



HAL
open science

Voies ouvertes par des cellules en saphir pour des expériences de violation de parité détectée par émission stimulée

Erwan Jahier

► **To cite this version:**

Erwan Jahier. Voies ouvertes par des cellules en saphir pour des expériences de violation de parité détectée par émission stimulée. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2001. Français. NNT : . tel-00000883

HAL Id: tel-00000883

<https://theses.hal.science/tel-00000883>

Submitted on 23 Nov 2001

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.

Département de physique de l'École Normale
Supérieure



Laboratoire Kastler-Brossel

Spécialité : Physique Quantique

Thèse présentée pour obtenir
le Grade de Docteur de l'Université Pierre et Marie Curie

par

Erwan JAHIER

Sujet :

**Voies ouvertes par des cellules à césium en saphir
pour des expériences de violation de parité détectée
par émission stimulée**

Soutenue : le 12 Novembre 2001

Jury :

M.	C. Boccara	: Rapporteur
Mme.	M.A. Bouchiat	: Directrice de thèse
Mlle.	J. Guéna	: Membre invité
Mme.	L. Julien	: Présidente
M.	L. Moi	: Examineur
M.	D. Treille	: Examineur
M.	C. Westbrook	: Rapporteur

Remerciements

Le travail rapporté dans ce mémoire a été effectué au sein du Laboratoire Kastler-Brossel, au Département de Physique de l'École Normale Supérieure. Je remercie chacun des directeurs qui se sont succédés entre 1998 et 2001 : Michèle LEDUC, Elisabeth GIACOBINO, et Franck LALOE, de m'y avoir accueilli. J'ai pu bénéficier dans ce laboratoire d'un environnement scientifique tout à fait exceptionnel. Le déroulement de cette thèse a été possible grâce au soutien financier du Ministère de l'Enseignement Supérieur, de la Recherche et de la Technologie.

Philippe Jacquier m'a fait découvrir le laboratoire Kastler-Brossel et la physique atomique, à l'occasion d'un stage de courte durée alors que j'étais étudiant à l'ESPCI. La qualité de l'encadrement dont il m'a fait bénéficier pendant ce petit stage a joué pour moi un rôle déterminant, depuis le choix du DEA de Physique Quantique à celui de mon sujet de thèse sur l'expérience de violation de parité dans le césium. Je souhaite ici lui témoigner d'une profonde reconnaissance pour toutes les discussions que nous avons pu avoir, celles très nombreuses axées sur la physique, et les autres, à Paris ou à Ster Vraz.

Le travail présenté ici est très clairement celui d'une équipe. J'ai eu le privilège d'être dirigé au cours de cette thèse par Marie-Anne Bouchiat, la personne même qui a initié le domaine de recherche sur les manifestations des interactions faibles en physique atomique. Je suis toujours très impressionné par l'idée extraordinaire d'utiliser l'interaction matière-rayonnement pour tester les modèles de physique des particules. Dans le travail au quotidien, Jocelyne Guéna a joué un rôle central tout au long de cette thèse. Jocelyne est à peu près inépuisable et incarne l'image que l'on se fait du "bourreau de travail". Au delà de la forme, il se dégage une volonté et une intégrité scientifiques de fond qui demeureront pour moi un exemple. Je tiens enfin à remercier Michel Lintz, l'égalité de son humeur, et son soin mécanique à peu près inimitable. Nous avons eu la chance d'accueillir Aram Papoyan à plusieurs reprises pendant ces trois années. J'ai particulièrement apprécié sa présence, son calme, sa méticulosité et son ingéniosité expérimentale.

Je remercie chaleureusement les membres du jury, M. Claude Boccara, Mme. Lucile Julien, M. Luigi Moi, M. Daniel Treille et M. Christopher Westbrook pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à mon travail.

Au cours de ce travail, de nature expérimentale, j'ai bien souvent eu l'occasion de bénéficier de la compétence et de l'aide des techniciens et ingénieurs du laboratoire. Le personnel de l'atelier de mécanique a beaucoup évolué pendant les années de mon DEA,

de mon Service National puis de ma thèse. Je souhaite remercier Jean-Claude Guillaume, Jean Outrequin, Jack Olejnik, Xavier Dollat, Pascal Travers, Michel Quidu, Jean-Claude Paindorge, Rémi Fert, Benoît Lemaire, Franck Dutertre, Stefano Lun-Kwong-Leon et Yvon Cabirou. Je remercie les membres de l'atelier d'électronique, André Clouqueur, Lionel Pérennes (Yo!), et Patrick Giron, les cryogénistes Jean-Claude Maréchal, Sébastien Chavin, Samir Ben Youssef, Olivier Andrieu, ainsi que François-René Ladan et Christine Martinet. Je ne peux pas oublier les irremplaçables Didier Courtiade et Jean-François Point. J'ai à plusieurs reprises profité des compétences du service informatique, et j'en remercie Zaïre Dissi, Alain Launay, Christophe Barache, et Daniel Le Moal. Le laboratoire ne pourrait fonctionner sans les secrétaires, aussi je tiens à remercier Geneviève Piard, Zohra Ouassayoun, et Corinne Palescandolo, Monique Bonnamy et Nadine Beaucourt.

J'ai enseigné pendant ces trois années de thèse, d'abord à l'ESPCI, puis en tant que Moniteur à l'Université Paris 6. Cette activité d'enseignement a joué un rôle important pour mon équilibre ainsi que pour mon propre apprentissage de la physique, et je continue de la croire très naturellement complémentaire de l'activité de recherche. Je remercie les équipes avec lesquelles j'ai travaillé, en particulier Victor Dana, Anne-Marie Goulay et Christinne Enguehard.

J'ai beaucoup appris grâce aux discussions avec les autres doctorants du laboratoire. Je tiens à remercier Frédéric Chevy, Markus Holtzmann, Florian Schreck, Jean-Noël Fuchs, Nathalie Piégay, Emmanuel Courtade, Arno Rauschenbautel, Romain Long, Sébastien Steiner, Nicolas Treps, Jean-Philippe Karr, Laurent Longchambon, Eric-Olivier Lebigot (notre représentant!), Jean-Pierre Hermier, Patrice Bertet, Jérémie Léonard, Vincent Josse, Bruno Manil, Gaëtan Hagel, Cyriaque Genet, Vincent Bretin, Julien Cubizolles, et ceux que j'oublie.

Je voudrais remercier tout particulièrement les trois "zouaves" rencontrés au DEA de Physique Quantique, et devenus des amis intimes depuis : Laurent Vernac, Guillaume Delannoy et Franck Pereira Dos Santos. Je ne souhaite qu'une chose : que puissent durer ces discussions, sur la physique, la politique, le cinéma, la musique, le vin rouge, la bière et tout le reste.

Que mon copain Georges Bainée, à qui il n'a pas été offert d'entreprendre de longues études, trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance, pour m'avoir fait conduire sa voiture, pour ces innombrables parties de ping-pong, pour m'avoir montré les taches solaires, pour toutes nos discussions et pour son rire.

Merci mon Titi pour ton amitié.

Je ne saurais exprimer à Clotilde combien sa présence et sa simplicité ont pu me combler, et me reconforter lorsque j'en ai eu besoin. Nous avons eu le bonheur inouï de voir naître notre premier enfant dans la dernière année de ma thèse. Depuis deux semaines, Hoël marche. C'est extraordinaire. La petite soeur d'Hoël, car c'est en une bien sûr, mesure aujourd'hui 13 ± 2 cm.

Enfin, je voudrais remercier l'ensemble de ma famille et mes parents en particulier, pour m'avoir permis d'accéder à ces longues études, dont ils savent combien elles sont importantes pour moi. Merci à Magali ; bien que de cultures et de caractères très différents, nous avons souvent pu échanger de façon précise et enrichissante, entre autres sur nos apprentissages respectifs de la musique et de la physique.

Pour ceux qui n'ont pas la chance de le connaître, je signale que mon frère est génial, il s'appelle Ronan, et c'est monf'.

Table des matières

1	Introduction Générale	11
1.1	Intérêt de mesures PV précises dans le césium	11
1.2	Le problème expérimental	14
1.3	Plan du mémoire	15
2	Principe de l'expérience violation de la parité.	19
2.1	Généralités	19
2.1.1	Violation de la parité dans les atomes	19
2.1.2	Schéma général d'une mesure de Violation de Parité	21
2.1.3	Interférence électrofaible dans une transition radiative	23
2.1.4	Choix des conditions expérimentales	23
2.1.5	Excitation de la transition 6S-7S	25
2.1.6	Anisotropies atomiques dans l'état 7S	27
2.1.7	Détection de l'alignement par émission stimulée	29
2.2	Détection des anisotropies optiques par polarimétrie	31
2.2.1	Formalisme de Jones pour des petites anisotropies optiques	31
2.2.2	Les différents modes du polarimètre	32
2.2.3	Déséquilibre normalisé et rotation de la polarisation sonde	33
2.2.4	Calibration de l'alignement violant la parité	33
2.2.5	Critères de sélection : signature du signal PV	35
2.2.6	Amplification de l'asymétrie et choix de la transition sonde	36
2.2.7	Reconstitution de l'observable à partir des quantités mesurées	37
2.3	Description sommaire du dispositif expérimental	38
2.3.1	Les lasers	38
2.3.2	Manipulation des polarisations	39
2.3.3	La cellule à césium et la production de champ électrique	40
2.3.4	Chaîne d'acquisition	40

2.4	Opérations préalables à l'acquisition de données	41
2.4.1	Positionnement des faisceaux pompe et sonde	41
2.4.2	Réglage du polarimètre sans les atomes	41
2.4.3	Réglage de la polarisation du faisceau d'excitation vue par les atomes	42
2.5	Complément : Profil temporel de l'impulsion d'excitation	44
3	Mise en place d'une cellule en saphir	45
3.1	Limites des cellules en verre	45
3.2	Conductivité électrique des cellules à césium	48
3.2.1	Conductivités comparées des cellules en verre et en saphir	48
3.2.2	Temps de relaxation du champ dans une cellule placée dans des élec- trodes externes	50
3.2.3	Altération des cellules après utilisation sur le montage	50
3.3	Description du nouveau montage	50
3.3.1	Le nouveau four interne	50
3.3.2	Calcul de la carte du champ électrique	52
3.3.3	Production des impulsions de haute tension réversibles de forme tra- pezoïdale	53
3.4	Premiers résultats expérimentaux	55
3.4.1	Application du champ électrique avec les électrodes externes et valeur de ce champ	55
3.4.2	Calibration directe de E_z par une mesure polarimétrique	59
3.4.3	Tenue des fenêtres en saphir	59
3.4.4	Suppression de la réflexion des fenêtres par accord en température .	60
3.4.5	Thermodissociation des dimères de césium	63
3.5	Conclusion	65
4	Cellule en saphir en configuration longitudinale	67
4.1	Introduction	67
4.2	Méthode d'étude des champs parasites	69
4.2.1	Effet associé au champ $B_z(E_z^{odd})$	69
4.2.2	Diagnostic atomique d'un champ magnétique longitudinal	69
4.2.3	Effet systématique associé à un couple de champs transverses	70
4.2.4	Procédure 2B4Pol	72
4.2.5	Mesures atomiques complémentaires : test des inhomogénéités de E_z	74
4.3	Résultats du diagnostic atomique	79

4.3.1	Mise en évidence d'une charge d'espace responsable d'un champ électrique radial	79
4.3.2	Mise en évidence d'inhomogénéités en z du champ E_z	86
4.3.3	Une manifestation de cet effet : $\alpha_2^{iso}(E_z^{odd}, \hat{x}\hat{y}) \neq \alpha_2^{iso}(E_z^{odd}, \hat{X}\hat{Y})$	88
4.4	Origine des champs transverses et des anomalies de E_z	90
4.4.1	Modèle très simple en termes d'électrons accélérés	90
4.4.2	Validité de l'hypothèse d'une densité uniforme de charge remplissant la cellule	92
4.4.3	Mesure directe du courant qui traverse la cellule	94
4.4.4	Multiplication de la charge dans la cellule	96
4.4.5	Recoupements entre les dissymétries observées	98
4.5	Peut-on réduire le nombre de charges émises?	101
4.5.1	Tentative pour réduire l'adsorption des atomes Cs sur les fenêtres	101
4.5.2	Origine/mécanisme de l'émission électronique	105
4.6	Limites sur un vrai $B_z(E_z^{odd})$ et origines possibles	107
4.6.1	Courants ohmiques	108
4.6.2	Courants capacitifs	108
4.6.3	Effet d'un champ magnétique résiduel $B_z(E_z^{even})$	109
4.6.4	Courants dus aux charges photoinduites	109
4.7	Bilan sur les champs parasites et effets systématiques.	110
4.7.1	Inhomogénéités du champ E_z et pseudo champ $B_z(E_z^{odd})$	110
4.7.2	Champs transverses	111
4.8	Difficultés rencontrées lors des moyennages	112
4.8.1	Moyennages sur des cellules sans revêtement	113
4.8.2	Moyennages sur une cellule avec revêtements conducteurs externes	114
4.8.3	Fluctuations et dérives de $\alpha_2(E_z^{odd})$ dans une cellule avec revêtements conducteurs	118
4.8.4	Dégradation du rapport signal à bruit	119
4.8.5	Solution actuellement mise en oeuvre	119
4.9	Conclusion	120
5	Exploration d'une configuration transverse	123
5.1	Champ électrique transverse dans une cellule en saphir	124
5.1.1	Intérêts d'un champ transverse	124
5.1.2	Réalisation électrostatique	125
5.1.3	Réalisation mécanique	128

5.1.4	Application d'un champ magnétique transverse	128
5.2	Inventaire des signaux en configuration transverse	130
5.2.1	Orientations dans le niveau 7S en champ Stark transverse	130
5.2.2	Inventaire des signaux accessibles dans un champ Stark E_x et un champ B_x . Signatures.	133
5.2.3	Mesure d'une orientation par polarimétrie pompe-sonde impulsionnelle en mode équilibré	138
5.2.4	Calibration d'une orientation créée transversalement	143
5.2.5	Principe d'une expérience PV en champ électrique transverse	145
5.3	Exploration des signaux en configuration transverse	147
5.3.1	Démarche suivie	147
5.3.2	Manipulation des polarisations	148
5.3.3	Étude en champ magnétique nul : orientation $\mathbf{P}^{(2)}$	149
5.3.4	Étude en champ magnétique transverse : précession de Larmor	157
5.3.5	Application d'un champ B_z	168
5.3.6	Conclusion	170
5.4	Mesures atomiques du champ électrique transverse	171
5.4.1	Mesures d'amplification	172
5.4.2	Mesures par polarimétrie atomique :	172
5.4.3	Extension de la méthode polarimétrique de calibration du champ électrique au cas du champ longitudinal E_z	178
5.5	Problème de la charge d'espace en configuration transverse	179
5.5.1	Quelques observations importantes	179
5.5.2	Interprétation en terme d'un plasma $Cs^+ + e^-$	181
5.5.3	Comparaison des effets de charge d'espace dans les deux configurations de champ électrique étudiées	186
5.6	Conclusion	186
5.7	Complément : Diagnostics des champs δE_y et δE_z	188
6	Conclusion	195
A	Asservissements des lasers	201
A.1	Laser sonde	201
A.2	Laser d'excitation	202
A.2.1	Sonde sur la transition $7S_{1/2,F=4} \rightarrow 6P_{3/2,F=5}$ (et $7S_{1/2,F=3} \rightarrow 6P_{3/2,F=2}$)	202

A.2.2	Sonde sur la transition $7S_{1/2,F=4} \rightarrow 6P_{3/2,F=4}$ (et $7S_{1/2,F=3} \rightarrow 6P_{3/2,F=3}$)	202
A.3	Résonances "parasites"	203
A.3.1	Résonances "3-3-2" et "3-3-3"	203
A.3.2	Résonances "4-4-4" et "4-4-5"	203
B	Estimation des capacités et du temps de relaxation	205
B.1	Configuration longitudinale	206
B.1.1	Tension entre deux électrodes adjacentes	206
B.1.2	Calcul pour la cellule entière	206
B.2	Configuration transverse	208

Chapitre 1

Introduction Générale

1.1 Intérêt des mesures précises de Violation de la Parité dans le césium

Le Modèle Standard [1][2][3][4], la plus simple des théories de jauge renormalisables¹ qui rendent compte des interactions électromagnétique, faible et forte, entre constituants élémentaires de la matière n'a toujours pas été mis en défaut expérimentalement. Ce modèle présente pourtant un certain nombre de limitations, suffisantes pour pouvoir affirmer qu'il ne peut pas être le modèle définitif. Parmi ces limitations, citons en premier lieu le fait qu'il n'inclue pas l'une des quatre interactions fondamentales, la gravitation, actuellement toujours décrite par la théorie (classique) de la Relativité Générale. Par ailleurs, ce modèle ne comporte pas moins de 20 paramètres ajustables², sans aucune justification sur l'origine de ces valeurs, ni même sur leur nombre [5]. Ces limitations ont amené les théoriciens à développer des modèles "au-delà" du Modèle Standard, en conservant ou en étendant (supersymétrie) la structure des théories de jauge. On peut mentionner en particulier la théorie des (super-)cordes, dont l'ambition est d'inclure la gravitation dans le modèle [6].

Sur le plan expérimental, on peut envisager au moins deux approches complémentaires destinées à tester le Modèle Standard ou ses extensions : les expériences de physique dite des hautes énergies et les autres expériences, à beaucoup plus basse énergie.

¹La démonstration de la renormalisabilité des théories de jauge a valu le Prix Nobel 2000 à Martinus Veltman et Gerard 'tHooft.

²Ces paramètres sont : masses de 9 parmi les 12 fermions élémentaires, 3 constantes de couplage pour $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, la masse et la constante de self interaction du boson de Higgs, 3 angles de mélanges pour la matrice de CKM et une phase (violation de CP), un paramètre de violation de CP θ_{QCD} pour $SU(3)$, et le paramètre analogue θ_2 pour $SU(2)$.

Les expériences de hautes énergies, plus connues du grand public, prennent place dans les grands accélérateurs de particules. A l'aide de moyens techniques et humains très impressionnants, ces accélérateurs permettent, si l'énergie disponible est suffisante, de mettre directement en évidence les particules élémentaires. Tout le problème consiste justement à disposer de faisceaux de particules avec une énergie et un flux suffisamment élevés pour atteindre l'énergie de masse et exhiber les particules recherchées. Rappelons que parmi l'ensemble des particules élémentaires que comporte le Modèle Standard, dit minimal, seul le boson de Higgs, à l'origine des masses des particules, reste à mettre en évidence expérimentalement de façon non ambiguë. C'est l'ambition de l'accélérateur actuellement en cours de construction au CERN, le LHC (Large Hadron Collider), le successeur du LEP, qui aurait peut-être vu des indications du Higgs autour de 115 GeV en Octobre 2000, juste avant le début de son démantèlement. Un projet concurrent, le Tevatron, est en cours aux États-Unis, autour du Fermilab.

L'autre approche expérimentale pour tester le Modèle Standard est l'utilisation de la physique des basses énergies, en particulier la physique atomique. Dans ce cas, il n'est pas question d'exhiber directement les particules élémentaires, mais plutôt d'en mesurer les effets sur la dynamique de l'interaction atome-rayonnement. L'intérêt le plus évident de ce deuxième type d'expériences est que l'on sonde de cette manière les interactions entre les particules à des énergies (ou de façon équivalente, sur des échelles de distances) radicalement différentes de celles mises en jeu dans les accélérateurs. A titre d'exemple, le carré de l'impulsion typique échangée entre les particules dans les accélérateurs (par exemple pour $e^- + e^+ \rightarrow Z^0$) est d'environ dix ordres de grandeur supérieur à la quantité équivalente dans notre expérience de physique atomique réalisée dans le césium (le carré de l'impulsion typique de l'électron lorsqu'il est sur le noyau). Par ailleurs, la sensibilité des expériences de basses énergies à de nouvelles particules est aussi très différente de celle de la physique des hautes énergies. En particulier la sensibilité en physique atomique à un éventuel boson neutre Z' plus lourd que le boson Z^0 est inversement proportionnelle au carré de sa masse³. Contrairement aux accélérateurs dans lesquels il faut atteindre un seuil en énergie, on est donc directement sensible à un boson de jauge additionnel Z' , avec un signal proportionnel au rapport $(m_{Z^0}/m_{Z'})^2$. Enfin, les accès indirects aux particules très lourdes, *via* les corrections radiatives⁴ soit incluses dans le Modèle Standard, soit dans ses extensions, ne sont pas non plus les mêmes à hautes et basses énergies. Retenons de façon générale la complémentarité des deux approches expérimentales.

