, the PV asymmetry is calibrated by reference to the polarization $P^{(2)}$ measured at the peak of the 4-4 component in a magnetic field $\vec{H}_0 // \vec{E}$. The corresponding fluorescence signal $\mathcal{F}_f^{(2)}$, proportional to $\xi\xi_f$ like \mathcal{F}^{PV} , gives rise to modulations at the same frequencies and phases. Their large amplitudes are detected with the same electronics, except an accurately calibrated divider ($\div 100$), inserted before the lock-in amplifiers to avoid changing their sensitivities (and calibrations). Signal $\mathcal{F}_f^{(2)}$ also allows easy phase adjustment in order to detect $\xi\xi_f$. During calibration measurements, three signs (η, η', η'' sign of \vec{H}_0) are reversed in $2^3 = 8$ successive live times. The program computes the quantity :

$$C = \frac{1}{\eta \eta' \eta''} (\mathcal{F}_{e+f} + \mathcal{F}_{e-f}) / 4 |\mathcal{F}_{e+b}| \quad (2.10)$$

But for the replacement of η by η'' , (2.9) and (2.10) are identical. This is why the calibration standard C is measured in exactly the same way as the quantity of interest \mathcal{A}^{PV} , except that \vec{H}_0 instead of \vec{E} is reversed.

Calibration of \mathcal{A}^{PV} by C finally leads to the quantity

$$\mathcal{A}^{PV}/C = P_{FF}^{PV} / P_{44}^{(2)} \propto \begin{cases} \text{Im}E_1^{PV} / \beta E & \text{in Exp 1 (4} \rightarrow \text{4)} \\ (\text{Im}E_1^{PV} / \beta E) \cdot (\alpha/\beta) & \text{in Exp 2 (3} \rightarrow \text{4)} \end{cases} \quad (2.11)$$

It turns out that the omitted leading factors in (2.11) are of same sign (app. C, eqs.C.7). Consequently, since α/β is observed to be negative [28, 45], \mathcal{A}^{PV}/C is of opposite sign in Exp 1 and Exp 2.

Let us note that the interpretation of the measured ratio \mathcal{A}^{PV}/C in terms of the PV parameter $\text{Im}E_1^{PV}/\beta$ is quite direct. In particular the absolute sign determination requires only the knowledge of the relative orientation of \vec{E} and \vec{H}_0 (in a given state of the relays that reverse η and η'').

A complete description of the data acquisition sequences, including real time control of systematic effects, is the object of § 4 (Part III).

2.11. Choice of operating conditions for optimum signal/noise ratio

An important step has been to reach conditions where the dominant noise is the photon noise of the atomic fluorescence. The crucial parameter is the electric field magnitude. Below some value E_{min} the signal-independent noise is dominant. This noise contains several contributions :

- photon noise of the thermal IR radiation of the oven;
- photon noise of the non-resonant fluorescence induced by Cs-Cs collisions;
- intrinsic noise of the detector.

Once $|E| > E_{min}$ the photon noise ($\propto E$) of the Stark-induced fluorescence ($\propto E^2$) dominates. The S/N ratio ($\propto (ImE_1^{PV} \cdot E)/E$) is then independent of E . Further increase of $|E|$ would needlessly reduce the PV asymmetry ($\propto ImE_1^{PV}/E$) and favor electric discharges, prone to appear in view of the helium atmosphere and of the intense laser irradiation. Successive improvements (in noise reduction : oven design, filter, detector; or in statistics increase : laser intensity, multipass efficiency, detector size) resulted in successive reductions of E_{min} . Increase of the cesium pressure is in practice limited to 50-100 mtorr ($T \approx 200^\circ C$) by depolarization in Cs-Cs collisions, by increase of oven radiation and of collision-induced fluorescence ($\propto P_{Cs}^2$), and by Cs vapor density instabilities.

Typical operating conditions in both Exp 1 and Exp 2 are shown in table 7. In both cases the dominant noise was the photon noise of the resonant fluorescence. The reason for the higher Stark field for Exp 2 is that E_{min} is one order of magnitude higher, simply because the $\Delta F=1$ component is a factor $(\alpha/\beta)^2 \approx 100$ smaller. The higher field required lower cesium and helium pressures to exclude any risk of discharge.

To maintain optimum S/N ratio throughout data acquisition, careful setting and regular readjustments of the laser beam intensity and direction, of the multipass and of the Cs vapor pressure were performed. The criterion was the instantaneous estimation of the noise, continuously displayed by the "noisemeter" described in the next paragraph.

Finally, the typical integration time for unit S/N ratio was in both measurements $\sim 6h$, corresponding to a real operating time of $\sim 9h$ once dead times and controls are included.

2.12. The "noisemeter":

We have imagined a "noisemeter", i.e. a device that displays a nearly instantaneous measurement of the noise superimposed with a signal. A prerequisite is that around some frequency ν the signal power is negligible with respect to the noise power.

The first stage is a primitive lock-in amplifier, whose reference is an internal oscillator at frequency ν . This stage transfers the noise of the frequency band $[\nu - \Delta\nu, \nu + \Delta\nu]$ (assumed to contain no signal) to the band $[-\Delta\nu, +\Delta\nu]$. $\Delta\nu$ is chosen through proper setting of the output filter time constant. A second stage digitizes N samples X_i of the output of the first one, and computes the quantity $[(\sum X_i^2 - (\sum X_i)^2/N)/(N-1)]^{1/2}$. Provided the N samples are distributed over a period of time large as compared to $1/\Delta\nu$, this quantity is the rms value of X for the considered period, i.e. the noise voltage in the band $[\nu - \Delta\nu, \nu + \Delta\nu]$ for this period.

In our real case, since signals and stray modulations all appear at definite frequencies, a frequency ν with mere noise is easily found. In practice $\nu = 1\text{kHz}$; sampling occurs every 2.5 msec; $\Delta\nu$ (with 12 dB/oct filtering) can be selected from 8 to 250 Hz; N can be selected from 2^8 to 2^{12} . During data acquisition, the indications of the noisemeter are compared to the optimum level expected from the signal magnitude.