³La forme limite du propagateur du Z^0 à basses énergies $k^2 \ll m^2$ est en $1/M_Z^2$.

⁴Ces corrections ont joué un rôle important par exemple pour prédire la masse du quark top avant sa mise en évidence directe.

Cette thèse s'inscrit dans un projet expérimental de physique atomique, dont l'objet est la mesure d'un effet de violation de la parité dans l'atome de césium, c'est-à-dire d'une asymétrie entre deux expériences images l'une de l'autre dans un miroir.

L'intérêt principal d'une telle mesure est justement de fournir un test du modèle électrofaible dans le domaine des très basses énergies. Plus précisément, l'ambition de ce type d'expérience est l'étude des interactions faibles à courants neutres, associés à l'échange du boson Z^0 entre électrons et quarks dans un atome. En effet, combinée avec des calculs atomiques, dont l'exactitude atteint actuellement le pour cent, une mesure d'asymétrie droite-gauche dans l'interaction atome-lumière fournit une mesure de la charge Q_W du noyau de césium [7]. Cette charge faible est l'équivalent pour l'interaction faible à courants neutres de la charge électrique pour l'interaction de Coulomb, et il s'agit d'une quantité fondamentale prédite par le Modèle Standard [8][9].

Par ailleurs, des expériences précises de violation de la parité en physique atomique ouvrent la voie à une nouvelle physique, à l'intérieur du noyau. D'une part, en exploitant des mesures réalisées sur plusieurs transitions hyperfines, on peut mesurer le moment anapolaire, qui est la grandeur pertinente pour décrire les interactions faibles violant la parité dans le noyau [10][11]. D'autre part, en menant des expériences sur une série d'isotopes, on peut par exemple chercher à vérifier que la charge faible est essentiellement portée par les neutrons. Un autre intérêt de mesures sur des séries d'isotopes serait d'essayer de s'affranchir des calculs atomiques pour pouvoir exploiter des mesures réalisées sur des atomes complexes (plusieurs électrons externes), où l'effet serait renforcé du fait de quasi-dégénérescence entre états de parités opposées.

La première détermination expérimentale quantitative de Q_W a été réalisée dans ce groupe, en 1982-1983 avec une exactitude de 12% [12][13][14][15]. Le résultat, en accord avec le Modèle Standard, étendait sa validité dans le domaine des faibles énergies [16]. Depuis, des mesures PV dans d'autres atomes (Tl, Bi) ont été réalisées avec une précision de 1 à 2%, mais les calculs dans ces atomes n'atteignent pas la précision expérimentale [17][18][19]. Le groupe de Boulder annonce une exactitude record de 0.35% dans sa mesure de violation de parité dans le césium [20]. Si l'on fait confiance aux calculs atomiques au niveau de 0.4%, alors la valeur de la charge faible Q_W déduite de la mesure de Boulder diffère de la prédiction du Modèle Standard de 2.35σ ⁵. De tels résultats [22] seraient compatibles avec l'existence d'un second boson Z' , non détectable en physique des hautes énergies de par son mode de couplage [23][7].

Dans ces conditions, il nous apparaît essentiel de réaliser une mesure de Q_W indé-

⁵Cet écart au Modèle Standard est par ailleurs probablement surévaluée d'après la ref. [21].

pendante, au niveau du pour cent, parallèlement à l'amélioration en cours des calculs atomiques.

1.2 Le problème expérimental

La grande difficulté de ce type d'expérience est liée à ce que l'interaction faible dans un atome est *a priori* complètement négligeable devant l'interaction électromagnétique. Il faut donc avoir recours à l'exploitation de propriétés spécifiques de l'interaction faible pour la distinguer de l'interaction électromagnétique. Or, les interactions faibles ont la propriété exclusive de violer la parité. Rappelons que l'on observe un effet de violation de la parité lorsque deux expériences réalisées dans des configurations images l'une de l'autre dans un miroir ne produisent pas des résultats eux-mêmes "images-miroir". Cette propriété de symétrie représente pour nous le moyen d'étudier l'interaction faible dans les atomes, et c'est la raison pour laquelle nous nous attachons à mesurer précisément un effet de violation de la parité dans une expérience de physique atomique.

En pratique, et malgré le choix indispensable de conditions expérimentales qui permettent d'exalter l'effet de violation de la parité (atome lourd, transition très interdite), l'asymétrie à mesurer reste très petite. Cela pose pour l'expérimentateur deux classes de difficultés : le rapport signal à bruit d'une part et le problème des effets systématiques d'autre part.

Le rapport signal à bruit doit être suffisant pour rendre accessible le niveau de précision souhaité avec un temps de moyennage permis par l'appareillage. Les expériences de violation de la parité restent malgré tout particulièrement longues, et il faut envisager des acquisitions de centaines d'heures pour obtenir une incertitude inférieure au pour cent.

Le problème des effets systématiques est au coeur de toute expérience de ce type à un stade avancé. Il s'agit de s'assurer que l'effet mesuré ne peut pas résulter d'une combinaison de défauts de l'expérience simulant un effet de violation de la parité. Effectuer une mesure PV n'a de sens que si l'on se donne les moyens d'estimer et de contrôler le niveau de ces effets.

Pour améliorer l'efficacité de détection de la transition interdite, l'expérience actuelle n'utilise pas la détection par fluorescence comme dans les expériences précédentes, mais cherche à tirer le meilleur parti possible de l'émission stimulée (cf. § 2.1.7)

Notre expérience est menée dans une cellule avec une vapeur atomique de césium, chimiquement particulièrement agressive, et implique à la fois un faisceau laser pulsé in-

tense (1 mJ/impulsion à 120 Hz) et un champ électrique statique⁶ élevé (jusqu'à environ 2.5 kV/cm sur 10 cm). L'intérêt majeur de travailler avec une cellule est de disposer de densités atomiques beaucoup plus élevées que dans un jet atomique par exemple. En contre partie, les atomes interagissent avec les parois de cette cellule, et compte tenu de la nécessaire application d'un champ électrique à l'intérieur de la cellule, *les propriétés de conductivité électriques de ses parois internes*, lorsqu'elles sont en interaction avec le césium, *s'avèrent jouer un rôle crucial*. D'une part, si la conductivité est trop élevée, il est tout simplement impossible d'appliquer un champ électrique dans la cellule sans avoir recours à des électrodes internes à la cellule, avec des complications pour assurer l'homogénéité de ce champ. D'autre part, des courants de surface de type résistifs sur les parois internes engendrent des champs magnétiques susceptibles de perturber la mesure. On comprend donc aisément que les propriétés électriques de la cellule jouent un rôle de premier plan.

Par ailleurs, les fenêtres de la cellule requièrent elles-mêmes des qualités inhabituelles, afin de préserver leurs qualités optiques à l'échelle de moyennages longs en présence du laser pulsé intense, de la vapeur dense de césium placée dans un champ électrique élevé, et des températures atteignant jusqu'à 300 °C.

Les problèmes des effets systématiques et du rapport signal à bruit sont donc très liés aux propriétés de la cellule à césium dans des conditions expérimentales spécifiques. L'expérience a été construite en exploitant des cellules en verre, dans laquelle a pu être produit un champ électrique longitudinal homogène, au moyen d'électrodes internes. Une étude poussée dans ces cellules a cependant montré des difficultés sérieuses pour des mesures PV, liées à la fois aux propriétés électriques du verre en interaction avec une vapeur dense de césium et aux fenêtres placées dans des conditions inhabituelles. L'objet de cette thèse est l'étude et la réalisation de nouvelles situations expérimentales, accessibles grâce à d'autres types de cellules, des cellules en saphir en particulier, pour essayer de dépasser ces limites.

1.3 Plan du mémoire

Le travail réalisé à l'occasion de ma thèse a largement bénéficié de tout ce qui avait été accompli dans le groupe sur ce thème et plus particulièrement de contributions faisant l'objet de la thèse de Dominique Chauvat [24]. Certaines sont devenues si essentielles à la bonne marche de l'expérience que l'on ne peut opérer sur le montage sans les avoir assimilées. Aussi a-t-il paru utile de commencer ce mémoire par un ensemble de rappels

⁶Le champ électrique est en fait pulsé, mais doit apparaître statique à l'échelle des impulsions laser de 15 ns typiquement.

sur les principes de base de l'expérience.

Cette expérience suggérée en 1985 [25] se distingue des expériences antérieures parce qu'elle est de type pompe-sonde, et réalisée avec des faisceaux laser impulsionnels. Elle repose sur la détection de petites anisotropies angulaires atomiques, par des méthodes polarimétriques. Une des originalités est la détection des anisotropies atomiques de l'état excité $7S$ en exploitant l'émission stimulée par un faisceau sonde vers le niveau $6P_{3/2}$, avec possibilité d'amplification de l'asymétrie au cours de la propagation du faisceau sonde dans la vapeur [26]. Nous introduirons dans le chapitre 2 les principaux signaux indispensables à la compréhension de l'expérience, dans la configuration de champ électrique longitudinal (\mathbf{E} selon l'axe de propagation des faisceaux) pour laquelle elle a été conçue, et nous détaillerons les critères retenus pour discriminer l'effet recherché des effets systématiques.

Nous exposerons ensuite au chapitre 3 les limites rencontrées dans cette expérience avec des cellules à césium en verre, et la mise en place de cellules en saphir. Ces cellules diffèrent en particulier par leurs propriétés de conductivité électrique en présence d'une vapeur atomique de césium, conductivité qui joue un rôle crucial pour l'application du champ électrique assistant la transition d'excitation $6S \rightarrow 7S$. Dans un premier temps, nous avons mis en place une configuration de champ électrique longitudinal, de façon à préserver le principe de l'expérience et à exploiter les connaissances acquises dans cette configuration avec les cellules en verre. L'innovation principale est l'utilisation d'électrodes externes à la cellule en saphir pour appliquer le champ à l'intérieur. Nous présenterons les signaux atomiques qui attestent la bonne application du champ électrique de cette façon, et nous verrons d'autres avantages incontestables à travailler avec ces nouvelles cellules, en particulier ceux liés d'une part aux propriétés de leurs fenêtres et d'autre part à la possibilité de réduire le nombre de dimères.

L'étape suivante consiste à diagnostiquer les champs parasites susceptibles d'affecter la mesure PV, et fait l'objet du chapitre 4. Il est apparu à cet égard de nouvelles difficultés, liées à l'émission de charges par le saphir dans les conditions de notre expérience. Après avoir expliqué les méthodes utilisées pour diagnostiquer le niveau des différents champs électriques et magnétiques parasites, nous présenterons en détails les caractéristiques et les conséquences de l'émission électronique des fenêtres des cellules en saphir pour l'expérience parité. Nous indiquerons les moyens actuellement mis en oeuvre pour résoudre le problème de l'émissivité du saphir.

Une voie ouverte par les cellules en saphir est la possibilité d'exploiter des électrodes externes pour appliquer le champ électrique dans la cellule, ce qui constitue une simplification technologique considérable par rapport aux cellules à électrodes internes. Mais cela permet aussi d'envisager bien plus facilement d'autres géométries de champ électrique, dans les-

quelles les effets systématiques se présentent différemment. Face aux difficultés rencontrées en champ longitudinal, nous avons choisi d'exploiter cette nouvelle possibilité, et d'engager l'étude d'une configuration de champ électrique transverse (\mathbf{E} orthogonal à l'axe de propagation des faisceaux). Parmi les avantages que peut offrir une configuration de champ électrique transverse, on peut mentionner en particulier la possibilité de travailler avec des champs électriques beaucoup plus faibles. Avec la géométrie de nos cellules, on peut utiliser sur certaines transitions d'excitation des tensions réduites par un facteur 50 par rapport à celles employées en configuration de champ longitudinal.

Nous présenterons au chapitre 5 le principe d'une expérience PV en champ électrique transverse, la mise en place de cette configuration et l'exploration des premiers signaux. Bien que le principe général de l'excitation impulsionnelle suivie d'une détection par émission stimulée soit conservé, les observables atomiques et donc les signaux polarimétriques sont complètement différents dans cette configuration. En particulier, l'observable violant la parité est non plus un alignement mais une orientation atomique, créée transversalement dans l'état $7S$. L'exploration d'une expérience en champ \mathbf{E} transverse soulève donc des questions nouvelles, intéressantes par elles-mêmes, par exemple en ce qui concerne la mesure d'orientations par polarimétrie atomique pulsée. Par conséquent, la mise en place de cette configuration signifie une modification en profondeur de l'ensemble des séquences d'acquisition, et de dépouillement des signaux polarimétriques.

Chapitre 2

Principe de l'expérience violation de la parité

2.1 Généralités

2.1.1 Violation de la parité dans les atomes

Nous allons passer en revue les différentes contributions des interactions faibles violant la parité à l'interaction électron-noyau dans un atome stable. Les contributions qui conservent la parité ne constituent qu'une infime perturbation à la structure atomique, avec les mêmes propriétés de symétrie que l'interaction électromagnétique, et l'on peut donc complètement les négliger.

La contribution dominante des interactions faibles neutres violant la parité est la composante axiale-électronique vectorielle-nucléaire, représentée au premier ordre sur le diagramme de la figure 2.1. Au cours de cette interaction, le boson Z^0 échangé se comporte vis-à-vis du noyau exactement comme le photon. A l'approximation non relativiste, le potentiel correspondant pour l'électron de valence dans l'atome de césium a pour expression [8] [9] :

$$V_1^{PV} = \frac{G_F}{4\sqrt{2}} Q_W \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{m_e c} \rho_N(\mathbf{r}) + h.c. \quad (2.1)$$

où

- G_F est la constante de Fermi, qui fixe l'intensité de l'interaction faible à basse énergie,
- $\boldsymbol{\sigma}$ est l'opérateur de spin électronique (matrices de Pauli),
- \mathbf{p} est l'impulsion électronique,

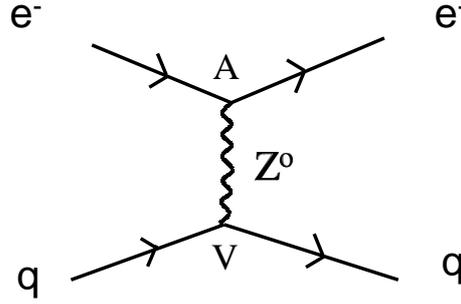


FIG. 2.1 – Contribution dominante des interactions faibles à courants neutres violant la parité entre électrons et quarks dans un atome. Le courant électronique est axial alors que le courant hadronique est un vrai vecteur.

- $\rho_N(\mathbf{r})$ est la densité de charge électrique nucléaire, normalisée à l'unité,
- et Q_W est la charge faible du noyau de césium, l'équivalent pour l'interaction faible de la charge électrique pour l'interaction électromagnétique.

Ce potentiel est un pseudo-scalaire, puisqu'il est proportionnel au produit scalaire du pseudo-vecteur $\boldsymbol{\sigma}$ par le vrai vecteur \mathbf{p} .

Indépendamment du modèle choisi, on peut exprimer la charge faible en fonction des constantes de couplage *vectorielles* C_1^u et C_1^d du Z^0 aux quarks qui constituent les N neutrons et Z protons du noyau :

$$Q_W = -2 \left(\sum_u (2Z + N) C_1^u + \sum_d (Z + 2N) C_1^d \right) \quad (2.2)$$

Dans le cadre du Modèle Standard, Q_W s'exprime (au premier ordre) simplement en fonction de l'angle de Weinberg θ_W :

$$Q_W = Z(1 - 4 \sin^2 \theta_W) - N \quad (2.3)$$

On peut remarquer qu'étant donnée la valeur de l'angle de Weinberg ($\sin^2 \theta_W \simeq 0.23$), la charge faible est en fait essentiellement portée par les neutrons.

La principale ambition de notre expérience est la mesure de la charge faible Q_W du noyau de césium. La précision visée est de l'ordre de 1%, parce qu'à ce niveau, il faut prendre en compte certaines corrections radiatives pour interpréter les résultats expérimentaux. Une telle mesure permet donc un test du Modèle Standard au-delà du premier ordre, et teste ainsi la principale propriété des théories de jauge : leur renormalisabilité.

La contribution symétrique de la précédente, c'est-à-dire vectorielle-électronique axiale-nucléaire, viole aussi la parité. Le potentiel correspondant s'écrit :

$$V_2^{PV} = \frac{G_F}{4\sqrt{2}} A_W \left(\frac{\mathbf{I} \cdot \mathbf{p}}{m_e c} + i \frac{\mathbf{I}(\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{p})}{m_e c} S_N(\mathbf{r}) \right) + hc \quad (2.4)$$

où

- \mathbf{I} est l'opérateur de spin nucléaire,

- $S_N(\mathbf{r})$ est la densité de spin nucléaire, normalisée à l'unité,

- A_W s'exprime en fonction des constantes de couplage *axiales* du Z^0 aux constituants du noyau :

$$A_W \frac{\mathbf{I}}{I} = \langle C_2^p \sum_p \sigma_{\mathbf{p}} + C_2^n \sum_n \sigma_{\mathbf{n}} \rangle \quad (2.5)$$

On vérifie à nouveau que ce potentiel est comme il se doit un pseudo-scalaire, mais cette fois les contributions des constituants du noyau s'ajoutent comme des moments cinétiques et non plus comme des charges de même signe, donc A_W ne croît pas avec Z . De plus un accident numérique (valeur de l'angle de Weinberg) diminue encore nettement cette contribution.

Pour ces raisons, la contribution dominante après V_1^{PV} est en fait l'effet des interactions faibles violant la parité au sein même du noyau, auxquelles on accède en physique atomique via l'interaction hyperfine.

L'effet des interactions faibles violant la parité à l'intérieur du noyau est décrit en terme d'une nouvelle grandeur physique appelée moment anapolaire. Celui-ci décrit la déformation chirale, notée \mathcal{M}^{PV} , de l'aimantation du noyau résultant des interactions entre nucléons [11] [10]. Cette déformation est illustrée sur la figure 2.2 . Le moment anapolaire s'exprime en fonction de \mathcal{M}^{PV} sous la forme :

$$\mathbf{a} = 2\pi \int \mathbf{r} \times \mathcal{M}^{PV}(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \quad (2.6)$$

Le potentiel correspondant à cette interaction peut s'écrire sous une forme en tout point similaire à V_2^{PV} , simplement A_w s'exprime à présent en fonction de nouvelles constantes de couplage, constantes effectives, $C_2^p(an)$, $C_2^n(an)$, traduisant la contribution du moment anapolaire (sec. IV de [10]) .

On peut mesurer ce moment anapolaire en exploitant des mesures de violation de parité menées sur plusieurs composantes hyperfines de la transition $6S \rightarrow 7S$.

2.1.2 Schéma général d'une mesure de Violation de Parité

Les déplacements de niveaux atomiques liés à l'interaction faible sont du second ordre en V^{PV} , puisque V^{PV} n'a d'élément de matrice qu'entre états de parités opposées. On

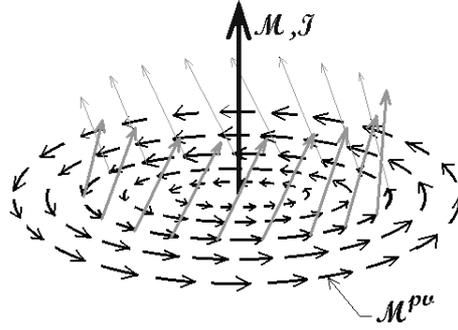


FIG. 2.2 – Illustration de l'interprétation du moment anapolaire en terme de déformation chirale de l'aimantation du noyau, d'après [11].

s'efforcera donc toujours de mesurer des probabilités de transition pour un processus bien choisi, dans lequel se manifestera l'**interférence** entre deux amplitudes de transition :

- une amplitude A^{PC} , conservant la parité,
- une amplitude A^{PV} , violant la parité, et liée à l'interaction faible.

En effet, la probabilité de transition s'écrit alors

$$P^+ = |A^{PC} + A^{PV}|^2 = |A^{PC}|^2 + 2\text{Re}(A^{PC} A^{PV*})$$

(Nous avons négligé $|A^{PV}|^2$, car $|A^{PV}| \ll |A^{PC}|$ pour tous les processus atomiques dans lequel l'atome n'est pas désintégré). Pour le processus correspondant à l'expérience miroir,

$$P^- = |A^{PC} - A^{PV}|^2 = |A^{PC}|^2 - 2\text{Re}(A^{PC} A^{PV*})$$

Le terme d'interférence a changé de signe car, si A^{PC} est un scalaire, alors A^{PV} est un pseudo-scalaire, et vice-versa. Les probabilités de transitions P^+ et P^- sont donc différentes, et on peut définir une asymétrie droite-gauche

$$A^{LR} = \frac{P^+ - P^-}{P^+ + P^-}$$

et qui est donc égale à

$$A^{LR} = 2 \frac{A^{PV}}{A^{PC}}$$

Une expérience de violation de la parité consiste donc en la mesure d'une asymétrie dans les résultats obtenus avec deux configurations expérimentales images l'une de l'autre dans un miroir.

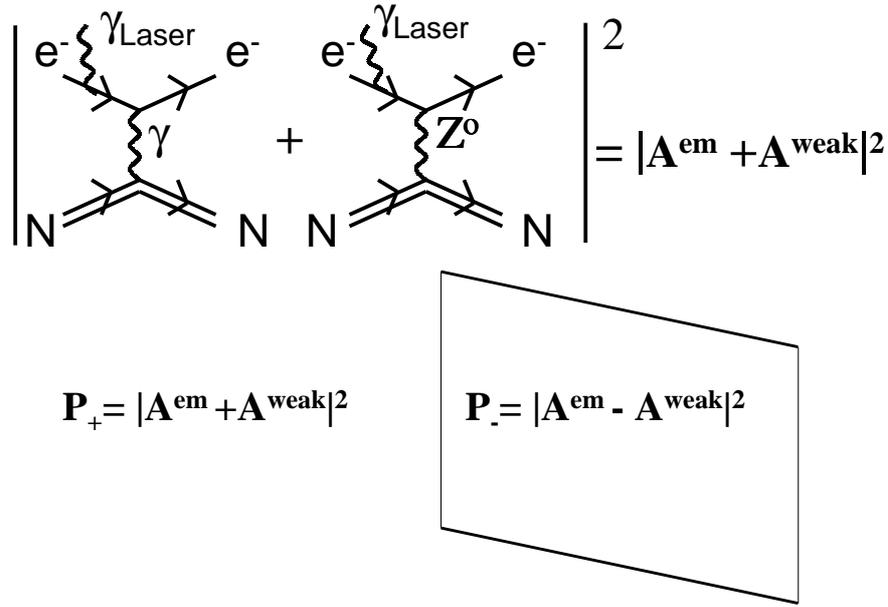


FIG. 2.3 – Représentation schématique de l’interférence entre deux amplitudes dans une transition radiative. Les taux de transition sont différents pour les expériences réalisées dans des configurations images l’une de l’autre dans un miroir.

2.1.3 Interférence électrofaible dans une transition radiative

Dans notre expérience, la violation de la parité a lieu lors de l’excitation d’une transition radiative dans un atome. On illumine des atomes avec un laser (des photons réels), et les deux amplitudes qui interfèrent sont associées respectivement à l’échange de photons (virtuels) et de bosons Z^0 (virtuels) entre l’atome et le noyau. Les deux amplitudes de transition ont des comportements opposés si l’on réalise l’expérience dans une configuration image-miroir, et donc le taux de transition sera différent. La figure 2.3 donne une image simplifiée de cette interférence électrofaible.

2.1.4 Choix des conditions expérimentales

Pour que l’asymétrie A^{LR} soit accessible à la mesure, il faut choisir des conditions expérimentales telles que ce rapport ne soit pas ridiculement petit. A titre d’exemple l’asymétrie A^{LR} sur une transition permise dans l’hydrogène est de l’ordre de 10^{-15} [27]. On va donc chercher à exalter A^{PV} , et à minimiser A^{PC} pour rendre le rapport accessible à l’expérience.

- **Choix de l'atome de césium :**

M.A. et C. Bouchiat ont montré que l'amplitude faible dans un atome croît un peu plus vite que Z^3 , où Z est le numéro atomique de l'atome [8].

Cette loi privilégie de façon évidente les atomes lourds. Cependant, des calculs de structure atomique sont nécessaires pour extraire de la mesure de A^{LR} un test expérimental du Modèle Standard. On est naturellement conduit au choix d'un alcalin, dans lequel on peut mener des calculs particulièrement fiables, dont la précision atteint maintenant au moins 1%. Finalement, notre choix est l'atome de césium ^{133}Cs , le plus lourd des alcalins stables.

- **Choix de la transition atomique :**

Ensuite, il faut choisir une transition où A^{PC} est relativement petit. On choisit pour cela une transition très interdite. Notre équipe a opté pour la transition 6S-7S du césium (Fig.2.4). Le dipôle électrique est nul entre les deux états S, et le dipôle magnétique aussi est nul en première approximation, puisque les fonctions d'onde radiales 6S et 7S sont orthogonales. Pour cette raison, on qualifie la transition 6S-7S de "doublement interdite". Par rapport à une transition E_1 permise, le rapport d'interdiction atteint 14 ordres de grandeur.

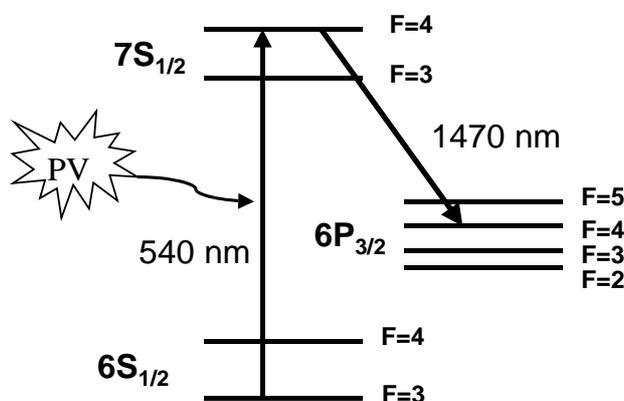


FIG. 2.4 – Niveaux de l'atome de Césium mis en jeu dans nos expériences.

2.1.5 Excitation de la transition 6S-7S

Nous présentons dans ce paragraphe les différentes contributions au dipôle de transition entre les états 6S et 7S. On introduit en particulier le dipôle violant la parité et l'utilité d'appliquer un champ électrique statique.

- **Dipôle magnétique :**

Si l'on tient compte des corrections relativistes, et d'effets à N-corps, il apparaît en fait un petit dipôle magnétique entre 6S et 7S, d'amplitude notée M_1 . Par ailleurs, le terme de contact de l'hamiltonien hyperfin peut mélanger les fonctions d'onde $|6S\rangle$ et $|7S\rangle$, et il en résulte une autre petite contribution au dipôle magnétique, dont l'amplitude s'écrit $M_1^{hf}(F' - F)$ pour une transition $|6S, F\rangle \rightarrow |7S, F'\rangle$ [8][28][29].

- **Dipôle PV :**

Le dipôle violant la parité vient de la perturbation des états $|6S\rangle$ et $|7S\rangle$ par la contribution violant la parité du potentiel V_1^{PV} :

$$\mathbf{d}^{PV} = \sum_{\{|n',p\rangle\}} \langle 6S|\mathbf{d}|n',p\rangle \frac{\langle n',p|V_1^{PV}|7S\rangle}{E_{7S} - E_{n'p}} + \sum_{\{|n',p\rangle\}} \frac{\langle 6S|V_1^{PV}|n',p\rangle}{E_{6S} - E_{n'p}} \langle n',p|\mathbf{d}|7S\rangle$$

Lors de l'excitation de la transition 6S-7S, l'interférence entre le dipôle magnétique et le dipôle PV peut donner effectivement lieu à une asymétrie droite-gauche très exaltée, mais le taux de transition imposé par le dipôle magnétique est tellement petit qu'il n'y aurait quasiment pas de signal à mesurer ! On a donc recours à l'application d'un champ électrique pour assister la transition d'excitation.

- **Dipôle Stark :**

Un champ électrique statique contamine les états $|6S\rangle$ et $|7S\rangle$ avec des états $|n, P\rangle$, et il en résulte un dipôle que nous appellerons le dipôle Stark :

$$\mathbf{d}^{Stark} = \sum_{\{|n',p\rangle\}} \langle 6S|\mathbf{d}|n',p\rangle \frac{\langle n',p|\mathbf{d}\cdot\mathbf{E}|7S\rangle}{E_{7S} - E_{n'p}} + \sum_{\{|n',p\rangle\}} \frac{\langle 6S|\mathbf{d}\cdot\mathbf{E}|n',p\rangle}{E_{6S} - E_{n'p}} \langle n',p|\mathbf{d}|7S\rangle$$

Nous nous intéresserons aux interférences entre les amplitudes $A^{PC} = \mathbf{d}^{Stark}\cdot\mathcal{E}_{\mathcal{L}}$ et $A^{PV} = \mathbf{d}^{PV}\cdot\mathcal{E}_{\mathcal{L}}$, où $\mathcal{E}_{\mathcal{L}}$ est le champ électrique du laser d'excitation. On note que le terme d'interférence (et donc l'asymétrie) change de signe lorsqu'on effectue le basculement $\mathbf{E} \rightarrow -\mathbf{E}$. Cette signature très précieuse nous permet de distinguer l'effet PV d'effets parasites simulant l'effet de violation de parité mais dont le signe ne dépend pas du sens de ce champ.

• **Dipôle effectif de transition :**

On rassemble dans un dipôle effectif les différentes contributions au dipôle de transition entre les états $|6S, F\rangle$ et $|7S, F'\rangle$, perturbés par le potentiel violant la parité et par le champ Stark. Chaque terme de ce dipôle effectif est le produit d'un élément de matrice radial par un opérateur agissant dans l'espace des moments angulaires. Son expression générale est la suivante [8] :

$$\mathbf{d}_{6S,F-7S,F'}^{eff} = -\alpha\mathbf{E} - i\beta\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{E} + M'_1\boldsymbol{\sigma} \times \hat{\mathbf{k}}_L - i\Im m(E_1^{PV})\boldsymbol{\sigma} \quad (2.7)$$

où

- les σ_i sont les matrices de Pauli opérant sur le spin de l'électron,
- α est la polarisabilité scalaire,
- β est la polarisabilité vectorielle. Seul le dipôle associé à β est non nul lorsque le champ électrique est longitudinal ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{k}_L$).
- $M'_1 = M_1 + M_1^{hf}(F' - F)$ est le dipôle magnétique, le terme dominant en champ électrique nul.
- E_1^{PV} est l'amplitude du dipôle de transition entre 6S et 7S résultant de la perturbation de ces niveaux par le potentiel violant la parité correspondant aux courants faibles neutres.

Il est intéressant de discuter des propriétés de symétrie par parité (P), et par renversement du temps (T), qui imposent en fait quasiment la forme de \mathbf{d}^{eff} (voir par exemple [30]).

En effet, le dipôle d'origine Stark est un opérateur vectoriel, invariant par renversement du temps, agissant sur le spin électronique. Il se décompose donc en une partie scalaire et une partie tensorielle d'ordre 1, et il faut construire ces deux contributions avec les grandeurs disponibles : le champ Stark, et l'opérateur de spin électronique.

Le terme scalaire (c'est-à-dire indépendant de l'état du spin) est simplement proportionnel au champ Stark appliqué. On forme par ailleurs un vecteur avec le produit vectoriel du champ Stark et de l'opérateur de spin. Les deux polarisabilités α et β sont nécessairement réelles, pour satisfaire l'invariance par renversement du temps¹.

Enfin, le dipôle PV est un **pseudo-vecteur**. L'opérateur de spin fournit directement la bonne symétrie. E_1^{PV} est imaginaire pur lorsqu'on a convenu de prendre la phase des fonctions d'onde telle que M'_1 est réel. Le facteur i permet de satisfaire l'invariance par renversement du temps.

¹Par renversement du temps on a $\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{E}$, $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$ et $\boldsymbol{\sigma} \rightarrow -\boldsymbol{\sigma}$, et le dipôle doit être transformé en son conjugué hermitique.

Remarque : le dipôle magnétique est construit sur l'opérateur de spin électronique et le vecteur d'onde du laser. Une conséquence importante de la quadrature de phase entre le dipôle Stark vectoriel et le dipôle magnétique est que, dans une configuration de champ électrique longitudinal ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{k}_L$), et avec une polarisation d'excitation plane, il ne peut y avoir d'interférence entre ces deux dipôles.

Ce dipôle effectif est l'outil qui permet de calculer toutes les caractéristiques (population, orientation, alignement) de la multiplicité $|7S, F' \rangle$ après l'impulsion du faisceau d'excitation, en fonction du champ Stark et de la polarisation du laser d'excitation.

2.1.6 Anisotropies atomiques dans l'état 7S

La matrice densité ρ de l'état 7S se calcule à partir du dipôle de transition. On montre [28] que pour l'excitation de la transition $|6S, F \rangle \rightarrow |7S, F' \rangle$ avec un faisceau de polarisation $\hat{\epsilon}^{ex}$, on a

$$\rho_{7S, F'} \propto P_{F'} \mathcal{T} P_F \mathcal{T}^+ P_{F'} \quad (2.8)$$

où $\mathcal{T} = \mathbf{d}^{eff} \cdot \hat{\epsilon}^{ex}$. On peut calculer ainsi la population $Tr(\rho)$, l'orientation $Tr(\rho \mathbf{F})/Tr(\rho)$ et l'alignement² selon les axes (\hat{u}, \hat{v}) , défini par $\langle F_u^2 - F_v^2 \rangle / \langle F_u^2 + F_v^2 \rangle$. Les principales formules permettant de calculer population, orientation et alignement atomiques créés dans l'état 7S, pour un champ Stark et une polarisation d'excitation quelconques, sont rassemblées par exemple dans les références [31] et [28]). Pour expliquer le principe de l'expérience, nous nous limiterons à une démarche simplifiée, en examinant qualitativement le contenu angulaire du taux de transition dans les diverses configurations.

Cette expérience a été construite initialement dans le but de réaliser des mesures de violation de la parité avec une configuration de champ électrique longitudinal : $\mathbf{E}^{Stark} \parallel \mathbf{k}_L$. Au cours de cette thèse, c'est d'abord cette configuration que nous avons étudiée. Nous présenterons donc ici le principe de l'expérience et les signaux les plus importants dans cette configuration.

On considère un champ électrique $\mathbf{E} = E_z \hat{z}$, et on utilise dans ce cas une polarisation d'excitation plane, par exemple $\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{y}$. En négligeant le dipôle magnétique (qui ne joue pas de rôle dans cette configuration), on a alors, d'après (2.7)

$$\mathbf{d}^{eff} \cdot \hat{y} = +i\beta\sigma_x E_z - i\mathcal{S}m(E_1^{PV})\sigma_y \quad (2.9)$$

²Un alignement est en toute rigueur la donnée de cinq quantités, qui forment un tenseur de rang 2. Nous parlerons dans la suite fréquemment d'un alignement selon deux axes orthogonaux pour désigner en fait une composante de l'alignement.

que l'on peut réécrire de façon à faire apparaître le rôle du dipôle PV, sous la forme :

$$\mathbf{d}^{eff} \cdot \hat{\mathbf{y}} = +i\beta E_z \left(\sigma_x - \frac{\Im m(E_1^{PV})}{\beta E_z} \sigma_y \right) \quad (2.10)$$

• **Alignement Stark :**

Le dipôle Stark donne dans le taux de transition un terme en $P_{F'}\sigma_x P_F\sigma_x P_{F'}$, qui engendre un alignement que l'on peut représenter par un ellipsoïde de révolution d'axe x . On note que cet alignement respecte les plans de symétrie de l'expérience, définis par le champ E_z (ou le vecteur d'onde \mathbf{k}_L) et la polarisation plane \hat{e}^{ex} .

• **Alignement PV :**

L'interférence entre le dipôle Stark et le dipôle PV donne dans la matrice densité un terme en $P_{F'}\sigma_x P_F\sigma_y P_{F'} + h.c.$ Si $F \neq F'$, on peut le réécrire $-g_{F'}^2 P_{F'}(F_x F_y) P_{F'} + h.c.$ (et l'opposé si $F' = F$), ou encore $g_{F'}^2 P_{F'}(F_X^2 - F_Y^2) P_{F'}$ avec des vecteurs \hat{X} et \hat{Y} tournés de 45° par rapport à \hat{x} et \hat{y} . Cette interférence "Stark- E_1^{PV} " engendre un alignement d'axes \hat{X} et \hat{Y} , c'est-à-dire $Tr_{7S,F'}(\rho(F_X^2 - F_Y^2)) \neq 0$, qui cette fois brise les plans de symétrie de l'expérience.

Du fait de l'alignement PV, l'alignement total aura donc ses axes tournés d'un petit angle, noté θ^{PV} , qui, d'après l'équation (2.10) est simplement donné par le rapport des deux dipôles³ :

$$\boxed{\theta^{PV} = -\Im m E_1^{PV} / \beta E_z} \quad (2.11)$$

On peut dire que l'effet PV est une petite rotation des axes de l'alignement Stark. L'expérience vue dans un miroir présente des axes tournés d'un angle opposé, et ne correspond donc pas à une vraie expérience réalisable : c'est un effet de violation de parité.

Ordre de grandeur :

Étant donné que $\Im m E_1^{PV} / \beta \simeq -2 \text{ mV/cm}$, avec un champ électrique de 2 kV/cm , nous trouvons donc $|\theta^{PV}| \simeq 10^{-6} \text{ rad}$.

Remarque importante : si l'on change le signe du champ E_z , l'alignement Stark est inchangé puisqu'il est quadratique en E_z . Par contre, l'alignement PV change de signe car il est linéaire en E_z , ce qui signifie que θ^{PV} change de signe. Cette signature joue un rôle très important pour distinguer l'effet PV d'autres effets liés à des interférences entre deux

³En toute rigueur, on a $\theta^{PV} = -\frac{\beta E_z \Im m E_1^{PV}}{(\beta E_z)^2 + M_1^2}$, mais la correction est de l'ordre de qqs 10^{-4} avec le champ électrique de 2 kV/cm que nous utilisons pour cette expérience.

composantes du dipôle Stark, en particulier en présence d'autres composantes parasites du champ électrique.

2.1.7 Détection de l'alignement par émission stimulée

- **Émission stimulée :**

Les premières expériences de violation de la parité dans le césium, réalisées dans cette équipe en 1982-1983, reposaient sur la détection d'une anisotropie dans l'état $7S$ (il s'agissait d'une orientation) en analysant la polarisation de la lumière de fluorescence émise par la vapeur excitée. L'efficacité de collection des photons de fluorescence, après filtrage et analyse de polarisation, constituait une limite à la statistique [25] [32].

La spécificité de l'expérience de seconde génération que nous décrivons ici, est l'utilisation d'un faisceau sonde, accordé sur la transition permise $7S - 6P_{3/2}$, pour stimuler l'émission des atomes excités dans une même direction, de façon à ce qu'ils participent tous au signal mesuré.

Cette méthode a été proposée dès 1985 [25]. Toutefois, la non disponibilité des sources laser pulsées ayant les caractéristiques requises et la difficulté que représente l'application d'un champ électrique longitudinal de signe constant sur une colonne de césium d'une dizaine de centimètres ne permettait pas le démarrage immédiat du projet. Ce démarrage a été rendu possible plusieurs années plus tard, notamment grâce à l'aide octroyée par le MRT (déc. 88-déc.92)[32].

- **Chronologie de l'expérience pompe-sonde :**

Pour pouvoir amplifier le faisceau sonde par émission stimulée, il faut réaliser une inversion de population $7S$ - $6P$ suffisamment grande, et sonder les atomes $7S$ avant qu'ils n'aient eu le temps de fluorescer par émission spontanée. La détection par émission stimulée nécessite donc une excitation intense, ce qui en pratique impose d'utiliser un laser impulsionnel. La chronologie de l'expérience est schématisée sur la figure 2.5 ci-dessous.