Conclusion:

As seen in sec. 1 the fluorescence signal contains numerous contributions of different specific signature. The description of the apparatus (sec. 2) has reflected our concern in ensuring the quality of the geometry and of the reversals. This is crucial to extract each signal unambiguously. We insisted on the fact that in the ideal configuration a single defect is not sufficient to simulate PPV. The next and crucial step will be to discuss how conspiracy between two (or more) imperfections can generate a false parity signal. Simultaneously we will analyse how one can assess the magnitude of each expected systematic effect by combining different data available in the atomic signal. This will be the subject of the second part of our paper.

Acknowledgements:

We are very grateful to Claude Bouchiat for constant interest and for numerous stimulating discussions concerning the theoretical interpretation of all this work. It is a pleasure to thank Larry Hunter for his enthusiastic participation during the final stage of this experiment. His contribution in putting into shape various experimental procedures described in this paper, is gratefully acknowledged. We are grateful to André Clouqueur for the design of numerous electronics and to Gerard Trenec for the design of various mechanics. We thank glassblower Georges Tota of SVT (*) and the craftsmen of the ENS workshop for delicate or even acrobatic realizations.

(*) Société de Verrerie et de Thermométrie, 135 rue du Théâtre, 75015 PARIS.

APPENDIX A

In this appendix we give a derivation of : (i) the population and electronic spin polarization of the excited state; (ii) the fluorescence signals emitted in the $7S-6P_{1/2}$ decay. We consider the most general configuration. The $6S, F \rightarrow 7S, F'$ hfs component is excited in an electric field \vec{E} of arbitrary direction, by a resonant laser beam of arbitrary complex polarization vector $\vec{\epsilon}$ propagating along the unit vector \hat{k} . The $6S, F \rightarrow 7S, F'$ transition amplitudes can be obtained from the effective transition matrix T acting on the electronic spin states, already defined in section 1 (eq. 1.10):

$$T = a \mathbb{1} + \vec{b} \cdot \vec{\sigma} . \quad (\text{A.1})$$

$\mathbb{1}$ is the unit two-by-two matrix and the component of $\vec{\sigma}$ are the three Pauli matrices ;

$$a = \alpha \vec{E} \cdot \vec{\epsilon} , \quad (\text{A.2})$$

$$\vec{b} = i\beta \vec{E} \times \vec{\epsilon} - M'_1 \hat{k} \times \vec{\epsilon} + i\text{Im}E_1^{pv} \vec{\epsilon} . \quad (\text{A.3})$$

Since the transition is so highly forbidden, the initially unpolarized ground state remains practically unpolarized. Stimulated emission is totally negligible with respect to spontaneous emission, and optical coherences between the 6S and 7S states can be ignored. The restriction ρ of the density operator to the 7S state is written, up to a normalization factor :

$$\rho = P_{7S} T \rho_g T^\dagger P_{7S} ,$$

where ρ_g is the restriction of the density operator to the 6S (ground) state assumed at thermal equilibrium, and P_{7S} is the projector on the 7S state. We assume that the (single-mode, cw) laser selects one hfs component $6S, F \rightarrow 7S, F'$. We also assume that no magnetic field is applied, so the F and F' sublevels remain degenerate. The density matrix is thus given by :

$$\rho = P_F T P_F T^\dagger P_F , \quad (\text{A.4})$$

where P_F is the projector on the F sublevel. In order to compute the 7S population and its electronic spin polarization proportional to $\text{tr} \rho$ and $\text{tr} \rho \vec{\sigma}$ respectively, we apply the Wigner-Eckart theorem to the spin operator $\vec{\sigma}$ acting in the hyperfine subspace F :

$$P_F \vec{\sigma} P_F = 2g_F P_F \vec{F}, \quad \text{where } g_F = 2(F-I)/(2I+1). \quad (\text{A.5})$$

After some elementary algebra, using eqs. (A.1-5) we obtain for the $\Delta F = F'-F$ transition :

$$\text{Tr} \rho = n_{F'} (\delta_{FF'} aa^* + h_{FF'} \vec{b} \cdot \vec{b}^*), \quad (\text{A.6})$$

$$\text{Tr} \rho \vec{\sigma} = n_{F'} P_{F'} [\delta_{FF'} (a\vec{b}^* + a^*\vec{b}) + i g_{FF'} \vec{b} \times \vec{b}^*], \quad (\text{A.7})$$

where

$$\left. \begin{aligned} n_{F'} &= 2F'+1 \quad (\text{multiplicity of the } F' \text{ level}) ; \\ P_{F'} &= (1+2g_{F'})/3 = (4F'-2I+1)/3(2I+1) ; \\ \delta_{FF'} &= 1 \quad , \text{ if } \Delta F = 0 \\ &= 0 \quad , \text{ if } \Delta F = \pm 1 ; \\ h_{FF'} &= (1+2g_{F'})/3 \quad \text{and} \quad g_{FF'} = g_{F'} \quad , \quad \text{if } \Delta F = 0 ; \\ &= 2(1-g_{F'})/3 \quad \quad \quad = 1 - g_{F'} \quad , \quad \text{if } \Delta F = \pm 1 . \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.8})$$

We now insert eqs. (A.2 and 3) in (A.6 and 7). We thus obtain :

$$\text{Tr} \rho = n_{F'} \left\{ \delta_{FF'} \alpha^2 |\vec{E} \cdot \hat{\epsilon}|^2 + h_{FF'} [\beta^2 |\vec{E} \times \hat{\epsilon}|^2 + (M_1' + \xi \text{Im} E_1^{\text{pv}})^2] \right\} |\hat{\epsilon}|^2 \quad (\text{A.9})$$

$$\begin{aligned} \text{Tr} \rho \vec{\sigma} = n_{F'} P_{F'} \left\{ \text{Im} E_1^{\text{pv}} (\delta_{FF'} \alpha + g_{FF'} \beta) (\vec{E} \times \hat{\epsilon} \hat{k}) \right. \\ - [\delta_{FF'} \alpha \beta E^2 \hat{\epsilon} \hat{k} - (\delta_{FF'} \alpha + g_{FF'} \beta) (\vec{E} \cdot \hat{\epsilon} \hat{k}) \beta \vec{E}] \\ + M_1' 2\text{Re} [\delta_{FF'} \alpha (\hat{\epsilon} \cdot \vec{E}) (\hat{\epsilon}^* \times \hat{k}) + g_{FF'} \beta (\hat{k} \times \hat{\epsilon} \cdot \vec{E}) \hat{\epsilon}^*] \\ \left. + g_{FF'} (M_1' + \xi \text{Im} E_1^{\text{pv}})^2 \hat{\epsilon} \hat{k} \right\} |\hat{\epsilon}|^2 \quad (\text{A.10}) \end{aligned}$$

where $\hat{\epsilon} = \vec{e} / |\vec{e}|$ and ξ represents the helicity of the beam, defined in eq.(1.11). Introducing the electronic polarization $\vec{P} = \text{Tr} \rho \vec{\sigma} / \text{Tr} \rho$, we rewrite (A.10) in the form:

$$\vec{P} = \vec{P}^{\text{pv}} + \vec{P}^{(2)} + \vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{(0)} \quad (\text{A.11})$$