En présence d'un champ électrique statique, on envoie une impulsion d'excitation, d'une durée de 15 ns, polarisée linéairement, et accordée sur une composante hyperfine de la transition $6S$ - $7S$ ($|6S, F > \rightarrow |7S, F' >$). La violation de la parité se traduit par une altération de l'anisotropie qui serait créée dans l'état excité en l'absence de l'interaction faible. On envoie ensuite une impulsion de faisceau sonde, d'environ 20 ns, de même polarisation que le faisceau d'excitation, à résonance sur une transition permise $|7S, F' > \rightarrow |6P_{3/2}, F'' >$. Au cours de la propagation dans la vapeur excitée, le faisceau sonde est amplifié par émission stimulée, et sa polarisation est modifiée par les anisotropies atomiques de l'état excité

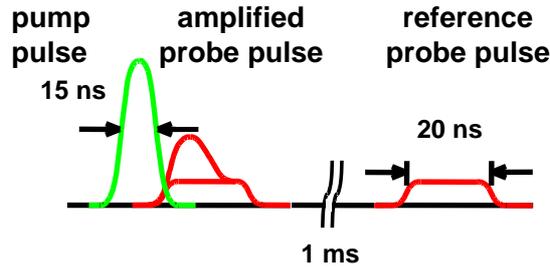


FIG. 2.5 – Chronologie de l'expérience pompe sonde.

7S.

- **Lien entre anisotropies atomiques et anisotropies optiques :**

Nous accédons aux anisotropies atomiques de l'état excité *via* les anisotropies optiques qui en résultent pour le faisceau sonde. Rappelons rapidement le lien entre les deux types d'anisotropies.

Le cas le plus simple, celui qui nous concernera au chapitre 5, est celui d'une orientation. Une orientation dans l'état 7S engendre, pour le faisceau sonde, un pouvoir rotatoire (biréfringence circulaire) et un dichroïsme circulaire, dont les amplitudes sont proportionnelles à la projection de l'orientation selon l'axe de propagation du faisceau sonde. La biréfringence et le dichroïsme sont les parties réelles et imaginaires d'une même susceptibilité, et sont donc liés par des relations du type Kramers-Krönig. Lorsque l'on fixe la fréquence d'un des deux lasers, et que l'on balaye l'autre, la biréfringence présente un profil spectral en dispersion et le dichroïsme un profil spectral en absorption.

Avec la configuration de champ électrique longitudinal, les principaux signaux sont des alignements comme nous venons de le voir. Un alignement, comme tout tenseur d'ordre deux, peut se représenter par un ellipsoïde qui joue ici un rôle très semblable à l'ellipsoïde des indices pour la propagation de la lumière dans un milieu anisotrope. Cet alignement engendre pour le faisceau sonde une biréfringence et un dichroïsme linéaires. Les axes propres de cette anisotropie sont donnés par les axes de l'ellipse résultant de l'intersection de l'ellipsoïde avec le plan normal au vecteur d'onde du faisceau sonde.

L'alignement Stark crée, pour un faisceau sonde se propageant selon z , un dichroïsme plan d'axes propres (\hat{x}, \hat{y}) , alors que l'alignement PV engendre un dichroïsme plan d'axe \hat{X} et \hat{Y} . Le dichroïsme de la vapeur excitée a donc des axes tournés de θ^{PV} par rapport à la polarisation d'excitation. En conséquence, la polarisation sonde, initialement selon \hat{e}^{ex} , n'est pas alignée selon un des axes propres du dichroïsme, et va donc tourner au cours de

sa propagation. Nous présentons dans le paragraphe suivant le principe de la mesure de θ^{PV} par polarimétrie.

2.2 Détection des anisotropies optiques par polarimétrie en mode équilibré

2.2.1 Formalisme de Jones pour des petites anisotropies optiques

Rappelons l'expression générale de la matrice qui relie le vecteur de Jones $\hat{\epsilon}^{in}$ représentant la polarisation initiale dans la base $(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}})$, à $\hat{\epsilon}^{out}$, obtenu après traversée du milieu anisotrope [24] [33] :

$$\hat{\epsilon}^{out} = M \hat{\epsilon}^{in} \quad (2.12)$$

avec

$$M = \mathbf{1} + (\gamma_1 + i\alpha_1) \sigma_1 + (\gamma_2 + i\alpha_2) \sigma_2 + (\gamma_3 + i\alpha_3) \sigma_3 \quad (2.13)$$

Les σ_i sont les matrices de Pauli⁴ et on a posé $\hat{\mathbf{X}} = (\hat{\mathbf{y}} + \hat{\mathbf{x}})/\sqrt{2}$, et $\hat{\mathbf{Y}} = (\hat{\mathbf{y}} - \hat{\mathbf{x}})/\sqrt{2}$. La signification des coefficients réels α_i et γ_i , pour les faibles anisotropies qui nous intéressent, est la suivante :

- $2\alpha_1$: biréfringence linéaire d'axes (\hat{X}, \hat{Y})

Explicitement, on a au premier ordre, avec $\hat{\epsilon}^{in} = \hat{\mathbf{y}}$: $Arg(\frac{\epsilon_X^{out}}{\epsilon_Y^{out}}) = 2\alpha_1$ et $|\frac{\epsilon_X^{out}}{\epsilon_Y^{out}}| = 1 + 2\gamma_1$

- $2\alpha_2$: biréfringence circulaire (pouvoir rotatoire)
- $2\alpha_3$: biréfringence linéaire d'axes (\hat{x}, \hat{y})
- $2\gamma_1$: dichroïsme linéaire d'axes (\hat{X}, \hat{Y})
- $2\gamma_2$: dichroïsme circulaire.
- $2\gamma_3$: dichroïsme linéaire d'axes (\hat{x}, \hat{y})

Dans la suite du mémoire, nous emploierons systématiquement ces notations plus concises pour désigner les différentes anisotropies optiques. En particulier, l'alignement Stark engendre "un effet γ_3 à résonance" (un dichroïsme plan selon des axes propres parallèle et orthogonal à $\hat{\epsilon}^{ex}$ ayant un profil en absorption), et l'alignement PV un effet γ_1 . L'effet de violation de la parité est précisément l'apparition d'un petit γ_1 , *a priori* interdit par la symétrie de l'expérience.

⁴Matrices de Pauli : $\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ $\sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$ $\sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$

2.2.2 Les différents modes du polarimètre

- **Mode linéaire :**

Notre polarimètre est constitué essentiellement d'un cube séparateur de polarisation, et d'une photodiode sur chaque voie. Les axes du cube sont tournés de $\pm 45^\circ$ par rapport à la polarisation sonde avant traversée de la vapeur. La différence entre les deux voies est donc nulle s'il n'y a pas d'anisotropie : le polarimètre opère en mode équilibré, ce qui permet une détection sur fond noir.

Sauf indication contraire, on considère par défaut une polarisation d'excitation plane, selon \hat{y} , et de même pour la polarisation sonde initiale. Dans ce mode dit linéaire, le polarimètre est sensible au premier ordre à un dichroïsme linéaire γ_1 et à une biréfringence circulaire α_2 , puisque ces deux effets (et seulement eux) produisent une rotation de la polarisation.

On peut distinguer un effet γ_1 d'un effet α_2 en faisant basculer la polarisation sonde initiale entre \hat{y} et \hat{x} . Le déséquilibre du polarimètre change de signe dans le cas de l'effet α_2 , alors qu'il conserve le même signe pour un effet γ_1 . On dira que le polarimètre est sensible à $\gamma_1 \pm \alpha_2$.

De façon évidente, si l'on tourne les axes du polarimètre et la polarisation sonde de 45° , on devient sensible à $\gamma_3 \pm \alpha_2$. En pratique, on exploite l'insertion d'une lame ($\lambda/2$) avant la cellule pour tourner la polarisation sonde, et une autre après pour ne pas avoir à tourner le polarimètre.

- **Mode circulaire :**

Le polarimètre devient sensible à un dichroïsme circulaire et à une biréfringence linéaire si l'on place devant le cube séparateur de polarisation une lame ($\lambda/4$) avec des axes à $\pm 45^\circ$ de ceux du cube, que l'on notera donc $(\lambda/4)_{xy}^{det}$. Avec une polarisation sonde qui bascule entre \hat{y} et \hat{x} , le polarimètre en mode circulaire est sensible au premier ordre à $\gamma_2 \pm \alpha_1$. Si l'on tourne les polarisations sonde de 45° , le polarimètre est sensible à $\gamma_2 \pm \alpha_3$.

Le tableau ci-dessous résume les configurations du polarimètre et les anisotropies optiques auxquelles il est sensible au premier ordre dans chaque cas. On désigne par $(L)^{det}$ une lame insérable automatiquement devant le polarimètre (après la cellule), et par $(L)^{pr}$ une lame insérable sur le faisceau sonde, avant la cellule. Les lames $(L)_{bis}$ font tourner les polarisations de 45° .

Mode	Sensibilité à	$(\lambda/4)_{xy}^{det}$	$(\lambda/2)_{bis}^{pr}$	$(\lambda/2)_{bis}^{det}$	$D(\frac{\lambda}{2}^{pr} - even)$	$D(\frac{\lambda}{2}^{pr} - odd)$
linéaire	$\gamma_1 \pm \alpha_2$	OFF	OFF	OFF	$2\gamma_1$	$2\alpha_2$
linéaire+bis	$\gamma_3 \pm \alpha_2$	OFF	ON	ON	$2\gamma_3$	$2\alpha_2$
circulaire	$\gamma_2 \pm \alpha_1$	ON	OFF	OFF	$2\gamma_2$	$2\alpha_1$
circulaire+bis	$\gamma_2 \pm \alpha_3$	ON	ON	ON	$2\gamma_2$	$2\alpha_3$

TAB. 2.1 – Les différents modes du polarimètre, et les déséquilibres normalisés correspondants (au premier ordre).

2.2.3 Déséquilibre normalisé et rotation de la polarisation sonde

Le polarimètre en mode équilibré, avec axes à $\pm 45^\circ$ des plans de symétrie de l'expérience (voir Fig. 2.6), est sensible à la rotation ψ de la polarisation sonde après traversée de la vapeur de césium.

On définit le déséquilibre normalisé D par

$$D = \frac{S_X - S_Y}{S_X + S_Y}$$

où S_X et S_Y sont les signaux des photodiodes sur les deux voies du polarimètre. Au premier ordre en ψ , on obtient alors

$$D = 2\psi$$

Afin d'extraire exclusivement la contribution des atomes excités à la rotation de la polarisation sonde, on mesure ensuite le déséquilibre du polarimètre obtenu avec une impulsion sonde de référence, envoyée 1 ms après la première impulsion sonde, lorsque les atomes ont tous relaxé vers le niveau fondamental. On exploite donc un **double** déséquilibre normalisé :

$$\Delta D = D_{amp} - D_{ref}$$

En pratique, on envoie en fait quatre impulsions de référence, à 1 ms d'intervalle, pour réduire le bruit sur la mesure. On désigne par "pentapulse" l'ensemble d'une impulsion amplifiée suivie de quatre impulsions de référence.

2.2.4 Calibration de l'alignement violent la parité

L'angle θ que font les axes de l'alignement total dans l'état 7S avec les plans de symétrie de l'expérience est égal au rapport du dipôle PV sur le dipôle Stark : $\theta^{PV} = \Im m E_1^{PV} / \beta E_z$. Il s'agit donc de mesurer θ pour accéder à E_1^{PV} . Or l'angle dont tourne la polarisation

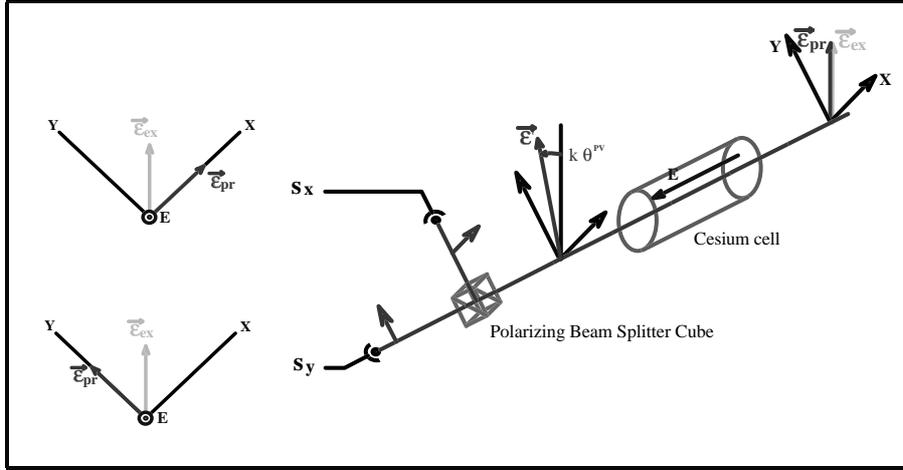


FIG. 2.6 – Géométrie de l'expérience pompe sonde. Le faisceau sonde a initialement la même polarisation que celle du faisceau d'excitation, et \hat{e}^{pr} a tourné d'un angle $\psi = k\theta^{PV}$ après traversée de la vapeur excitée.

sonde dépend de façon compliquée du détail de la propagation du faisceau sonde dans la vapeur. Afin de calibrer le double déséquilibre du polarimètre, on mesure l'angle Ψ^{cal} dont tourne la polarisation sonde lorsque les axes de l'alignement font un angle θ^{cal} bien connu avec la polarisation sonde à l'entrée de la cellule. On déduit ensuite :

$$\theta^{PV} = \frac{\Psi^{PV}}{\Psi^{cal}} \times \theta^{cal} \quad (2.14)$$

En pratique, on tourne la polarisation d'excitation de quelques mrad à l'aide d'un rotateur Faraday⁵ et on mesure le double déséquilibre dans ces conditions. On extrait la contribution de l'alignement Stark en ne retenant que le signal pair dans le renversement du champ électrique et impair dans le basculement de θ^{cal} .

Pour chaque acquisition, on utilise cette calibration pour obtenir, à partir des doubles déséquilibres, des anisotropies dites calibrées, notées α_i^* et γ_i^* et exprimées en microradians ou milliradians. L'angle que l'on obtient ainsi correspond à l'angle que devrait faire la polarisation d'excitation avec la polarisation sonde pour que l'alignement Stark produise la même rotation de la polarisation sonde que l'effet mesuré. **Cette calibration est donc parfaitement adaptée à la mesure de θ^{PV}** , et plus généralement à celle de tout dichroïsme plan, ce qui est le point essentiel. Pour interpréter un α_2^* , il faut revenir aux définitions [33].

⁵Verre Hoya, 12.5 mrad/A. Constante de Verdet à $\lambda = 539 \text{ nm}$: $C=0.368 \text{ min.G}^{-1}.\text{cm}^{-1}$

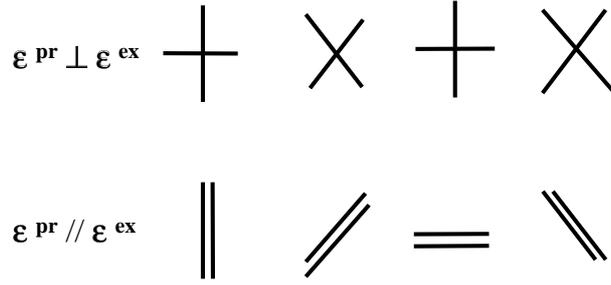


FIG. 2.7 – Les 8 configurations de polarisation pompe-sonde.

Remarque importante :

Dans cette configuration, une mesure du champ électrique E_z est nécessaire pour obtenir une détermination expérimentale de E_1^{PV} à partir de la mesure de θ^{PV} . Cette question sera examinée au § 3.4.2.

Ensuite, à partir de E_1^{PV}/β , on peut déduire la détermination expérimentale de Q_W via des calculs atomiques, certes complexes, mais dont le résultat est fiable, à un niveau de précision de 1% au moins [34].

2.2.5 Critères de sélection : signature du signal PV

Le point de départ pour mettre en oeuvre les critères de sélection permettant d'extraire le signal PV en rejetant le maximum d'effets parasites est la signature complète de l'effet PV :

Le signal PV est un dichroïsme linéaire, d'origine atomique, d'axes à $\pm 45^\circ$ des plans de symétrie de l'expérience, et impair dans le renversement du champ électrique. Les plans de symétrie de l'expérience (idéale) sont définis par le champ électrique et la polarisation plane du faisceau d'excitation.

Le principe de l'expérience a été exposé avec une polarisation d'excitation selon \hat{y} . En fait, on peut parfaitement tourner les polarisations pompe et sonde d'un même angle autour de l'axe de propagation sans rien changer à ce principe. Par contre, certains défauts sur le montage, eux, ne sont pas invariants par rotation autour de l'axe z . On conçoit donc facilement que l'on peut diagnostiquer la présence d'effets parasites si l'on observe une anisotropie sur les signaux lors de la rotation des polarisations autour de \hat{z} . Au cours de la thèse de D. Chauvat [24] a donc été mise en place l'exploitation de 4 polarisations d'excitation, tournées respectivement de $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$, par rapport à la verticale \hat{y} . Pour chaque polarisation d'excitation, on exploite $\hat{e}^{pr} \parallel \hat{e}^{ex}$ et $\hat{e}^{pr} \perp \hat{e}^{ex}$ pour distinguer γ_1 de α_2 .

Au total, il y a donc huit configurations pompe-sonde schématisées sur la figure 2.7.

On peut finalement énoncer les 7 critères de sélection mis en oeuvre pour extraire le signal PV :

1- Polarimétrie en mode équilibré : on détecte sur fond noir le déséquilibre entre configurations droite et gauche.

2- Le double déséquilibre $D_{atom} - D_{ref}$ permet la sélection du déséquilibre d'origine atomique.

3- Basculement du signe de \mathbf{E} : le signal PV change de signe quand on renverse le champ Stark (la plupart des effets sont fonctions de E^2). On extrait la composante du déséquilibre impair dans le renversement de \mathbf{E} .

4- Basculement de la polarisation sonde avant l'analyseur (lame $(\lambda/2)_{det}^{xy}$) : cela permet la discrimination entre une vraie rotation de la polarisation et des effets instrumentaux différentiels entre l'impulsion amplifiée et celles de références, ou encore des parasites électromagnétiques

Sans atomes excités, le zéro de rotation de la polarisation est défini à mieux que 10^{-6} rad (Avec des atomes excités : les imperfections des polarisations produisent des effets pairs en E, qui peuvent être réduits au niveau du bruit grâce à un asservissement agissant finement sur l'orientation de $\hat{\epsilon}^{ex}$)

5- Rotation de la polarisation incidente $\hat{\epsilon}^{pr}$ de 90° : discrimination entre un dichroïsme linéaire (l'effet PV) et un pouvoir rotatoire (par exemple un effet Faraday).

On exploite en outre l'invariance de l'expérience par rotation autour de l'axe de propagation des faisceaux :

6- Rotation de $\hat{\epsilon}^{pr}$ de 45° , 90° , 135° : on discrimine ainsi entre le signal PV et les effets anisotropes causés par des champs statiques transverses \mathbf{E} ou \mathbf{B} , qui eux ne présentent pas la symétrie de révolution.

7- Mêmes axes d'analyse tandis que $\hat{\epsilon}^{ex}$ et $\hat{\epsilon}^{pr}$ sont tournés : rejets des effets indépendants de $\hat{\epsilon}^{ex}$.