The four contributions thus defined correspond to the four successive terms in (A.10). Each of them originates in interference between a different pair of terms in (A.2 and 3).

We now turn to the fluorescence signals associated with the spontaneous decay on the $7S_{1/2}-6P_{1/2}$ line. The fluorescence light transmitted by an analyzer selecting the polarization \vec{e}_f is :

$$\mathcal{F} \propto \text{Tr} \left\{ P_{6P_{1/2}} \vec{d} \cdot \vec{e}_f^* \rho \vec{d} \cdot \vec{e}_f \right\} ,$$

where $P_{6P_{1/2}}$ is the projector on the final state. Applying the Wigner-Eckart theorem to the matrix elements of \vec{d} between two $j=1/2$ states, we obtain, up to a constant :

$$\mathcal{I} \propto \text{Tr} \left\{ \vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon}_f^* \rho \vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon}_f \right\} = (\vec{\epsilon}_f \cdot \vec{\epsilon}_f^*) \text{Tr} \rho + i(\vec{\epsilon}_f \times \vec{\epsilon}_f^*) \cdot \text{Tr} \rho \vec{\sigma}.$$

As expected since the hfs of the $7S-6P_{1/2}$ line is not resolved, the fluorescence light involves only the population and electronic spin polarization of the excited state. Observation takes place along the direction \hat{k}_f through an analyzer transmitting the polarization $\vec{\epsilon}_f$ of helicity

$\xi_f = \text{Im}(\vec{\epsilon}_f \times \vec{\epsilon}_f^* \cdot \hat{k}_f) / \vec{\epsilon}_f \cdot \vec{\epsilon}_f^*$. Therefore :

$$\mathcal{I} \propto \text{Tr} \rho + \xi_f \text{Tr} \rho \vec{\sigma} \cdot \hat{k}_f.$$

The circular polarization ratio p_c of the fluorescence light emitted along \hat{k}_f is thus :

$$p_c = \text{Tr} \rho \vec{\sigma} \cdot \hat{k}_f / \text{Tr} \rho = \vec{P} \cdot \hat{k}_f \quad (\text{A.12})$$

which is simply the electronic polarization ratio along direction \hat{k}_f . Let us denote \mathcal{I}_u^e and \mathcal{I}_p^e the signals respectively associated with the unpolarized and polarized components of the fluorescence light ; then

$$\mathcal{I}^e = \mathcal{I}_u^e + \mathcal{I}_p^e \quad \text{with} \quad \mathcal{I}_u^e \propto \text{Tr} \rho \quad (\text{A.13})$$

$$\text{and} \quad \mathcal{I}_p^e \propto \xi_f \text{Tr} \rho \vec{\sigma} \cdot \hat{k}_f = \xi_f \vec{P} \cdot \hat{k}_f \mathcal{I}_u^e. \quad (\text{A.14})$$

Inserting (A.11) in (A.14), we distinguish in the polarized fluorescence signal \mathcal{I}_p^e four contributions $\mathcal{I}_p^{e(PV)}$, $\mathcal{I}_p^{e(2)}$, $\mathcal{I}_p^{e(1)}$, $\mathcal{I}_p^{e(0)}$, respectively associated with the four successive terms of (A.10). We obtain :

$$\mathcal{I}_p^e = \mathcal{I}_p^{e(PV)} + \mathcal{I}_p^{e(2)} + \mathcal{I}_p^{e(1)} + \mathcal{I}_p^{e(0)} \quad (\text{A.15})$$

with :

$$\mathcal{I}_p^{e(PV)} = \mathcal{I}_u^e \vec{P}^{(PV)} \cdot \xi_f \hat{k}_f = n_{F,P_F} \text{Im} E_1^{PV} (\delta_{FF,\alpha} + g_{FF,\beta}) \vec{E} \times \xi_f \hat{k}_f \cdot |\vec{\epsilon}|^2 \xi_f \hat{k}_f \quad (\text{A.16})$$

$$\mathcal{I}_p^{e(2)} = \mathcal{I}_u^e \vec{P}^{(2)} \cdot \xi_f \hat{k}_f = n_{F,P_F} [-\delta_{FF,\alpha} \beta E^2 \xi_f \hat{k}_f + (\delta_{FF,\alpha} + g_{FF,\beta}) (\vec{E} \cdot \xi_f \hat{k}_f) \beta \vec{E}] \cdot |\vec{\epsilon}|^2 \xi_f \hat{k}_f \quad (\text{A.17})$$

$$\mathcal{I}_p^{e(1)} = \mathcal{I}_u^e \vec{P}^{(1)} \cdot \xi_f \hat{k}_f = n_{F,P_F} M_1' 2 \text{Re} [\delta_{FF,\alpha} (\vec{\epsilon} \cdot \vec{E}) (\vec{\epsilon} \times \hat{k}_f) + g_{FF,\beta} (\hat{k}_f \times \vec{\epsilon} \cdot \vec{E}) \vec{\epsilon}^*] \cdot \xi_f \hat{k}_f \quad (\text{A.18})$$

$$\mathcal{I}_p^{e(0)} = \mathcal{I}_u^e \vec{P}^{(0)} \cdot \xi_f \hat{k}_f = n_{F,P_F} g_{FF,\beta} (M_1' + \xi \text{Im} E_1^{PV})^2 \xi_f \hat{k}_f \cdot |\vec{\epsilon}|^2 \xi_f \hat{k}_f \quad (\text{A.19})$$

Eqs. (A.13) and (A.9) lead to :

$$\text{Tr } \rho = n_F \cdot \left\{ \delta_{FF'} \alpha^2 |\vec{E} \cdot \hat{\epsilon}|^2 + h_{FF'} \left[\beta^2 |\vec{E} \times \hat{\epsilon}|^2 + (M_1' + \xi \text{Im} E_1^{\text{PV}})^2 \right] \right\} |\hat{\epsilon}|^2, \quad (\text{A.20})$$

. In the limit case $E=0$, (A.16-18) show that $\mathcal{G}_F^{\text{PV}}$, $\mathcal{G}_F^{(2)}$ and $\mathcal{G}_F^{(1)}$ vanish. From (A.12) the circular polarization ratio of the fluorescence light then reduces to :

$$p_C(E=0) = \vec{P}^{(0)} \cdot \hat{k}_f$$

with, from (A.19-20) and definitions (A.8)

$$\vec{P}^{(0)} = p_F \cdot (g_{FF'} / h_{FF'}) \cdot \hat{\epsilon} \begin{cases} = g_F \cdot \hat{\epsilon} \cdot \hat{k} & , \quad \text{if } \Delta F = 0, \\ = \frac{1}{2}(1+2g_F) \cdot \hat{\epsilon} \cdot \hat{k} & , \quad \text{if } \Delta F = \pm 1. \end{cases}$$

$\vec{P}^{(0)}$ is the electronic polarization in zero electric field.

. Since $|E_1^{\text{PV}}/M_1'| \sim 10^{-4} \ll 1$, and since in addition in the conditions of the PV measurements the $\xi M_1' \text{Im} E_1^{\text{PV}}$ interference terms cancel out (by use of a beam multipass), the approximation $(M_1' + \xi \text{Im} E_1^{\text{PV}})^2 \approx M_1'^2$ is fully justified in the present context in both (A.19) and (A.20).

Remark : Collision-induced absorption :

Instead of being polarized by an external electric field, the Cs atom can be polarized by interaction with another atom during a collision. This process is represented in the transition matrix by a new contribution :

$$T_b = A \hat{n} \cdot \vec{\epsilon} + iB \vec{\sigma} \times \hat{n} \cdot \vec{\epsilon} ,$$

analogous to the Stark-induced contribution $\alpha \vec{E} \cdot \vec{\epsilon} + i\beta \vec{\sigma} \times \vec{E} \cdot \vec{\epsilon}$. We expect B/A to be comparable with $\beta/\alpha \approx 1/10$. The main difference with the Stark-induced terms is that symmetry commands the unit vector \hat{n} to lie along the internuclear axis, whose random direction is distributed isotropically. As a result of the short interaction duration, this process is characterized by a spectral width much larger than the hfs splittings. The first term in T_b contributes to the unpolarized background observed in \mathcal{G}_U and discussed in

§ 1.2.1 . Interference between the A and B terms leads to a spin polarization along \hat{k} , yielding a non-resonant, E-independent polarized fluorescence signal :

$$\mathcal{S}_b^2 = \sum_{F'} n_{F'} P_{F'} B_p^2 |\vec{\epsilon}|^2 \hat{\epsilon}_k \cdot \hat{\epsilon}_{F'} k_{F'} \quad (\text{A.21})$$

where $B_p^2 = \langle -AB \rangle$; the sum runs over the 2 hf sublevels of the excited state, assumed to be populated with statistical weights whichever the laser detuning within the hfs profile. We have experimental evidence that Cs-He collisions contribute to a weak signal of this kind^[21]. On the contrary no contribution from Cs-Cs collisions could be evidenced. $\mathcal{S}_b^2 / \mathcal{S}_u^2$ is linear in the ^{He} pressure for $P_{\text{He}} < 0.5$ torr and independent of the Cs pressure. In the conditions of the PV measurements, its observed size corresponds to $|B_p/\alpha| \approx 5$ V/cm at $P_{\text{He}} \approx 0.35$ torr.

A discussion of the physical significance of the results obtained in this appendix is given in the text (sec. 1.2).

APPENDIX B

In this appendix, we study new terms which appear in the expression of the fluorescence signal when a magnetic field \vec{H} is present in addition to the Stark field \vec{E} . The details of the calculation can be found in refs [37, 38]. Here we only outline the assumptions and the results relevant to our PV experiments. In these experiments, only weak magnetic fields ($H \leq 10$ G) are involved, so that the Zeeman splitting

$$\mu_B H / h(I+1/2) = 0.375 \times H \text{ (in Gauss)} \text{ (MHz)} \quad (\text{B.1})$$

is at most of the order of the natural linewidth ($1/2\pi\tau_{7S} \approx 3\text{MHz}$).

According to a rigorous analysis, the magnetic field acts in two ways which can be thought of as two successive steps in time :

- (I) the magnetic field gives rise to new terms in the population and spin polarization of the upper state:
- (II) through Hanle effect, the magnetic field then affects the direction and size of the stationary spin polarization deduced from all (new or old) source terms.

To create new terms, the magnetic field acts through two mechanisms: It perturbs either the eigenstates (hyperfine mixing), or the eigenenergies (lifting of level degeneracy). Since the Zeeman splitting (B.1) remains small compared to the hfs splittings of the 6S and 7S states

$$\omega_6 / 2\pi = 9193 \text{ MHz and } \omega_7 / 2\pi = 2184 \text{ MHz,} \quad (\text{B.2})$$

and to the Doppler width (~ 750 MHz), a first-order perturbative treatment is justified. To this extent, the two mechanisms simply add and can be treated separately. They are expected to give rise to qualitatively identical effects: these correspond in both cases to the new invariant physical quantities which can be constructed when a magnetic field is added to the preexistent configuration. Besides, the effect of eigenergy perturbation vanishes identically when the laser frequency is tuned to the center of a hfs line, which is in principle the case in our PV experiments. Consequently, we expect the lifting of level degeneracy to lead at most to corrections to the hyperfine mixing effects.