2.2.6 Amplification de l'asymétrie et choix de la transition sonde

Dans le modèle le plus simple pour la propagation du faisceau sonde dans la vapeur excitée, les deux composantes de polarisation du faisceau, correspondant aux deux axes propres, sont amplifiées exponentiellement, mais avec des gains différents [26][35]. On peut alors écrire le déséquilibre normalisé sous la forme :

$$D = \theta^{PV} (e^{\eta(F', F'')\mathcal{A}} - 1) \quad (2.15)$$

où

$$\mathcal{A} \equiv \ln \frac{I^{out}}{I^{in}} \propto E_z^2 \quad (2.16)$$

Le paramètre $\eta(F', F'')$ est un facteur dépendant de la transition $7S_{1/2, F'} \rightarrow 6P_{3/2, F''}$, qui traduit la sensibilité du faisceau sonde à un alignement dans l'état $7S$, I^{in} et I^{out} sont les intensités respectivement à l'entrée et à la sortie de la cellule. Le facteur η est le plus grand pour la transition sonde $F' = 4 \rightarrow F'' = 4$ et c'est donc cette transition que l'on cherche à exploiter en priorité pour des mesures de violation de la parité basées sur la détection d'un alignement dans la multiplicité $\{|7S, F' \rangle\}$.

Bien que θ^{PV} soit inversement proportionnel à E_z (cf Eq.(2.11)), l'équation (2.15) montre que l'on a en fait intérêt à augmenter le plus possible le champ électrique. En effet, lorsque l'épaisseur optique devient importante, l'asymétrie croît plus que linéairement avec l'épaisseur optique, et augmente donc lorsque E_z augmente. Sur ce point, la détection par émission stimulée se démarque nettement des expériences antérieures, toutes basées sur la détection par fluorescence où l'asymétrie droite-gauche est θ^{PV} (à un facteur près voisin de l'unité), donc inversement proportionnel à E_z .

2.2.7 Reconstitution de l'observable à partir des quantités mesurées

Indiquons finalement la façon dont on reconstitue l'observable PV à partir des signaux polarimétriques (cf. [24], Annexe A).

Il faut d'abord définir les 16 états différents correspondants au 2^4 possibilités lorsqu'on bascule les 4 paramètres θ^{cal} , E_z , $(\frac{\lambda}{2})^{det}$ et $(\frac{\lambda}{2})^{pr}$. Le tableau ci-dessous permet de repérer ces états.

état	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
θ^{cal}	+	-	+	-	+	-	+	-	+	-	+	-	+	-	+	-
E_z	+	+	-	-	+	+	-	-	+	+	-	-	+	+	-	-
$(\frac{\lambda}{2})^{det}$	-	-	-	-	+	+	+	+	-	-	-	-	+	+	+	+
$(\frac{\lambda}{2})^{pr}$	-	-	-	-	-	-	-	-	+	+	+	+	+	+	+	+

TAB. 2.2 – Les 16 états des paramètres basculés pour une polarisation \hat{e}^{ex} fixée.

Dans chacun de ces états, on évalue un double déséquilibre normalisé $\Delta D(j) = 1, \dots, 16$. On moyenne cette quantité sur $N=30$ tirs de laser d'excitation, délivrés à une fréquence de 120 Hz.

A partir de l'ensemble des $\Delta D(j)$, on peut alors évaluer le dichroïsme calibré $\gamma_1^*(E_z^{odd})$, à partir de deux angles θ_{\parallel}^* et θ_{\perp}^* dont nous donnons ci-dessous la définition :

$$\hat{\epsilon}^{pr} \parallel \hat{\epsilon}^{ex} : \theta_{\parallel}^* = +\theta^{cal} \left[\frac{\Delta D(1) + \Delta D(2) - \Delta D(5) - \Delta D(6)}{\Delta D(1) - \Delta D(2) - \Delta D(5) + \Delta D(6)} \right] - \theta^{cal} \left[\frac{\Delta D(3) + \Delta D(4) - \Delta D(7) + \Delta D(8)}{\Delta D(3) - \Delta D(4) - \Delta D(7) + \Delta D(8)} \right] \quad (2.17)$$

On peut écrire de manière plus lisible :

$$\theta_{\parallel}^*(\hat{\epsilon}^{ex}) = \theta^{cal} \left[\frac{\Delta D(\theta^{cal} - even; (\frac{\lambda}{2})^{det} - odd; E+)}{\Delta D(\theta^{cal} - odd; (\frac{\lambda}{2})^{det} - odd; E+)} - \frac{\Delta D(\theta^{cal} - even; (\frac{\lambda}{2})^{det} - odd; E-)}{\Delta D(\theta^{cal} - even; (\frac{\lambda}{2})^{det} - odd; E-)} \right] \quad (2.18)$$

En transposant l'indice j de 1-8 à 9-16 on obtient θ_{\perp}^* , et l'on reconstruit enfin :

$$\gamma_1^*(\hat{\epsilon}^{ex}) = \frac{1}{2}(\theta_{\parallel}^* + \theta_{\perp}^*) \quad \text{et} \quad \alpha_2^* = \frac{1}{2}(\theta_{\parallel}^* - \theta_{\perp}^*) \quad (2.19)$$

Notre signal PV, pour une transition hyperfine donnée, est la valeur "isotrope" lorsqu'on fait tourner la polarisation d'excitation $\hat{\epsilon}^{ex}$:

$$\langle \gamma_1^* \rangle = [\gamma_1^*(\hat{x}) + \gamma_1^*(\hat{y}) + \gamma_1^*(\hat{X}) + \gamma_1^*(\hat{Y})] / 4 \quad (2.20)$$

2.3 Description sommaire du dispositif expérimental

2.3.1 Les lasers

- **Laser sonde à 1.47 μm :**

Le laser sonde est un laser à centres colorés (cristal de NaCl dopé OH^- , irradié aux UV). Il est pompé par laser Nd :YAG et nécessite un pompage additionnel par un laser à Argon ionisé pour régénérer les centres. On utilise typiquement 0.6 W de YAG et 80 mW d'Argon pour obtenir environ 40 mW à 1.47 μm .

Ce laser est asservi en fréquence sur une cavité Fabry-Perot externe, elle-même asservie grâce à un dispositif de spectroscopie de polarisation sans effet Doppler, décrit dans l'annexe

B. L'accord en fréquence est exact à quelques mégahertz près et le jitter est inférieur au mégahertz.

On obtient des impulsions de 20 ns après passage dans un modulateur électro-optique rapide en $LiNbO_3$, piloté avec une tension basse, de l'ordre de 15 V. Cet interrupteur assure une extinction en deçà de 10^{-3} , et lorsqu'il est passant, la transmission est de 8% pour notre longueur d'onde.

Laser d'excitation à 539 nm :

On obtient le faisceau continu avec un laser à colorant en anneau⁶ (Rhodamine 560), pompé par un laser à Argon. Ce laser à colorant est asservi sur une cavité externe, stabilisée thermiquement et isolée acoustiquement. Pendant les acquisitions, cette cavité est elle-même asservie sur des signaux atomiques issus du polarimètre, dépendants de la transition étudiée (voir annexe B). Dans de bonnes conditions, le laser délivre environ 80 mW avec 1.2 W d'Argon.

Ce faisceau continu est amplifié en régime impulsionnel par passage dans trois cellules successives, où circule un colorant (Coumarine 540) pompé par des impulsions de 80 mJ environ à 308 nm, délivrées par un laser XeCl.

On obtient ainsi des impulsions d'environ 2 mJ d'une durée de 15 ns, et de largeur spectrale proche de la limite par transformée de Fourier [36]. Un enregistrement récent du profil temporel est présenté dans le complément de ce chapitre.

2.3.2 Manipulation des polarisations

Le schéma de la figure 2.8 représente les éléments essentiels du coeur de l'expérience.

Les polarisations d'entrée sur la table sont fixées par des prismes de Glan. L'ensemble des lames montées sur basculeurs permettent de mettre en oeuvre les rotations de $45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$, des polarisations d'excitation, sonde avant et après la cellule. Une lame $\lambda/4$ sur chaque faisceau permet d'exploiter des signaux de contrôle additionnels, et la $\lambda/4$ basculable devant le polarimètre permet de passer du mode linéaire au mode circulaire.

La compensation de la biréfringence sur le trajet du faisceau d'excitation avant les atomes est réalisée avec une lame de quartz dont l'axe optique est dans le plan de la lame et l'épaisseur telle que $(\Delta n.e = 2\lambda)$. En exploitant des signaux atomiques, on règle finement l'orientation des axes et de l'incidence pour annuler l'hélicité du faisceau (voir § 2.4.3. suivant). Les sources de biréfringence pour ce faisceau sont essentiellement la réflexion à incidence non normale sur le miroir de recombinaison, et éventuellement la fenêtre d'entrée

⁶Réalisé au laboratoire selon les plans de F. Biraben et G. Tréneç.

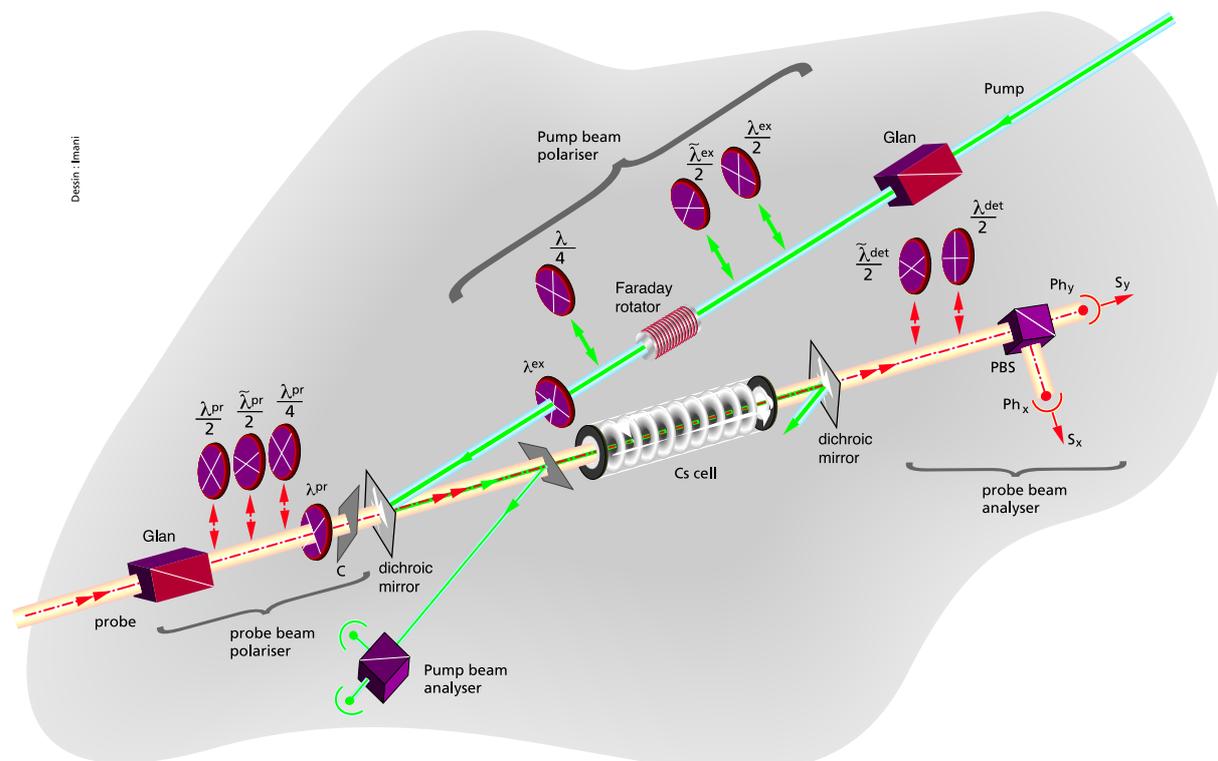


FIG. 2.8 – Vue d'ensemble du coeur de l'expérience, d'après [37].

de la cellule.

2.3.3 La cellule à césium et la production de champ électrique

Nous travaillons avec une vapeur atomique de césium, contenue dans une cellule, et notre expérience implique un champ électrique pour assister la transition d'excitation. Ces deux éléments ont fait l'objet de modifications importantes pendant cette thèse, et ils seront discutés en détail au chapitre suivant.

2.3.4 Chaîne d'acquisition

Un traitement électronique soigné des signaux issus des photodiodes est nécessaire. Très schématiquement, la structure des éléments en cascade derrière chaque photodiode est la suivante : pré-amplificateur intégrateur de charges, amplificateur (Ortec), mise en forme des impulsions, convertisseur analogique- numérique 14 bits, puis cartes d'acquisition (PIA)

et PC d'acquisition. L'électronique utilisée provient en partie du domaine de la physique nucléaire [38] .

2.4 Opérations préalables à l'acquisition de données

Nous donnons ci-dessous le principe des procédures permettant la superposition des faisceaux et le réglage des optiques, qui sont réalisés avant les acquisitions.

2.4.1 Positionnement des faisceaux pompe et sonde

Les faisceaux pompe et sonde doivent être superposés dans toute la cellule. Pour chaque faisceau on dispose de deux miroirs pour régler cette superposition en entrée et en sortie du four contenant la cellule, à l'aide d'une photodiode à 4 quadrants insérable dans une mécanique ajustée. Dans une étape préliminaire, la procédure est réalisée avec la même photodiode rapide pour les deux faisceaux.

Ensuite, pendant les acquisitions, les positions des deux faisceaux sont asservies sur des "positionmètres". Sur chaque faisceau, à l'entrée et en sortie de cellule, on récupère une fraction que l'on envoie vers une photodiode à 4-quadrants. Les positions de ces quatre photodiodes, montées sur platine de translation, sont réglées à l'issue de l'étape préliminaire de superposition, et ces photodiodes fournissent par la suite les signaux d'erreur qui permettent de réagir sur les miroirs en amont, via des cales piezo-électriques, pour asservir la position des faisceaux.

2.4.2 Réglage du polarimètre sans les atomes

Lorsque les positions des faisceaux sont correctes, on règle le polarimètre avec le faisceau sonde seul, c'est-à-dire sans excitation préalable des atomes. On bascule deux paramètres, $(\lambda/2)_{pr}$ et $(\lambda/2)_{det}$, et les quatre configurations (OFF-OFF, ON-OFF, ON-ON, OFF-ON) permettent de régler quatre paramètres : l'orientation des axes des deux lames $(\lambda/2)_{pr}$ et $(\lambda/2)_{det}$, l'orientation des axes du polarimètre ($\delta\theta$), et la différence de gain (électronique) entre les deux voies (δg).

On peut ensuite reprendre la procédure après insertion des lames $(\lambda/2)_{pr}^{bis}$ et $(\lambda/2)_{det}^{bis}$. Il y a alors redondance pour les réglages de gain et d'orientation, que l'on ne devrait donc pas avoir à retoucher.

En pratique, à l'issue de cette procédure, le déséquilibre maximum est au niveau de quelques milliradians sur l'ensemble des configurations.

2.4.3 Réglage de la polarisation du faisceau d'excitation vue par les atomes

L'objet de cette procédure est le réglage des optiques sur le faisceau d'excitation. Plus précisément les paramètres que l'on règle sont :

- l'orientation des axes du prisme de Glan qui impose la polarisation du faisceau vert à l'entrée de la table.

- l'orientation des axes des lames $(\lambda/2)_{exc}$ et $(\lambda/2)_{exc}^{bis}$
- les angles d'incidence sur les lames $(\lambda/2)_{exc}$ et $(\lambda/2)_{exc}^{bis}$
- l'orientation des axes de la lame 2λ
- l'angle d'incidence sur la lame 2λ
- la compensation du champ magnétique B_z

On utilise le polarimètre en mode linéaire, on mesure donc $\gamma_1 \pm \alpha_2$. Par rapport aux acquisitions habituelles, on exploite 3 fréquences du faisceau d'excitation, décalées de $0, \pm\Delta\nu$ par rapport à la résonance (maximum d'amplification pour le faisceau sonde), ce qui permet d'extraire les composantes en absorption (notés ν^{even}) et en dispersion (notées ν^{odd}) des biréfringences et dichroïsmes mesurés. Pour chacune des quatre polarisations d'excitation, les quatre types de signaux utilisés sont donc les suivants :

$\gamma_1(\nu^{even})$	$\gamma_1(\nu^{odd})$	$\alpha_2(\nu^{even})$	$\alpha_2(\nu^{odd})$
------------------------	-----------------------	------------------------	-----------------------

où *odd* et *even* désigne le comportement dans le basculement $+\Delta\nu^{exc} \rightarrow -\Delta\nu^{exc}$

Les signaux sur lesquels reposent les réglages sont les suivants :

- un dichroïsme d'origine atomique $\gamma_1(\nu^{even})$, associé à l'alignement Stark, apparaît pour le faisceau sonde lorsque les plans de polarisation pompe et sonde ne coïncident pas.

- un pouvoir rotatoire d'origine atomique $\alpha_2(\nu^{odd})$, associé à la composante de l'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$ selon le champ électrique⁷, apparaît pour le faisceau sonde lorsque la polarisation pompe présente une petite hélicité ξ .

- un champ magnétique longitudinal engendre, par effet Faraday, un pouvoir rotatoire $\alpha_2(\nu^{even})$. Afin d'obtenir la plus grande sensibilité à ce pouvoir rotatoire, nous exploitons la transition sonde $7S_{1/2, F=4} \rightarrow 6P_{3/2, F=5}$ [40]. On utilise la transition $7S_{1/2, F=4} \rightarrow 6P_{3/2, F=4}$ si l'on veut exploiter le dichroïsme associé à l'alignement Stark.

On procède alors en quatre étapes :

⁷Avec une polarisation d'excitation circulaire, il apparaît une grande orientation due au dipôle Stark. Dans le cas de l'excitation 3-4 qui nous intéresse ici, on a $\mathbf{P}^{(2)} \propto \beta(\mathbf{E} \cdot \xi \mathbf{k})\mathbf{E}$. Voir le chapitre 5 pour la présentation des orientations dans l'état 7S, et la référence [39].

1. On commence par régler les axes du prisme de Glan, en l'absence de lame sur le faisceau pompe, pour annuler le $\gamma_1(\nu^{even})$. On règle ensuite l'orientation des axes de la lame onde pour annuler $\alpha_2(\nu^{odd})$. (La biréfringence à compenser est surtout une biréfringence α_3 sur le faisceau d'excitation, due en particulier au miroir de recombinaison.)

2. On insère la lame $(\lambda/2)_{exc}$ et on règle ses axes et son incidence pour annuler respectivement $\gamma_1(\nu^{even})$ et $\alpha_2(\nu^{odd})$.

3. On ôte $(\lambda/2)_{exc}$ et on insère $(\lambda/2)_{exc}^{bis}$ (ainsi que $(\lambda/2)_{pr}^{bis}$ et $(\lambda/2)_{det}^{bis}$), on règle l'orientation de ses axes en annulant $\gamma_1(\nu^{even})$ et on règle l'incidence sur la lame onde pour annuler $\alpha_2(\nu^{odd})$. (On pourra régler éventuellement l'incidence sur la $(\lambda/2)_{exc}^{bis}$ quand on revient à cette étape après être passé par les quatre polarisations d'excitation.)

4. Normalement, la situation devrait être bonne lorsqu'on insère à la fois $(\lambda/2)_{exc}$ et $(\lambda/2)_{exc}^{bis}$.

On règle par ailleurs le courant dans la bobine de compensation du champ magnétique B_z pour annuler $\alpha_2(\nu^{even})$.

A l'issue de la procédure, les défauts résiduels dépendent du temps consacré et des fenêtres de la cellule. Dans le cadre de ma thèse, nous avons obtenu des défauts au niveau du milliradians, en une demi-heure à une heure environ, avec la dernière cellule en saphir utilisée en configuration de champ électrique longitudinal. En procédant par itération, des réglages nécessairement plus longs permettent d'atteindre quelques 10^{-4} rad [24].

2.5 Complément : Profil temporel de l'impulsion d'excitation

Nous donnons ci-dessous un enregistrement du profil temporel de l'impulsion d'excitation et l'ajustement de ce profil avec la somme de 3 gaussiennes.