In the evolution of the spin polarization in the $7S_{1/2}, F'$ hyperfine sublevel, the effect of the nuclear spin is simply described through the g-factor $2g_F$ (eq. A.5), yielding a Hanle width :

$$\Delta H = \hbar / (2 |g_F \cdot \mu_B| \tau_{7S}) \sim 10 \text{ Gauss} . \quad (\text{B.3})$$

In this respect, hf mixing can be shown to contribute only to corrections of second order in $\mu_B H / \hbar \omega_{6,7}$, which remain $\ll 10^{-4}$ at the field magnitudes involved in practice.

Hereafter, no assumption is made concerning the direction of the Stark field \vec{E} (except special mention).

1. Hyperfine mixing (and degeneracy lift) effects :

We deal separately with the new ξ -independent and ξ -dependent effects.

a) ξ -independent effects :

Two new components \vec{P}_{hf} and \vec{P}_{hf}^x are created in the 7S spin polarization, along \vec{H} and normal to \vec{H} respectively. In view of their symmetry (see below), they are not potential sources of systematics in the PV measurement, but prove useful for calibration purposes. Therefore, we explicit the results only for the configuration of practical interest, i. e. $\vec{H} \perp \hat{k}$. (In a field \vec{H} of arbitrary direction, the effects are similar, only their size is changed). Besides, we consider here only the contributions odd under reversal of \vec{H} , since they provide the best experimental characterization together with complete information. With the same normalization as in App. A, the H-odd contributions in the polarized fluorescence signal, detected along \hat{k}_f , are found to be :

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_{hf}^{\xi} = \mathcal{J}_{\xi}^{\xi} \vec{P}_{hf} \cdot \hat{k}_f = n_F j_F \cdot \left[\delta_{FF'} \alpha^2 |\vec{E} \cdot \vec{\epsilon}|^2 + \right. \\ \left. + (j_{FF'}' + j_{FF'}'' \frac{\delta \omega \cdot \omega_7}{\Omega_D^2}) \beta^2 |\vec{E} \times \vec{\epsilon}|^2 \right] \cdot \left| \frac{\mu_B^H}{\hbar \omega_7} \right| \hat{H} \cdot \xi_f \hat{k}_f \quad (\text{B.4}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_{hf}^x = \mathcal{J}_{\xi}^x \vec{P}_{hf}^x \cdot \hat{k}_f = n_F k_{FF'} \cdot \left[\left(\frac{1}{\omega_7} - \frac{1}{\omega_6} \right) + \delta_{FF'} \cdot \frac{2g_{F'}}{1-g_{F'}} \cdot \frac{\delta \omega}{\Omega_D^2} \right] \times \\ \left| \frac{\mu_B^H}{\hbar} \right| \cdot \left[1 + \left(\frac{H}{\Delta H} \right)^2 \right]^{-1} \cdot \alpha \beta \text{Re} \left[(\vec{E} \cdot \vec{\epsilon}) (\vec{E} \times \vec{\epsilon}^*) \right] \times \hat{H} \cdot \xi_f \hat{k}_f \quad , \quad (\text{B.5}) \end{aligned}$$

$$\text{with } \left. \begin{aligned} j_F &= \frac{4}{3} (1-g_{F'}) \text{sgn } g_{F'} ; \\ k_{FF'} &= \frac{2}{3} (1+2g_{F'}) (1-g_{F'}) \text{sgn } g_{F'} = 2g_{F'} (1-g_{F'}) \text{sgn } g_{F'} ; \end{aligned} \right\} (\text{B.6})$$

$$\text{if } \Delta F=0, \quad \left. \begin{aligned} j'_{FF'} &= \frac{1}{10} (1+2g_{F'}) \left[(3+4g_F) - (1+8g_{F'}) \frac{\omega_7}{\omega_6} \right]; \\ j''_{FF'} &= -\frac{1+2g_{F'}}{1-g_{F'}} \cdot g_{F'}^2; \end{aligned} \right\} \quad (\text{B.7a})$$

$$\text{if } \Delta F \neq 1, \quad \left. \begin{aligned} j'_{FF'} &= \frac{1}{10} \left[(1-2g_{F'}) (7+4g_{F'}) + (1+2g_{F'}) (1+8g_{F'}) \frac{\omega_7}{\omega_6} \right]; \\ j''_{FF'} &= \frac{1}{5} (4-3g_{F'}) (1+2g_{F'}) \end{aligned} \right\} \quad (\text{B.7b})$$

In these expressions, $\delta\omega = \omega_L - \omega_{6F,7F'}$ is the laser detuning from the center of the $6S, F \rightarrow 7S, F'$ hfs line; $\Omega_D = \omega_L (2kT/M_C s^2)^{1/2}$ corresponds to a FWHM Doppler width $2(\text{Log } 2)^{1/2} \Omega_D / 2\pi \approx 750 \text{ MHz}$. In eq. (B.5), the factor $[1+(H/\Delta H)^2]^{-1}$ originates in Hanle effect which affects only \vec{P}_{hf}^x created transverse to \vec{H} . Both signals are quadratic in \vec{E} and involve definite components of the linear polarization of the laser beam. In the particular case $\vec{E} \perp \hat{k}$, \vec{J}_{hf}^x depends on that component whose axes are $\parallel \vec{E}$ and $\perp \vec{E}$; \vec{J}_{hf}^x depends on that one whose axes lie at $\pm 45^\circ$ from \vec{E} , and originates in a spin polarization initially created along $\hat{k} \times \hat{H}$. Note that the effect of laser detuning is very small in \vec{J}_{hf}^x when $F=F'$ (in so far as $j''_{FF'} (\omega_7 \delta\omega / \Omega_D^2) \beta^2 / \alpha^2 \sim 2 \times 10^{-6} \delta\omega / 2\pi (\text{MHz})$) and is totally absent in \vec{J}_{hf}^x when $F \neq F'$. In (B.4 and 5), $M_1'^2$ terms are omitted since their contribution is negligible ($< 10^{-3}$) at the Stark field used in practice.

b) ξ -dependent effects :

Such effects appear both in the $7S$ population (through $\alpha\beta$ interference) and in the spin-polarization (through $\alpha M_1'$ and $\beta M_1'$ interferences), when the magnetic field has a non-zero component along the beam. The corresponding new term in the unpolarized fluorescence signal of the $6S, F \rightarrow 7S, F'$ component is written:

$$J_{u,hf}^x = -\frac{2}{3} n_{F'} (1-g_{F'}) \cdot \left| \frac{\mu_B H}{\hbar} \right| \cdot \left(\frac{\text{sgn } g_F}{\omega_6} + \frac{\text{sgn } g_{F'}}{\omega_7} \right) \alpha\beta E^2 (\hat{H} \cdot \hat{k}) |\vec{\epsilon}|^2 \quad (\text{B.8})$$

(No contribution arises from the lifting of level degeneracy [3a]).

In a magnetic field \vec{H} small as compared with the Hanle width (e.g. in a stray field), the new term in the polarized fluorescence signal is :

$$\begin{aligned} \vec{P}_{\text{hf}}^{(1)}(H \ll \Delta H) &= \sum_{\mathbf{u}} \vec{P}_{\text{hf}}^{(1)} \cdot \xi_{\mathbf{f}} \hat{\mathbf{k}}_{\mathbf{f}} \\ &= -n_{\mathbf{F}} \cdot p_{\mathbf{F}} \cdot (\text{sgn } g_{\mathbf{F}}) \left| \frac{\mu_{\mathbf{B}} H}{\hbar \omega_{\text{hf}}} \right| (\hat{\mathbf{H}} \cdot \hat{\mathbf{k}}) M_1' \alpha \vec{\mathbf{E}} \times \xi_{\mathbf{f}} \cdot \xi_{\mathbf{f}} \hat{\mathbf{k}}_{\mathbf{f}} |\vec{\mathbf{e}}|^2 \quad (\text{B.9}) \end{aligned}$$

$$\text{where } 1/\omega_{\text{hf}}^* = \left[1 + (3 + 4g_{\mathbf{F}}) \beta / 5\alpha \right] / \omega_6 - \left[1 - (1 - 12g_{\mathbf{F}}) \beta / 5\alpha \right] / \omega_7 \quad (\text{B.10})$$

In the case $H \geq \Delta H$, Hanle effect has to be applied to the spin polarization $\vec{P}_{\text{hf}}^{(1)}$ (defined in eq. (B.9)) considered as the source term. The off-resonance contribution, from degeneracy lifting [37], is omitted in (B.9) in view of the minor role played by this signal in the PV experiment.

The implications of the effects described above are examined in sec. 1.3.1.

2. Hanle effect on polarizations which exist in zero field :

In the ideal configuration of the PV experiment (Sec. 1.2.3), the ξ -dependent PC components of the spin polarization are normal to the observation direction and thus undetected. Yet they are interesting for calibration or diagnostic purposes. Hanle effect in a magnetic field of suitable direction gives access to them. Since the corresponding signal is absent in zero magnetic field, it is contained in the H-odd part of the Hanle effect, which also offers the best experimental characterization. For a source polarization \vec{P} , this part is simply $(\text{sgn } g) \mathcal{D}(H) \hat{\mathbf{H}} \times \vec{P}$, where $\mathcal{D}(H)$ is the Lorentz dispersion function :

$$\mathcal{D}(H) = (H/\Delta H) / [1 + (H/\Delta H)^2] \quad ; \quad (\text{B.11})$$

ΔH is the Hanle width (eq. B.3) : $\hat{\mathbf{H}} = \vec{\mathbf{H}} / H$. However, the collision-induced background introduced in App. A (eq. A.21) contributes too. It results from spin polarizations created in both hyperfine sublevels of the 7S state. Since these have opposite g -factors, they exhibit Hanle effects of opposite signs, so that partial compensation takes place. From (A.21), (A.8) and (B.11), their contribution to the polarized fluorescence signal, proportional to $\sum_{\mathbf{F}} n_{\mathbf{F}} \cdot p_{\mathbf{F}} \cdot (\text{sgn } g_{\mathbf{F}}) = 2$, turns out to be independent of the nuclear spin. It is given by :

$$2 B_{\mathbf{p}}^2 |\vec{\mathbf{e}}|^2 \mathcal{D}(H) \hat{\mathbf{H}} \times \xi_{\mathbf{f}} \cdot \xi_{\mathbf{f}} \hat{\mathbf{k}}_{\mathbf{f}} \quad . \quad (\text{B.12})$$

Finally, in the most general configuration, the H-odd, ξ -odd part of the polarized fluorescence signal is :

$$\begin{aligned}
\mathcal{J}_P^k(\text{H-odd}, \xi\text{-odd}) = & \left\{ -n_{F,P_F}(\text{sgn } g_{F'}) \delta_{FF'} \alpha \beta E^2 \cdot \hat{H} \times \hat{\xi} \hat{k} + \right. \\
& + \left[n_{F,P_F}(\text{sgn } g_{F'}) g_{FF'} M_1'^2 + 2B_P^2 \right] \cdot \hat{H} \times \hat{\xi} \hat{k} + \\
& \left. + n_{F,P_F}(\text{sgn } g_{F'}) (\delta_{FF'} \alpha + g_{FF'} \beta) \beta (\vec{E} \cdot \hat{\xi} \hat{k}) \cdot \hat{H} \times \vec{E} \right\} \cdot \xi_F \hat{k}_F |\vec{e}|^2 \mathcal{D}(H) .
\end{aligned} \tag{B.13}$$

We now apply this result to two particular cases of practical interest.

a) Calibration of spin polarization measurements

We assume here the ideal configuration of the PV experiment (Sec. 1.2.3) i.e. $\hat{E} \perp \hat{k}$ and $\hat{k}_f = \hat{E} \times \hat{k}$. But for possible small misalignments (considered in Part II), the last of the three terms in (B.13) vanishes. In a $\Delta F=0$ transition ($\delta_{FF'}=1$), for a realistic value of E (typically 100V/cm), the second term is only 1% of the first one, which is the term of interest. To eliminate completely the small second term, we take for calibration signal the quantity :

$$\mathcal{J}_{\text{cal}}^k = \mathcal{J}_P^k(\text{H-odd}, \xi\text{-odd}, E) - \mathcal{J}_P^k(\text{H-odd}, \xi\text{-odd}, E=0).$$