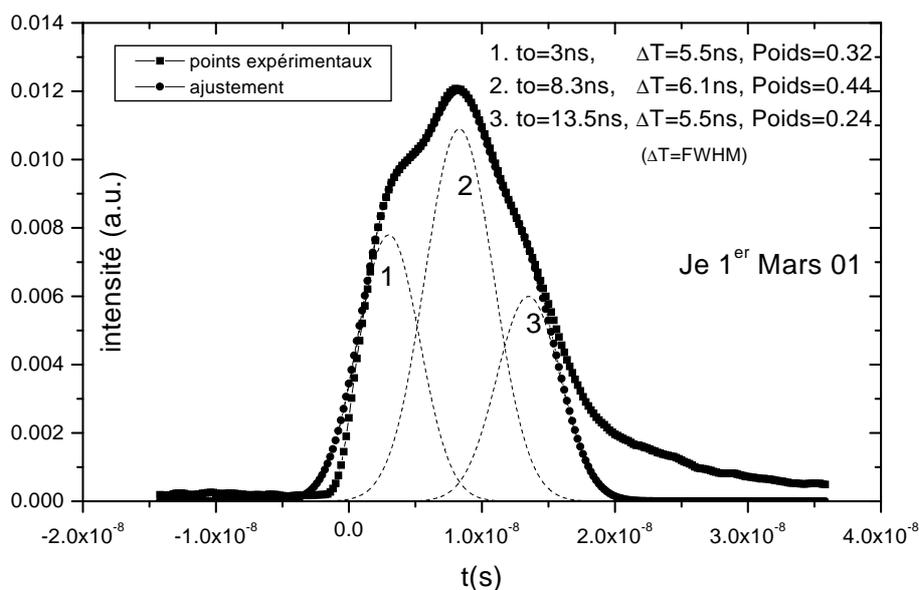


FIG. 2.9 – Profil temporel de l'impulsion d'excitation et ajustement avec la somme de trois gaussiennes décalées. Pour chaque gaussienne, t_0 désigne le centre et ΔT la largeur totale à mi-hauteur.

Le temps entre les centres de deux gaussiennes adjacentes correspond au temps d'un aller-retour dans la cavité du laser XeCl, lequel délivre les impulsions qui pompent les cellules où circule la Coumarine. Il faut environ trois allers-retours dans la cavité du laser XeCl pour le vider de son gain.

La fin de l'impulsion enregistrée, clairement non gaussienne, est d'origine instrumentale (temps de réponse de la photodiode dans sa zone périphérique), et non prise en compte dans l'ajustement.

Chapitre 3

Mise en place d'une cellule en saphir, application d'un champ électrique longitudinal avec des électrodes externes

3.1 Limites des cellules en verre

L'intérêt de travailler avec une vapeur contenue dans une cellule est l'accès à des densités atomiques et un nombre total d'atomes interagissant avec les faisceaux de plusieurs ordres de grandeur supérieur à ceux disponibles dans un jet atomique ou dans un piège. La densité atomique typique dans nos cellule est 2×10^{14} at/cm³, soit 2×10^{13} atomes dans la zone d'interaction avec les lasers, et environ 10^{12} atomes en interaction avec le laser d'excitation impulsionnel ($\tau_{pulse} \simeq 15$ ns). Une conséquence est que le champ électrique que l'on applique pour assister la transition d'excitation doit être pulsé ($\tau \ll 1\mu s$), afin de ne pas initier de décharge dans la vapeur. Ce champ agit cependant comme un champ statique sur les atomes dès qu'il présente un plateau long devant le temps typique imposé par la durée de l'impulsion d'excitation. La durée typique des impulsions de champ électrique est donc 150 ns.

Les premières étapes de l'expérience de Violation de la Parité avec détection par émission stimulée ont été menées avec des cellules en verre. Les motivations pour un changement radical viennent des limites rencontrées avec ces cellules dans les conditions spécifiques de l'expérience : impulsions laser intenses à 540 nm (15 ns, 2 mJ/mm²), un champ électrique longitudinal important (2 kV/cm sur 10 cm, c'est-à-dire 20 kV), une densité atomique de

césium élevée, et une température de cellule élevée, de l'ordre de 160 °C.

Résumons les principales limitations rencontrées avec les cellules en verre [24] :

(i) **Conductivité du verre césié** : Des études menées dans l'équipe avant le début de cette thèse ont montré que la surface interne des cellules en verre devenait conductrice en présence d'une vapeur de césium [41][42]. La première conséquence de cette conductivité est que le champ électrique doit être appliqué avec des électrodes *internes* à la cellule pour produire un champ à l'intérieur. Cela représente une complication technologique, en particulier pour la production d'un champ uniforme dans la cellule, et limite très sévèrement des changements de configuration de champ électrique. Ce défi technologique a cependant été relevé, et on peut voir sur la figure 3.1 la dernière cellule en verre utilisée.

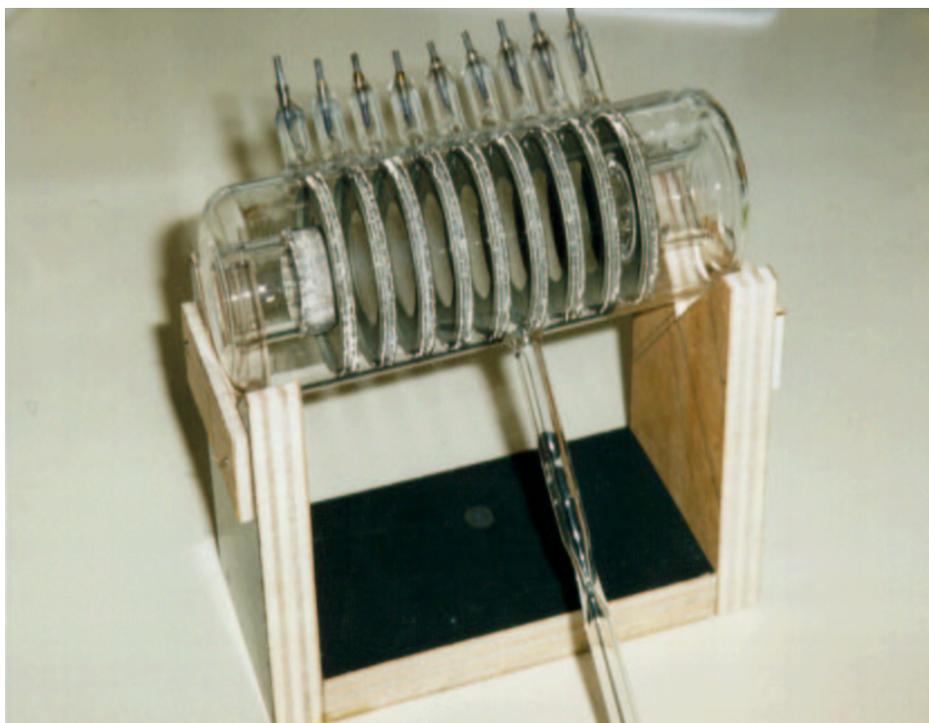


FIG. 3.1 – Cellule en verre avec 9 électrodes annulaires internes pour l'application d'un champ électrique longitudinal. Noter en particulier les bracelets autour des fenêtres ré-entrantées à chaque extrémité, indispensables pour maintenir les fenêtres au potentiel voulu et assurer l'homogénéité du champ électrique dans cette région. Le verre est choisi pour pouvoir réaliser les passages verre-métal. Il s'agit du verre Shott 8250 ou Sovirel 747.

Outre la nécessité d'électrodes internes, des courants ohmiques se développent sur les parois internes de la cellule lorsque la tension est appliquée. Ces courants engendrent des

champs magnétiques parasites susceptibles de conduire à des effets systématiques. Nous verrons qu'en particulier une composante de champ magnétique longitudinale est dangereuse si elle se renverse avec le champ électrique appliqué.

(ii) Présence de dimères de césium : Les dimères de césium en équilibre thermique avec la vapeur atomique conduisent à un plasma ($Cs^+ + e^-$) *via* un processus impliquant deux photons d'excitation (photodissociation, puis ionisation [43]). Dans le champ électrique longitudinal, les électrons sont très rapidement accélérés vers les fenêtres, et les ions Cs^+ , quasi-statiques à l'échelle de l'expérience, développent un champ électrique, radial par rapport à l'axe du faisceau d'excitation [44]. Cette déformation de la carte du champ conduit à des anisotropies supplémentaires dans l'état excité, pouvant engendrer des effets systématiques (cf §4.2.). Surchauffer la vapeur pour détruire thermiquement les dimères pose plusieurs problèmes : brunissement de la cellule en verre (réduction de SiO_2 en Si par le césium), incompatibilité de température avec ce que peuvent supporter les arrivées de haute tension qui alimentent les électrodes internes.

(iii) Dégradation des fenêtres : Sous l'effet combiné des impulsions laser d'excitation et du champ électrique longitudinal, la transmission des fenêtres en verre chute de manière appréciable après quelques dizaines d'heures de moyennage. En particulier des taches noires localisées apparaissent sur les fenêtres. Cela est quasiment rédhibitoire pour les moyennages longs nécessaires (des centaines d'heures) pour obtenir la précision visée. Cette dégradation des fenêtres, localisée dans la région d'impact des lasers, provient du bombardement du verre par les ions Cs^+ et/ou des électrons mentionnés au (ii). Un effet photoélectrique sur les atomes adsorbés à la surface exalte encore le phénomène.

(iv) Réflexion sur la fenêtre arrière : La réflexion du faisceau d'excitation sur la fenêtre arrière de la cellule est une source potentielle d'effet systématique dans la mesure Parité. Une solution consiste à utiliser une fenêtre d'excellent parallélisme pour contrôler et annuler la réflexion en ajustant la température. Nous reviendrons sur cette possibilité, qui est rendue caduque dans les cellule en verre à cause de la dégradation des fenêtres.

Ces limites imposent un changement assez radical, et il s'avère que les propriétés thermiques, électriques et optiques du saphir en font un candidat potentiel, que nous avons choisi d'étudier.

3.2 Conductivité électrique des cellules à césium, relaxation du champ électrique

3.2.1 Conductivités comparées des cellules en verre et en saphir

Avant d'envisager d'utiliser une cellule en saphir sur l'expérience, la première propriété à étudier est la conductivité du saphir en interaction avec la vapeur atomique de césium. Nous rappelons ici le principe de la mesure de cette conductivité, schématisé sur la figure 3.2.

On réalise un couplage capacitif avec la paroi interne de la cellule en enroulant deux bandes de grillage métallique autour de la cellule, et on trace le diagramme de Bode de ce dipôle [42]. On peut rendre compte de l'allure des diagrammes observés avec le modèle très simple suivant pour l'intérieur de la cellule : une résistance en parallèle avec une capacité. Le modèle pour notre dipôle est donc celui schématisé figure 3.2 à droite.

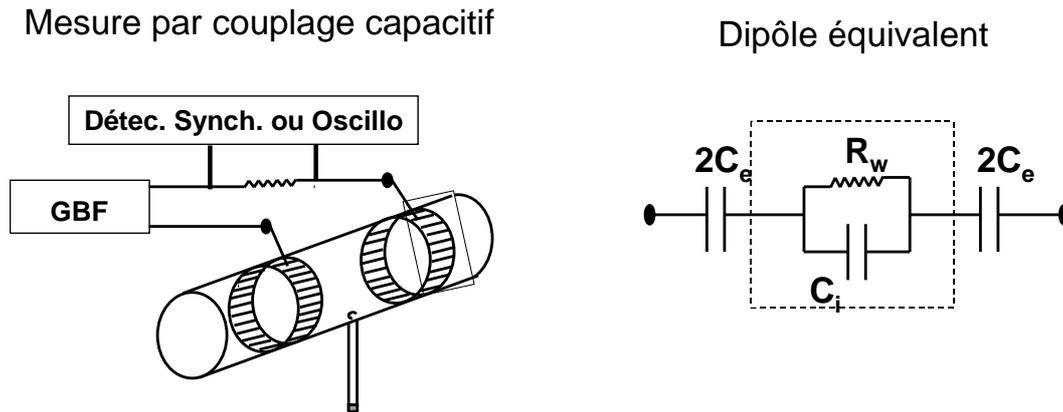


FIG. 3.2 – On utilise un couplage capacitif vers les parois internes des cellules et on mesure le diagramme de Bode. On peut rendre compte des diagrammes de Bode expérimentaux avec le simple modèle représenté sur la figure de droite, et on accède à la résistance des parois internes en ajustant C_i , C_e et R .

Aux fréquences très basses, les deux capacités sont bloquées, et le dipôle est donc essentiellement capacitif, d'impédance complexe $1/jC_e\omega$. Le diagramme de Bode dans les très basses fréquences est une droite de pente -1.

Aux fréquences très élevées, les deux capacités sont passantes et le diagramme est donc à nouveau une droite de pente -1, mais translatée par rapport à la précédente.

Si les deux capacités sont suffisamment différentes, il existe un domaine où C_e est pas-

sante alors que C_i est encore bloquée. Dans ce domaine, l'impédance complexe est proche de R , et le diagramme de Bode présente un plateau. En pratique, $C_e \simeq 1$ pF et $C_i \simeq 10$ pF, on observe effectivement ce plateau, et on obtient un accord théorie-expérience satisfaisant en ajustant C_e , C_i et R . La figure 3.3 présente deux diagrammes obtenus l'un avec une cellule en verre, l'autre avec une cellule en saphir.

La meilleure cellule en saphir, avant utilisation sur le montage PV présentait une résistance carrée de l'ordre de $1 \text{ G}\Omega$, à comparer avec quelques dizaines de kilohms pour les cellules en verre dans les mêmes conditions.

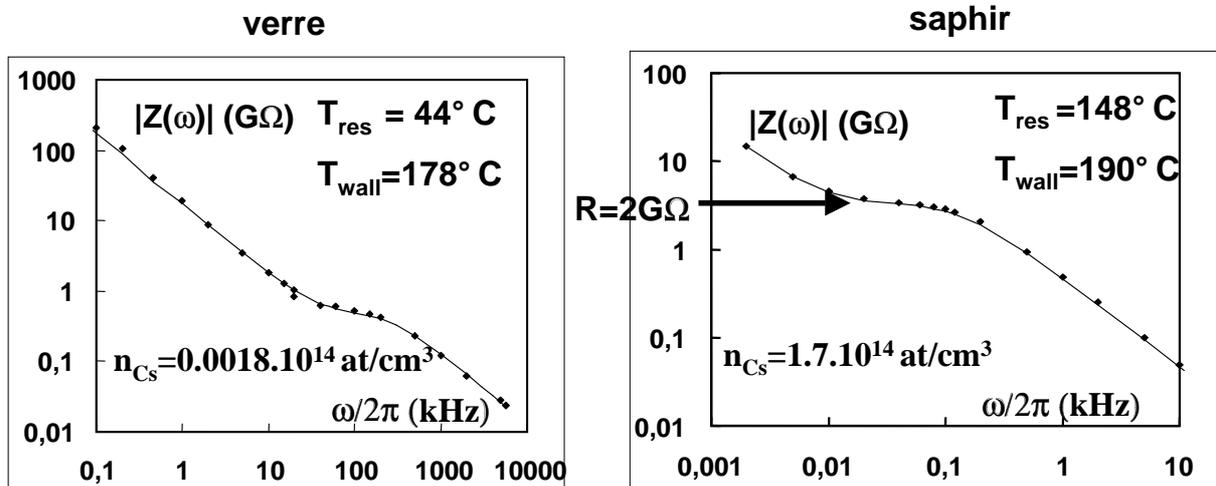


FIG. 3.3 – Diagrammes de Bode pour une cellule en verre (à gauche) et une cellule en saphir (à droite). La résistance des parois internes correspond au plateau de la courbe $|Z(\omega)|$. La conductivité des cellules en verre croît nettement avec la densité de césium, fixée par la température du réservoir T_{res} [42]. En comparant ces deux diagrammes, on constate que pour obtenir avec une cellule en verre une conductivité comparable à celle d'une cellule en saphir contenant la densité usuelle pour l'expérience ($n_{\text{Cs}} \simeq 2 \times 10^{14} \text{ at/cm}^3$) il faut diminuer la densité par un facteur de l'ordre de 10^3 !

3.2.2 Temps de relaxation du champ dans une cellule placée dans des électrodes externes

Le champ électrique à l'intérieur de la cellule relaxe de la même façon que la tension aux bornes de la capacité C_i dans le modèle précédent. La constante de temps est donc $\tau = RC$, avec $C = C_i \parallel C_e$. On veut typiquement $\tau > 100$ ns, et on a $C \simeq 1$ pF, d'où la condition typique :

$$R > 100 \text{ k}\Omega \quad (3.1)$$

Cette valeur est intermédiaire entre les valeurs mesurées avec les cellules en verre, et celles en saphir, et on conclut qu'on doit pouvoir utiliser des électrodes externes pour appliquer un champ électrique dans une cellule en saphir.

3.2.3 Altération des cellules après utilisation sur le montage

Nous avons observé que la résistance des cellules en saphir, mesurée après utilisation sur le montage PV en configuration longitudinale, est parfois nettement plus faible qu'avant utilisation, tout en restant bien supérieure à la résistance des cellules en verre. Cela n'est pas observé dans une configuration de champ électrique transverse. La cellule Sark5 a en effet à peu près la même conductivité avant et après utilisation en champ transverse. Il est à noter que les tensions appliquées sur cette cellule ont été nettement plus basses. Il y a eu quelques acquisitions à 2kV au maximum, et la majeure partie du travail a été réalisé à basses tension, vers 150V.

3.3 Description du nouveau montage

3.3.1 Le nouveau four interne

La figure 3.4 présente le four réalisé pour tenir la cellule, surchauffer son corps et produire le champ électrique à l'intérieur avec un ensemble d'électrodes annulaires externes.

Les cellules en saphir que nous utilisons sont constituées d'un tube cylindrique de saphir monocristallin, de longueur typique $L=83$ mm, de diamètre intérieur $\phi_{int} = 10$ mm et de diamètre extérieur $\phi_{ext} = 13$ mm, aux extrémités duquel sont collées ¹ des fenêtres elles-mêmes en saphir (diamètre $\phi=15$ mm, épaisseur $e=0.5$ mm). L'axe c du tube de saphir, ainsi que celui des deux fenêtres est orienté selon son axe géométrique, de façon à ne pas produire

¹La construction des cellules est réalisé par le groupe de D.G. Sarkisyan à l'institut de Physique d'Ash-tarak en Arménie [45].

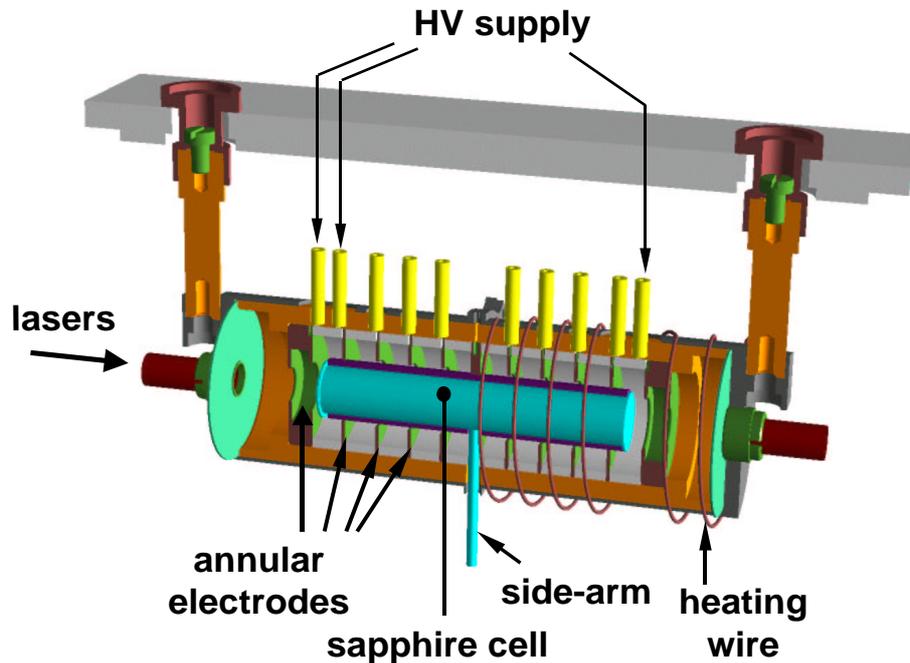


FIG. 3.4 – Le nouveau four interne

de contraintes lors du collage. Un queusot en saphir, de 40 mm de long, est collé au milieu du tube principal, et il se termine par une partie en "verre au molybdène". Cette partie en verre est remplie avec quelques millimètres cube de césium liquide.