This quantity is finally equal to

$$\mathcal{J}_{\text{cal}}^k = n_{F,P_F}(\text{sgn } g_{F'}) (-\delta_{FF'} \alpha \beta E^2) |\vec{e}|^2 \mathcal{D}(H_0) \hat{H}_0 \times \hat{\xi} \hat{k} \cdot \xi_F \hat{k}_F . \tag{B.14}$$

This formula is valid for any \vec{H}_0 . In practice, to maximize the last factor, we take \vec{H}_0 normal to both \hat{k} and \hat{k}_f , i.e. $\vec{H}_0 \parallel \vec{E}$ (cf. fig. 6) and $H_0 = \Delta H$, i.e. $\mathcal{D}(H_0) = 1/2$. The notation H_0 is used as a means of recalling this particular configuration: $(\hat{H}_0, \hat{k}, \hat{k}_f) = \pm 1$.

b) Measurement of $\hat{E} \cdot \hat{k}$:

We assume again $\hat{k}_f \perp \hat{k}$, but \hat{E} can now take on any direction. We are interested in singling out the last term of (B.13) to measure $\hat{E} \cdot \hat{k}$. This is obtained by simply applying a magnetic field \vec{H} along \hat{k} , which cancels the two other terms in (B.13).

APPENDIX C

This appendix completes § 2.10 by giving the complete expression of the quantity \mathcal{A}^{PV}/C (eqs. (2.9-11)) measured in each of both hfs components assuming perfect geometry (fig.6). We derive the expressions relevant for a single pass of the beam. (The effect of the multipass is to amplify the signals by the same factor which is eliminated in the normalization). We use the coordinate axes of fig.6 with $\hat{k} = \hat{z}$, $\hat{k}_f = \hat{x}$ and the following sign conventions :

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \eta |\vec{E}| \hat{y} , & \eta &= \pm 1 , \\ \vec{H}_0 &= \eta'' |\vec{H}_0| \hat{y} , & \eta'' &= \pm 1 . \end{aligned} \quad (C.1)$$

(i) Inserting eq. (2.8) in (A.16), we obtain the PV amplitudes measured in zero magnetic field :

$$\mathcal{P}_{e\pm f}^2 = \frac{1}{2} p_F \cdot n_F \cdot (\delta_{FF}, \alpha + g_{FF}, \beta) |\vec{E}| \text{Im} E_1^{PV} \cdot \eta \eta' . \quad (C.2)$$

(ii) Inserting (2.8) in (B.14) and using (B.11), we obtain the calibration amplitudes measured in the 4→4 component, in a field $|\vec{H}_0| = \Delta H$:

$$\mathcal{P}_{e\pm f}^2(H_0 = \Delta H) = - \frac{1}{4} n_F \cdot p_F \cdot (\text{sgn } g_F) \alpha \beta E^2 \cdot \eta \eta'' . \quad (C.3)$$

(iii) From eqs. (A.20), (2.3) and (2.5), the amplitude used for the normalization is written :

$$\mathcal{P}_{e+b}^2 = \frac{1}{4} n_F \cdot (\delta_{FF}, \alpha^2 - h_{FF}, \beta^2) E^2 \quad (C.4)$$

Inserting now (C.2 and 4) in the definition of the experimental asymmetry (eq.2.9), we obtain :

$$\mathcal{A}_{FF'}^{PV} = 4p_F \cdot \frac{\delta_{FF}, \alpha + g_{FF}, \beta}{|\delta_{FF}, \alpha^2 - h_{FF}, \beta^2|} \frac{\text{Im } E_1^{PV}}{|E|} , \quad (C.5a)$$

and from the definition of the angular factors (eqs. A.8)

$$\mathcal{A}_{4\rightarrow 4}^{PV} = \frac{5}{3} \frac{\text{Im } E_1^{PV}}{\alpha |E|} \left(1 + \frac{\beta}{8\alpha}\right) \left(1 - \frac{5\beta^2}{12\alpha^2}\right)^{-1} , \quad (C.5b)$$

$$\mathcal{A}_{3\rightarrow 4}^{PV} = \frac{5}{2} \frac{\text{Im } E_1^{PV}}{\beta |E|} . \quad (C.5c)$$

Inserting (C.3 and 4) in the quantity C defined by eq.(2.10), and using eqs.(A.8) for $F=F'=4$, we obtain :

$$C_{4 \rightarrow 4} = - \frac{5}{6} \frac{\beta}{\alpha} \left(1 - \frac{5}{12} \frac{\beta^2}{\alpha^2} \right)^{-1} .$$

The PV parameters finally extracted in each case are respectively :

$$\mathcal{A}_{4 \rightarrow 4}^{pv} / C_{4 \rightarrow 4} = - 2 \frac{\text{Im } E_1^{pv}}{\beta |E|} \left(1 + \frac{\beta}{8\alpha} \right) , \quad (\text{C.7a})$$

$$\mathcal{A}_{3 \rightarrow 4}^{pv} / C_{4 \rightarrow 4} = - 3 \frac{\text{Im } E_1^{pv}}{\beta |E|} \frac{\alpha}{\beta} \left(1 - \frac{5}{12} \frac{\beta^2}{\alpha^2} \right) . \quad (\text{C.7b})$$

They are predicted to be of opposite signs since α/β has been observed to be negative^[45]. Note that the absolute signs in (C.7) result from the sign convention (C.1).