Le corps de la cellule est placé entre deux "demi coques" en céramique² qui forment un tube autour duquel on glisse un ensemble de 11 électrodes annulaires (Arcap doré d'épaisseur 1 mm, $\phi_{int} = 13$ mm, $\phi_{ext} = 33.8$ mm) séparées par des entretoises en silice, qui fixent la distance entre deux électrodes.

Il est nécessaire de surchauffer la vapeur, à la fois pour obtenir une vapeur sèche et pour détruire thermiquement les dimères de césium. On place pour cela l'ensemble (cellule + électrodes) dans un four en titane ($\phi_{int} = 44$ mm, longueur 144 mm, épaisseur 1 mm) autour duquel est collé³ un thermocoax bifilaire.

Grâce à un queusot suffisamment long, le césium liquide peut être maintenu dans le domaine 140-150 °C, assurant une densité de vapeur de 1 à 2×10^{14} at/cm³, avec un four surchauffé jusqu'à 350 °C.

Ce four "interne" est placé dans un four "externe", qui accueillait auparavant directement

²La céramique utilisée était initialement en Macor, puis ensuite en silice

³On utilise la colle Ceramabond571, réfractaire, et non conductive de AREMCO Products, Inc. de façon à ne pas avoir de contact métal-métal susceptible d'engendrer des courants par effet Seebeck

les cellules en verre. Deux orifices de diamètre 8 mm permettent l'accès optique et des écrans thermiques permettent de s'affranchir de fenêtres.

On asservit la température en trois points à l'aide de 3 paires de (thermocouple+Statop) : la température du réservoir T^{res} , la température du corps de la cellule T^{cell} , et une température intermédiaire, entre le réservoir et le corps de la cellule, à l'extérieur du four interne T^{ext} . Les valeurs typiques sont $T^{res} = 145^\circ C$, $T^{ext} = 155^\circ C$, et T^{cell} a été souvent variée dans le domaine $200 - 340^\circ C$.

Nous avons cherché à conserver la symétrie de révolution autour de l'axe de propagation des faisceaux. Celle-ci est seulement brisée par l'indispensable queusot et les fils d'arrivées de haute tension. Le plan vertical reste un plan de symétrie.

3.3.2 Calcul de la carte du champ électrique

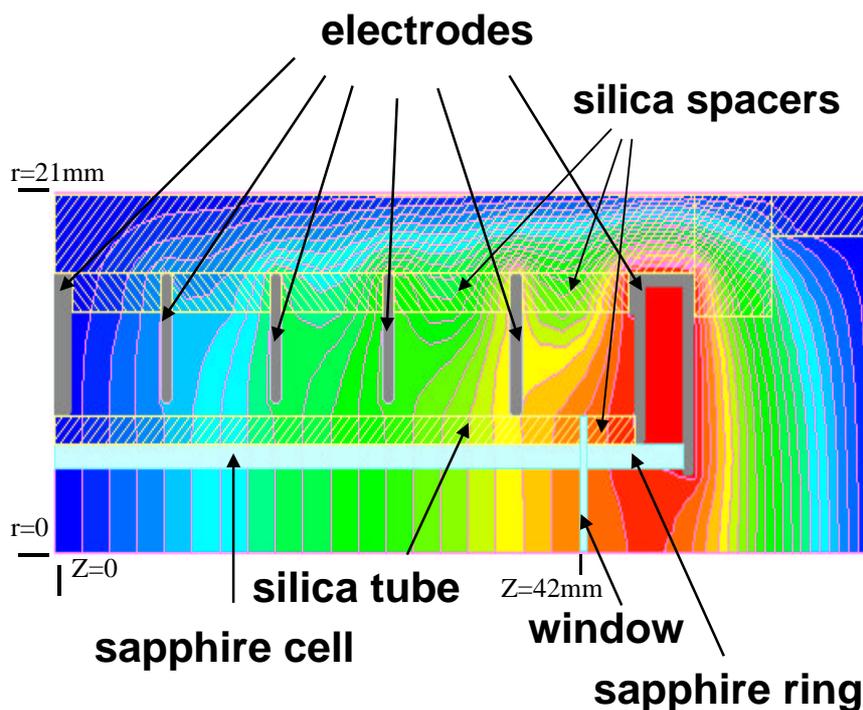


FIG. 3.5 – Calcul numérique des équipotentiels sur un quart de cellule.

Le calcul numérique de la carte du champ, réalisé par M.A. Bouchiat, a permis de définir précisément une géométrie, réaliste du point de vue mécanique, et permettant d'assurer l'homogénéité du champ électrique produit par les électrodes, dans la région où se trouvent

les atomes en interaction avec les faisceaux.

Nous avons toujours le souci de préserver la symétrie de révolution au maximum, d'où le choix d'électrodes cylindriques. De plus, dans un système à symétrie cylindrique, on a $\partial V/\partial r = 0$ en $r = 0$, ce qui implique que l'éventuelle composante radiale du champ électrique sera *a priori* très petite au voisinage de l'axe. On voudrait idéalement avoir aussi une symétrie par translation selon l'axe de la cellule pour assurer une homogénéité du champ. En pratique, on obtient une carte satisfaisante avec un jeu de 11 électrodes, disposées symétriquement par rapport au milieu du corps de la cellule, et alimentées avec des potentiels croissant arithmétiquement (-HT, -4HT/5, ..., +4HT/5, +HT). Les deux électrodes extrêmes sont épaisses et placées au-delà des fenêtres pour pouvoir assurer l'homogénéité du champ au niveau des fenêtres. Le calcul numérique à deux dimensions a été réalisé à partir d'une discrétisation de l'équation de Laplace en coordonnées cylindriques, utilisant la technique "simultaneous over relaxation method"⁴. Il prend en compte la présence des diélectriques, à la fois du saphir (anisotrope) et des isolants en céramique. La figure 3.5 présente le résultat du calcul des équipotentielles sur une grille de 600×600 points pour un quart de cellule. On note que la carte du champ au niveau des fenêtres est améliorée grâce à la présence d'une bague en saphir prolongeant le tube et d'une bague en céramique prolongeant la coque placée autour de la cellule. Les variations locales de E_z le long de l'axe de la cellule n'excèdent pas le pourcent et dans toute la région d'interaction, l'écart type sur la distribution de E_z vaut 3×10^{-4} et l'écart type sur le champ radial vaut 8×10^{-4} .

3.3.3 Production des impulsions de haute tension réversibles de forme trapezoïdale

La dernière étape consiste à produire les impulsions de tension de signe basculable pour alimenter les électrodes. La figure 3.6 présente le schéma d'ensemble du générateur, constitué :

- d'un générateur unipolaire de haute tension continue à charge capacitive⁵ qui délivre une tension de 0 à 12.5 kV,
- de deux interrupteurs haute tension⁶ qui découpent des impulsions de durée ajustable à partir de 150 ns, avec des temps de montée et de descente inférieurs à 60 ns,
- de deux capacités de découplage (C=10 nF),

⁴W.H. Press, Numerical Recipes (Cambridge Univ. Press, 1986.)

⁵FUG, Model HCK200-12500

⁶DEI, Model GRX-10K-H

- d'un pont diviseur constitué de 10 résistances de $160\ \Omega$, non inductives en carbone.

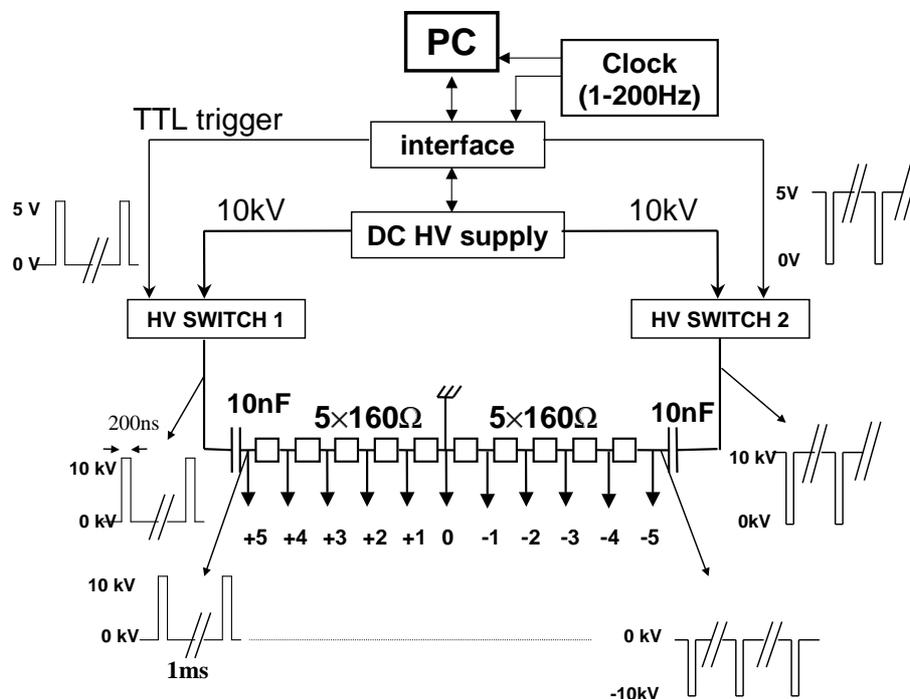


FIG. 3.6 – Production des impulsions de haute tension pour les électrodes.

Les deux interrupteurs sont alimentés par la même tension continue d'environ 10 kV. Ils sont déclenchés avec des signaux TTL de rapports cycliques complémentaires : TTL 1 est bas quand TTL 2 est haut et *vice versa*. Les capacités de découplage filtrent la composante continue, et permettent donc d'obtenir des impulsions courtes de haute tension de signes opposés à partir d'un générateur unipolaire. La tension est positive à gauche lorsqu'elle est négative à droite, et on peut donc alimenter, avec le pont diviseur, les 11 électrodes avec des potentiels croissant arithmétiquement.

Changement de polarité-Temps mort : on change le signe du champ électrique en inversant les rapports cycliques des deux déclenchements. Ce changement doit se produire lorsque les interrupteurs ne sont pas alimentés par la haute tension, sinon une longue impulsion ($> 600\ \text{ns}$) de haute tension traverserait les capacités et pourrait initier une décharge électrique dans la vapeur. Il faut donc amener à zéro l'entrée des deux interrupteurs, avec une constante de temps suffisamment longue ($> 3\ \text{ms}$) pour que la décharge des capacités des interrupteurs GRX soit filtrée par les capacités de découplage. Il faut ensuite recharger les capacités ($50\ \text{nF}$) d'entrée des deux interrupteurs jusqu'à 10 kV, avec les 30 mA dispo-

nibles à la sortie du générateur continu. Globalement, le temps minimum de changement de polarité est typiquement de 50 ms.

Ce temps mort n'est pas une limite sérieuse dans la mesure où une fréquence de basculement du champ électrique de quelques hertz est suffisante dans notre expérience (La cadence des tirs laser est de 120 Hz, mais on exploite plusieurs dizaines de tirs avec les mêmes paramètres).

Résumons les 2 conditions requises pour que ce montage fonctionne :

(i) $5 RC_{\text{decouplage}} \gg \tau_{\text{impulsion}}$,

c'est-à-dire que la charge des capacités de découplage doit être constante à l'échelle des impulsions courtes

(ii) $4 RC_{\text{parasite}} \ll \tau_{\text{impulsion}}$,

c'est-à-dire les capacités parasites (typiquement 2 pF entre les électrodes et le four) doivent être chargées très rapidement à l'échelle de temps des impulsions de tension qu'on cherche à produire.

Ces deux conditions sont respectées avec les valeurs $R=160 \Omega$ et $C_{\text{decouplage}} = 10 \text{ nF}$.

La condition (ii) impose des valeurs de R faibles, et conduit donc à des puissances-crêtes dissipées dans ces résistances très élevées (25 kW pour $R=160 \Omega$ et 10 kV). Le faible rapport cyclique (2×10^{-5}) conduit cependant à une puissance moyenne raisonnable, de l'ordre de 0.5 W.

Forme de l'impulsion de haute tension

L'avantage de ce générateur par rapport à celui que nous utilisons pour alimenter les cellules en verre [41] est qu'il délivre des impulsions de tension de forme trapézoïdales (cf. Fig. 3.7) dont l'amplitude est constante sur un intervalle de temps plus long que la durée des tirs du laser d'excitation. Ceci permet de supprimer au cours de l'excitation 6S-7S les courants de charge et les champs magnétiques qui pourraient leur être associés (voir §4.6.).

3.4 Premiers résultats expérimentaux

3.4.1 Application du champ électrique avec les électrodes externes et valeur de ce champ

Nous avons bien sûr en premier lieu voulu vérifier la bonne application du champ électrique dans ce nouveau montage. Ce qui est important est le champ électrique réellement appliqué sur les atomes, et ces atomes constituent donc la meilleure sonde. Plus précisément nous avons exploité le signal d'amplification du faisceau sonde, qui atteste la présence d'une

population dans l'état 7S, et donc d'un champ électrique pour assister la transition interdite 6S-7S.

Qualitativement, l'amplification du faisceau sonde est très clairement représentée sur la figure 3.7

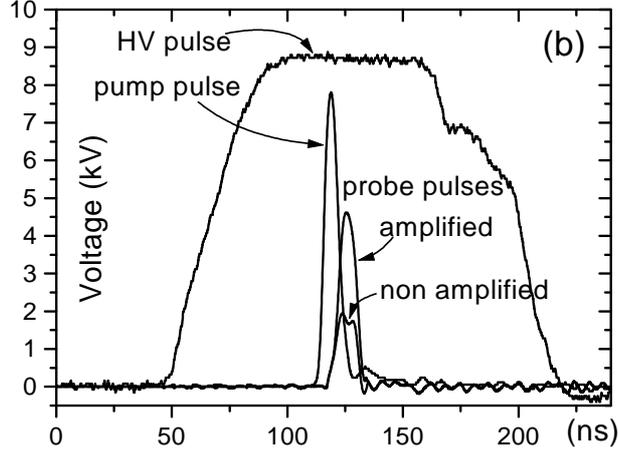


FIG. 3.7 – Amplification du faisceau sonde : nous avons représenté sur la même figure l'enregistrement d'une impulsion de faisceau sonde sans et avec une impulsion d'excitation préalable.

Plus quantitativement, nous avons vu au chapitre 2 que le taux de transition (6S-7S) est essentiellement contrôlé par le dipôle Stark $\mathbf{d}^{Stark} = -\alpha\mathbf{E} - i\beta\sigma \times \mathbf{E}$. Avec un champ électrique longitudinal, seule la polarisation vectorielle β contribue, et on a $N(7S) \propto |\mathbf{d}^{Stark} \cdot \hat{\epsilon}_L|^2 \propto \beta^2 \mathbf{E}^2$, où $\hat{\epsilon}_L$ est la polarisation du laser d'excitation. La population dans le niveau 7S croît donc en \mathbf{E}^2 , et, dans le modèle le plus simple, l'intensité du faisceau sonde, amplifiée par émission stimulée au cours de la propagation dans la vapeur, croît exponentiellement : $I(L) = I(0)e^{kl}$, avec $k \propto \mathbf{E}^2$. En pratique, l'amplification est légèrement réduite par une petite absorption non résonnante, de quelques pour cent. Son origine s'explique par la production résonnante d'une population 6P sur laquelle nous reviendrons au §4.3.

Expérimentalement, on mesure l'épaisseur optique $\mathcal{A} = kl$ pour le faisceau sonde, avec $\mathcal{A} \equiv \ln(I_{sonde}^{amp}/I_{sonde}^{ref})$, où I_{sonde}^{amp} [respectivement I_{sonde}^{ref}] correspond à l'intensité du faisceau sonde après propagation dans la vapeur avec [respectivement sans] impulsion d'excitation résonnante préalable. On mesure la même quantité avec le faisceau d'excitation hors résonance pour éliminer le fond d'absorption. La figure 3.8 montre la dépendance de \mathcal{A} proportionnelle à \mathbf{E}^2 comme attendu (après soustraction du fond).

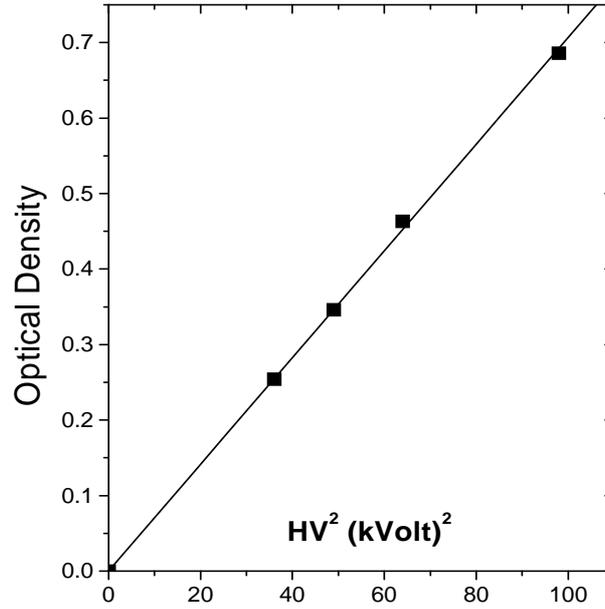


FIG. 3.8 – Proportionnalité de l'épaisseur optique \mathcal{A} à E^2 .

On peut donc exploiter cette simple proportionnalité de \mathcal{A} avec \mathbf{E}^2 pour estimer le champ électrique vu par les atomes, à la condition que l'on dispose d'une calibration. Or dans les cellules en verre, le champ était produit avec des électrodes internes, et il est donc prédictible par un calcul électrostatique pour une géométrie et des tensions données. Le facteur de proportionnalité \mathcal{A}/E^2 dépend de plusieurs facteurs expérimentaux qu'il importe de reproduire le mieux possible. Explicitement, on a

$$\mathcal{A} \propto \Phi^{exc} N_{Cs} \eta_{sat} f_{coll} E^2 L$$

avec Φ^{exc} la densité d'énergie par impulsion d'excitation, N_{Cs} la densité d'atomes $6S$, η_{sat} un facteur qui rend compte de la saturation de la transition sonde (facteur dépendant des transitions et des polarisations des deux faisceaux pompe et sonde), L la longueur de la cellule, f_{coll} rend compte de l'écart à la linéarité de l'amplification avec la densité atomique par suite d'un élargissement collisionnel Cs-Cs.

La comparaison a été faite avec le faisceau d'excitation accordé sur $6S_{F=3} \rightarrow 7S_{F=4}$ et pour les deux transitions sondes $7S_{F=4} \rightarrow 6P_{3/2, F=5}$ et $7S_{F=4} \rightarrow 6P_{3/2, F=4}$. Dans chaque cas, on mesure l'épaisseur optique pour des polarisations pompe et sonde parallèles, puis orthogonales⁷. Les conditions typiques pour les deux transitions sont données dans le tableau

⁷Le faisceau d'excitation, de polarisation plane, crée un alignement dans l'état $7S$, l'alignement "Stark" selon les plans de symétrie de l'expérience, ce qui produit des gains différents pour $\hat{\epsilon}^{ex} \parallel \hat{\epsilon}^{sonde}$ et $\hat{\epsilon}^{ex} \perp \hat{\epsilon}^{sonde}$

transition	I^{exc}	Φ^{pr}	ω^{exc}	ω^{pr}	N_{Cs}
3 – 4 – 5	1.0 ± 0.05 mJ/pulse	0.34 ± 0.02 mW	1.0 ± 0.03 mm	0.70 ± 0.02 mm	$1.4 \pm 0.03 \times 10^{14}$ at/cm ³
3 – 4 – 4	1.8 ± 0.05 mJ/pulse	0.48 ± 0.02 mW	1 ± 0.03 mm	0.7 ± 0.02 mm	$1.4 \pm 0.03 \times 10^{14}$ at/cm ³

TAB. 3.1 – Valeurs typiques des paramètres expérimentaux pour les cellules en saphir, pour les deux transition utilisées : "3-4-5" pour $6S_{F=3} \rightarrow 7S_{F=4} \rightarrow 6P_{3/2F=5}$ et "3-4-4" pour $6S_{F=3} \rightarrow 7S_{F=4} \rightarrow 6P_{3/2F=5}$, ω^{exc} et ω^{pr} sont les cols des faisceaux d'excitation et sonde.