REFERENCES

- [1] S. L. GLASHOW, Nucl. Phys. 22 (1961), 579; S. WEINBERG, Phys. Rev. Lett. 19 (1967), 1264; A. SALAM, Elem. Part. Theory, Proc. Nobel Symp., 8th (1968), 367; G. 'T HOOFT, Nucl. Phys. B33 (1971), 173; and B35 (1971), 167.
- [2] M. DAVIER, J. Phys. (Paris), colloque C3, 43 (1982), 471.
- [3] M. A. BOUCHIAT and C. BOUCHIAT, Phys. Lett. 48B (1974), 111.
- [4] M. A. BOUCHIAT and C. BOUCHIAT, J. Phys. (Paris), 35 (1974), 899.
- [5] M. A. BOUCHIAT, J. GUENA, L. HUNTER and L. POTTIER, Phys. Lett. 117B (1982), 358.
- [6] M. A. BOUCHIAT, J. GUENA, L. HUNTER and L. POTTIER, Phys. Lett. 134B (1984), 463.
- [7] E. N. FORTSON and L. L. LEWIS, Phys. Rep. 113 (1984) 289 ; M. A. BOUCHIAT and L. POTTIER, in "Atomic Physics 9", eds. R. S. VAN DYCK Jr. and E. N. FORTSON, World Scientific (Singapore 1984); L. M. BARKOV, M. S. ZOLOTOREV and I. B. KHRIPOVICH, Sov. Phys. Usp. 23 (1980), 713
- [8] P. E. G. BAIRD et al., Nature 264 (1976), 528; L. L. LEWIS et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977), 795; P. E. G. BAIRD et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977), 798.
E. N. FORTSON, Neutrinos-78, E. Fowler ed., p. 417.
- [9] L. M. BARKOV and M. S. ZOLOTOREV, JETP Lett. 27 (1978), 357 and Phys. Lett. 85B (1979), 308.
- [10] Yu. V. BOGDANOV et al., JETP Lett. 31 (1980), 214 and 522.
- [11] J. H. HOLLISTER et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981), 643.
- [12] R. C. THOMPSON, Les Houches, Session XXXVIII (1982), *New trends in atomic physics*, G. Grynberg and R. Stora eds, Elsevier (1984).
- [13] I. I. SOBEL'MAN, private communication; G. N. BIRICH et al, Zh. Eksp. & Teor. Fiz. 87 (1984), 776.
- [14] T. P. EMMONS, J. M. REEVES and E. N. FORTSON, Phys. Rev. Lett. 51 (1983), 2089.
- [15] P. BUCKSBAUM, E. COMMINS and L. HUNTER, Phys. Rev. Lett. 46 (1981), 640.

- [16] P. S. DRELL and E. D. COMMINS, Phys. Rev. Lett. 53 (1984), 968.
- [17] V. V. FLAMBAUM, I. B. KHRIPLOVICH and O. P. SUSHKOV, Phys. Lett. 67A (1978), 177.
- [18] V. A. DZUBA, V. V. FLAMBAUM, P. G. SILVESTROV and O. P. SUSHKOV, preprint (1984), submitted to Phys. Scr.
- [19] M. A. BOUCHIAT, J. GUENA and L. POTTIER, J. Phys. Lettres (Paris) 45 (1984), L-61.
- [20] S. L. GILBERT, R. N. WATTS and C. E. WIEMAN, Phys. Rev. A29 (1984), 137.
- [21] M. A. BOUCHIAT, J. GUENA, L. POTTIER, Opt. Comm. 51 (1984), 243.
- [22] M. A. BOUCHIAT et C. BOUCHIAT, J. Phys. (Paris), 36 (1975), 493.
- [23] C. BOUCHIAT, C. A. PIKETTY and D. PIGNON, Nucl. Phys. B221 (1983), 68.
- [24] W. J. MARCIANO and A. SIRLIN, Phys. Rev. D27 (1983), 552.
B. W. LYNN, In : 1983 Trieste Conf. on Radiative Corrections in SU2XU1, p.311, B. W. Lynn and J. F. Wheeler eds, (World Scientific, Singapore, 1984).
- [25] B. P. DAS et al., preprint (1982), State University of New York, Albany, N. Y., USA.
- [26] V. A. DZUBA, V. V. FLAMBAUM, P. G. SILVESTROV and O. P. SUSHKOV, J. Phys. B 18 (1985), 597.
- [27] A. M. MARTENSSON, abstract B96, 9th ICAP, Seattle (1984), R. S. Van Dyck and E. N. Fortson eds., unpublished.
- [28] J. HOFFNAGLE, V. L. TELEGDI and A. WEIS, Phys. Lett. 86A (1981), 457; J. HOFFNAGLE, Dissertation (n°6999), Swiss Federal Institute of Technology, Zürich (Switzerland, 1982), unpublished
- [29] L. N. SHABANOVA, Y. N. MONAKOV and A. N. KHLYUSTALOV, Opt. Spect. 47 (1979), 1.
- [30] M. A. BOUCHIAT, J. GUENA and L. POTTIER, J. Phys. Lettres (Paris), 45 (1984), L-523.
- [31] R. N. WATTS, S. L. GILBERT and C. E. WIEMAN, Phys. Rev. A27 (1983), 2769.
- [32] M. A. BOUCHIAT, J. GUENA, L. HUNTER and L. POTTIER, Opt. Comm. 45 (1983), 35.

- [33] J. HOFFNAGLE, L.Ph. ROESCH, V.L. TELEGDI, A. WEIS and A. ZEHNDER, Phys.Lett. 85A (1981), 143.
- [34] S.L. GILBERT, R.N. WATTS and C.E. WIEMAN, Phys. Rev. A27 (1983), 581.
- [35] E. ARIMONDO, M. INGUSCIO and P. VIOLINO, Rev. Mod. Phys. 49 (1977)¹, 31.
- [36] R.W. MOLOF et al., Phys.Rev. A10 (1974), 1131.
- [37] M.A. BOUCHIAT and M. POIRIER, J. Phys.(Paris), 43, (1982), 729.
M. POIRIER, Thèse de 3ème cycle, Paris VI Univ. (1979), unpublished.
- [38] M.A. BOUCHIAT, J. GUENA, L. HUNTER and L. POTTIER, Opt. Comm. 46 (1983), 185.
- [39] M.A. BOUCHIAT, A. CLOUQUEUR, L. POTTIER, Rev. Phys. Appl. 15 (1980), 1275.
- [40] M.A. BOUCHIAT and L. POTTIER, Opt. Comm. 37 (1981), 229.
- [41] D. HERRIOT, H. KOGELNIK and R. KOMPFFNER, Appl. Opt. 3 (1964), 523.
- [42] M.A. BOUCHIAT, L. POTTIER and G. TRENEC, Rev. Phys. Appl. 15 (1980), 785.
- [43] M.A. BOUCHIAT, A. COBLENTZ, J. GUENA, L. POTTIER, J. Phys. (Paris) 42 (1981), 985.
- [44] M.A. BOUCHIAT, L. POTTIER, Appl. Phys. B29 (1982), 43.
- [45] M.A. BOUCHIAT, J. GUENA, L. POTTIER, Opt. Comm. 37 (1981), 265.