3.1. et les épaisseurs optiques obtenues dans le tableau 3.2. ci-dessous.

Transition	Polarisations	A^{verre}	A^{saphir}	$\sqrt{A^{saphir}/A^{verre}}$
3 – 4 – 5	$\hat{e}^{pr} \perp \hat{e}^{ex}$	1.18 ± 0.18	1.42 ± 0.21	1.1 ± 0.13
3 – 4 – 5	$\hat{e}^{pr} \parallel \hat{e}^{ex}$	0.90 ± 0.14	1.13 ± 0.17	1.12 ± 0.13
3 – 4 – 4	$\hat{e}^{pr} \perp \hat{e}^{ex}$	0.22 ± 0.03	0.22 ± 0.03	1.00 ± 0.12
3 – 4 – 4	$\hat{e}^{pr} \parallel \hat{e}^{ex}$	0.81 ± 0.12	0.77 ± 0.12	0.98 ± 0.12

TAB. 3.2 – Épaisseurs optiques (corrigées du fond d'absorption) obtenues dans une cellule en verre et dans une cellule en saphir. Les valeurs de \mathcal{A} sont normalisées à des valeurs communes des paramètres expérimentaux : 1mJ/impulsion, 10^{14} at/cm³, extrapolation à saturation nulle, et cols des laser du tableau 3.1.

Les 4 valeurs $\sqrt{\mathcal{A}^{saphir}/\mathcal{A}^{verre}}$ ainsi obtenues étant compatibles, la moyenne fournit une détermination du champ électrique dans la cellule en saphir :

$$E(saphir) = E(verre) \left\langle \sqrt{\frac{\mathcal{A}^{saphir}}{\mathcal{A}^{verre}} \times \frac{L^{verre}}{L^{saphir}}} \right\rangle \quad (3.2)$$

Avec les longueurs de cellules $L^{verre} = 89.9$ mm et $L^{saphir} = 82.7$ mm, on obtient finalement $E(saphir) = 2.05 \pm 0.25$ kV/cm, en accord avec le calcul électrostatique (1.85 kV/cm). La précision de l'ordre de 15% est limitée par l'incertitude sur la reproductibilité des paramètres expérimentaux d'une cellule à l'autre. En particulier, les coefficients de transmission des deux fenêtres pour chaque longueur d'onde, et chaque cellule sont nécessaires pour déterminer les intensités réelles dans la cellule (ceci n'est pas simple compte tenu de l'altération des fenêtre de la cellule en verre). La compatibilité des quatre valeurs est cependant un bon test de cohérence dans la mesure où la dépendance dans les paramètres diffère entre ces quatre configurations.

En translatant l'ensemble (cellule+four) transversalement par rapport aux faisceaux, nous avons vérifié que le champ électrique mesuré de cette façon est homogène à mieux

que le pourcent dans une région de diamètre 4 mm autour de l'axe de la cellule. Il est à noter que les épaisseurs optiques mesurées avec une cellule saphir avant utilisation pour des moyennages sont les mêmes que celles obtenues après plusieurs centaines d'heures d'utilisation. Cela n'était pas évident puisque les mesures de conductivité donnent, elles, des résultats notablement différents.

3.4.2 Calibration directe de E_z par une mesure polarimétrique

Les limitations de la calibration basée sur une comparaison des amplifications mesurées dans des cellules différentes nous encouragent à réaliser une mesure directe, en exploitant des signaux polarimétriques au lieu des signaux d'amplification. Le principe de la mesure est la comparaison du signal (bi)différentiel du polarimètre, correspondant à une *orientation* dans la multiplicité $\{|7S, F' >\}$, en présence du champ E_z et en champ électrique nul. Nous donnerons au chapitre 5 (§ 5.2.1 et §5.4.3) le détail des expressions des orientations, qui permet de montrer qu'on mesure de cette façon le rapport $\beta E_z^2/M_1'^2$.

Nous donnons ici seulement le résultat de la mesure⁸ :

$$\frac{E_z}{E_z^{nom}} = 0.95 \pm 0.01 \quad (3.3)$$

pour une tension appliquée de 1 kV. Ce résultat, nettement plus précis que celui basée sur les amplifications, indique lui que le champ appliqué est plus petit que le champ calculé. Nous verrons au chapitre suivant des preuves de l'existence d'une charge d'espace négative au voisinage des fenêtres, qui tend à diminuer le champ électrique moyen.

3.4.3 Tenue des fenêtres en saphir

La perte de transparence des fenêtres est une limitation sérieuse des cellules en verre, non seulement pour des moyennages PV, mais même pour les études préalables. Un progrès important est apporté à cet égard par les fenêtres des cellules en saphir, puisqu'aucune altération n'apparaît après plusieurs centaines d'heures d'utilisation dans les conditions de l'expérience. La résistance aux conditions de l'expérience est excellente pour les différentes fenêtres essayées : YAG ou saphir monocristallin.

⁸Données d'août 2001, dans la cellule en alumine, Sark6.

3.4.4 Suppression de la réflexion des fenêtres par accord en température

La qualité des fenêtres de la cellule joue un rôle très important. La première considération concerne la biréfringence de la fenêtre d'entrée de la cellule. Or le saphir est un matériau anisotrope (uniaxe), et donc si le faisceau d'excitation ne se propage pas selon l'axe optique, sa polarisation est altérée, auquel cas les anisotropies atomiques créées dans le niveau 7S sont différentes de celles attendues. Les fenêtres ont été choisies avec un axe c le plus proche possible de la normale à leur surface, et la biréfringence résiduelle est compensée soit avec une autre fine lame de saphir, soit avec une lame de quartz, selon la procédure *AJUST – POL* évoquée au chapitre 2 (§2.4.3.).

Du point de vue des effets systématiques, il faut aussi considérer la réflexion du faisceau d'excitation sur la fenêtre de sortie. Cette réflexion est en effet à l'origine d'une seconde impulsion dans la vapeur, avec des caractéristiques (vecteur d'onde, polarisation, intensité) qui dépendent du détail des caractéristiques de la fenêtre (incidence du faisceau, biréfringence, coefficient de réflexion). Cette seconde impulsion est gênante dans la mesure où elle engendre des anisotropies angulaires atomiques additionnelles mal contrôlées et susceptibles de perturber la mesure PV. Un soin particulier a été apporté au choix des lames de saphir qui constituent les fenêtres, et moyennant ce soin, nous avons pu les utiliser, une fois montées sur la cellule, comme des Fabry-Perot très minces que l'on peut accorder en ajustant leur température.

Les principales caractéristiques des lames qui permettent cette réalisation sont : un excellent parallélisme entre les deux faces de la lames, une rugosité suffisamment faible, une taille des lames très proche de la normale à l'axe c .

Les principes des diagnostics et les exigences quantitatives sont détaillées dans l'article qui suit. Précisons simplement ici que l'intervalle spectral libre de chaque fenêtre (d'épaisseur 0.5mm) converti en température vaut $21^\circ C$. Ces fenêtres sont donc suffisamment fines pour que l'on puisse maintenir le taux de réflexion en intensité inférieur à 1% avec un contrôle de la température au niveau de $1^\circ C$.

Dans un premier temps nous avons vérifié que l'on observait effectivement ces effets d'étalon lorsque l'on balaye la température de la cellule. Cependant, les deux fenêtres n'ayant pas des épaisseurs égales au niveau du micron, si les températures des deux fenêtres sont identiques, on ne peut *a priori* annuler la réflexion que sur une seule des deux fenêtres à la fois. En pratique, nous avons à plusieurs reprises observé que les deux fenêtres de nos cellules étaient quasiment en opposition de phase !

Dans un deuxième temps nous avons donc cherché à réaliser l'accord de phase entre les

deux fenêtres.

Accord de phase entre les deux fenêtres : L'inhibition de la réflexion du faisceau d'excitation sur la fenêtre arrière est la priorité dans la mesure où un faisceau réfléchi dans la cellule est une source potentielle d'effets systématiques. Idéalement cependant, il est clair que l'on souhaiterait aussi une transmission parfaite pour la fenêtre d'entrée, afin d'exploiter au mieux l'énergie d'excitation disponible. Il faudrait pour cela que les fenêtres soient en phase, c'est-à-dire que leurs épaisseurs soient égales modulo $\lambda/2n$. Il n'est bien sûr pas possible d'obtenir deux fenêtres d'épaisseur si finement ajustée. Nous avons cependant pu réaliser l'accord de phase entre les deux fenêtres, simplement en ajustant leurs températures *indépendamment*. Le surchauffage du corps de la cellule est réalisé grâce à deux fils chauffants⁹, un autour de chaque moitié du four interne en titane. Initialement ces deux éléments chauffants étaient en série, et on ajustait une seule température, avec un thermocouple en contact avec le four, dans son plan médian. Pour pouvoir asservir les fenêtres à des températures différentes, nous commandons le courant dans chaque élément chauffant, indépendamment l'un de l'autre, et nous utilisons donc désormais deux thermocouples, un à chaque extrémité du four. Avec les fenêtres de 0.5 mm d'épaisseur, l'intervalle spectral libre vaut 21 °C, on peut donc les mettre en phase si on arrive à imposer au maximum une différence de température de l'ordre de 11 °C. En pratique la vraie température des fenêtres n'est pas connue, mais nous avons atteint des transmissions totales de la cellule compatibles avec $100 \pm 1\%$, avec des températures de consigne décalées d'environ 15 °C. L'ajustement fin des températures doit être repris si l'on veut conserver cette qualité sur plusieurs heures.

Remarque :

Nous n'avons considéré ici que le faisceau d'excitation. Pour le faisceau sonde ($\lambda = 1.47\mu\text{m}$), l'intervalle spectral libre vaut 54 °C. Nous ne pouvons pas choisir les positions relatives des températures correspondant aux maxima de transmission pour les faisceaux pompe et sonde. En pratique, nous privilégions la qualité de la transmission de la cellule pour le faisceau d'excitation (intense). On décale éventuellement les températures de 21 °C pour améliorer la transmission du faisceau sonde.

Nous reproduisons ci-dessous l'article paru dans Applied Physics B. "Temperature tunable sapphire windows for reflection loss-free operation in vapor cells" qui présente en détails les considérations résumées dans ce paragraphe.

⁹Thermocoax.

Erratum : p.564, dernière ligne du §3.3. Remplacer "the rotation [...] reaches 3 mrd" par "the rotation [...] reaches **0.8** mrd".

3.4.5 Thermodissociation des dimères de césium

Les cellules en saphir peuvent être chauffées jusqu'à des températures très élevées (jusqu'à plus de 500 °C, voire jusqu'à 1000 °C suivant le type de collage des fenêtres). Notre montage a été conçu initialement pour pouvoir surchauffer le corps de la cellule à 400 °C, et en pratique nous avons fait des mesures jusqu'à 340 °C. Nos conditions typiques sont $T_{\text{réservoir}} = 141 \text{ °C}$ et $T_{\text{cell}} = 250 \text{ °C}$. Dans ces conditions la densité de dimères est $N_{\text{Cs}_2} = 0.7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, au lieu de $N_{\text{Cs}_2} = 7.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ avec une même température de réservoir et $T_{\text{cell}} = 160 \text{ °C}$ comme dans les cellules en verre.

Pour confirmer expérimentalement la thermodestruction des dimères, nous mesurons l'absorption du faisceau sonde, résonnant sur la transition $6P_{3/2} - 7S_{1/2}$, en fonction du délai pompe-sonde, lorsque le laser d'excitation est désaccordé (de 2 GHz typiquement) par rapport à la résonance $6S_F - 7S_{F'}$, et en l'absence du champ électrique Stark.

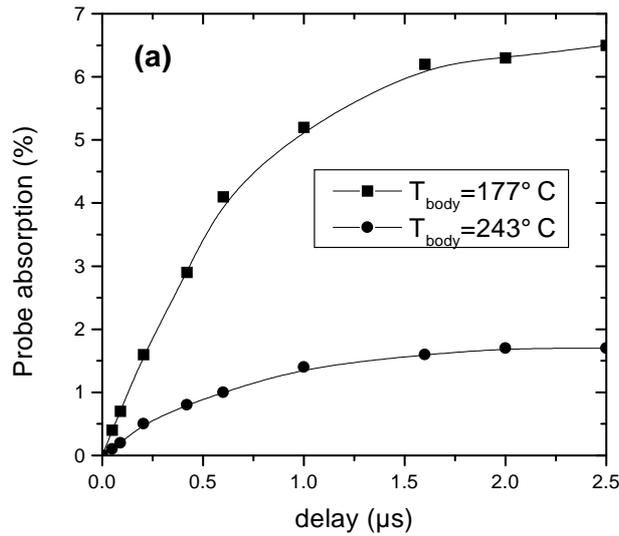
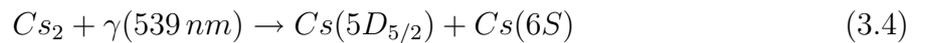


FIG. 3.9 – Absorption du faisceau sonde en fonction du délai à T_{cell} constant.

Les dimères de césium produisent une population d'atomes dans l'état $6P_{3/2}$ via leur photodissociation par un photon à 539 nm [43] :



suivie de la désexcitation de l'atome excité vers le niveau $6P_{3/2}$:



Le temps caractéristique de la deuxième étape est $\tau_{5D} \simeq 1.2 \mu\text{s}$, et le temps de vie effectif du niveau $6P_{3/2}$, compte tenu de l'emprisonnement de la raie de résonance, est $\tau_{6P} \simeq 5 \mu\text{s}$. On obtient en conséquence une absorption du faisceau sonde maximale pour un délai pompe-sonde autour de $2 \mu\text{s}$. Sur la figure 3.9 est tracée l'absorption du faisceau sonde en fonction du délai pompe-sonde pour deux températures de cellule : $T_{cell} = 177^\circ\text{C}$ et $T_{cell} = 242^\circ\text{C}$, avec une température de réservoir fixée à $T_{res} = 151^\circ\text{C}$. La figure 3.10 montre la variation de l'absorption en fonction de la densité de dimères, pour le délai pompe sonde qui rend cette absorption maximum.

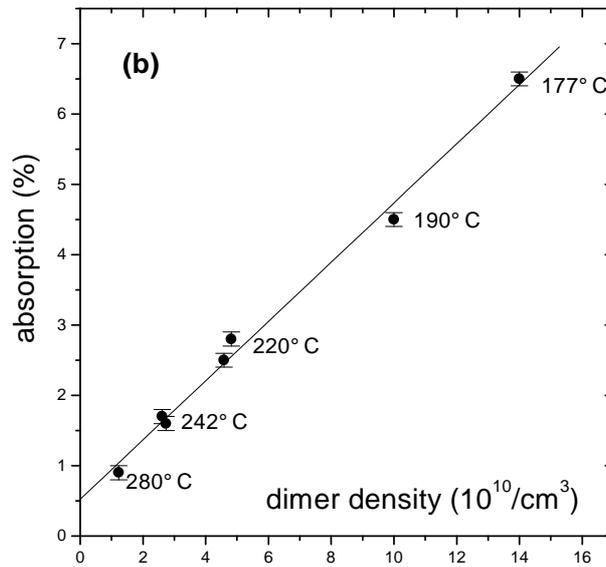


FIG. 3.10 – Absorption du faisceau sonde en fonction de N_{Cs_2} à délai $2 \mu\text{s}$.

La courbe donnant l'absorption en fonction de la densité de dimères est affine dans le domaine $[177^\circ\text{C}, 280^\circ\text{C}]$ et confirme bien la destruction thermique des molécules CS_2 . On peut attribuer la valeur non nulle de l'absorption extrapolée à densité de dimères nulle, par des transitions Raman $6S - 5D_{5/2}$, au cours desquelles l'atome initialement dans l'état $6S$ absorbe un photon à 539 nm et passe dans l'état $5D$ en émettant un photon infrarouge [46].

Pour les mesures PV, la réduction du nombre de dimères illustrée Fig.3.10 est très utile : le champ radial peut être maîtrisé sans que l'on ait à réaliser des acrobaties sur le centrage pompe-sonde. Pour un excentrage du faisceau pompe par rapport au faisceau sonde de $100 \mu\text{m}$, le champ radial était de l'ordre 50 V/cm [44], il est désormais de l'ordre de 5 V/cm avec $T^{cell} \simeq 250^\circ\text{C}$.

3.5 Conclusion

Nous avons mis en place un nouveau type de cellule, dont la conductivité en présence du césium est nettement plus faible que celle des cellules en verre. Cette propriété permet d'une part d'exploiter des électrodes externes pour appliquer un champ électrique dans la cellule, ainsi que nous l'avons vérifié directement sur l'amplification du faisceau sonde, et d'autre part conduit à une très forte réduction des courants de type résistifs susceptibles de se développer sur les parois internes des cellules.

Par ailleurs, les fenêtres en saphir s'avèrent conserver leur transparence dans les conditions de l'expérience PV, à la différence des cellules en verre. De plus, en choisissant des fenêtres de suffisamment bonne qualité (parallélisme, polissage et biréfringence) il a été possible d'utiliser ces fenêtres comme des étalons Fabry-Perot minces, et de contrôler leur transmission en jouant sur leur température.

Enfin notre nouveau montage permet de surchauffer fortement la vapeur de césium, et ainsi de détruire thermiquement les dimères, donc d'inhiber les effets associés.

Le nouveau générateur d'impulsions fournit un plateau de tension satisfaisant à l'échelle des impulsions laser, et réduit considérablement les courants de type capacitifs par rapport au générateur précédent.

Ces premiers résultats encourageants incitent nous à poursuivre l'étude avec ces nouvelles cellules, et à entreprendre le diagnostic des champs parasites avec ce nouveau montage.

Chapitre 4

Étude des effets systématiques d'origine magnéto-optique dans une cellule en saphir en configuration longitudinale

4.1 Introduction

A partir de l'ensemble des critères de sélection présentés au chapitre 2, on peut définir un effet systématique comme un dichroïsme plan, d'origine atomique, d'axes à $\pm 45^\circ$ de la polarisation d'excitation, impair dans le renversement de E_z , qui respecte la symétrie de révolution de l'expérience autour de l'axe de propagation des faisceaux, et dont l'origine n'est pas l'interaction faible mais une combinaison d'imperfections de l'expérience.

Au cours de la thèse de D. Chauvat a été réalisée une étude théorique des combinaisons de défauts susceptibles d'engendrer un tel effet systématique. Conjointement, une procédure expérimentale a été mise en place pour diagnostiquer le niveau de ces différents défauts. Il ressort en particulier de cette étude que le défaut le plus gênant dans les cellules en verre est lié à une petite composante de champ magnétique longitudinale qui se renverse avec le champ électrique E_z , et que l'on notera $B_z(E_z^{odd})$. Ce défaut est le seul qui puisse engendrer directement un effet systématique. Ce champ magnétique qui brise toutes les symétries du montage peut s'interpréter comme la conséquence d'une fraction chirale de courants ohmiques qui se développent sur les parois internes de la cellule en verre, rendue conductrice en présence du césium. Dans ce sens, un progrès important avait été réalisé en exploitant des cellules cylindriques à la place de cellules de section rectangulaires. L'effet

systématique correspondant avait ainsi été ramené au niveau de l'effet PV. Un des espoirs fondés sur les cellules en saphir est précisément de rendre l'effet négligeable ($< PV/100$) grâce à la conductivité du saphir plus faible que celle du verre césié par au moins 2 à 3 ordres de grandeur [42].

Les autres sources d'effets systématiques sont liées à la combinaison d'au moins deux défauts. En particulier, on peut engendrer un effet avec un défaut de champ magnétique transverse et un autre défaut, soit un champ électrique transverse, soit un autre champ magnétique, mais de parité opposée dans le renversement de E_z à celle du premier. Des sources de tels effets ont été identifiées dans les cellules en verre, mais l'effet systématique correspondant apparaissait comme étant petit devant celui engendré par $B_z(E_z^{odd})$ ([24] tableau 7.15).

Après avoir mis en place une cellule en saphir et le nouveau générateur d'impulsions HT, nous nous sommes donc attachés à reprendre avec ces nouvelles cellules l'étude menée dans les cellules en verre, c'est-à-dire l'établissement d'un diagnostic atomique complet des champs électriques et magnétiques parasites pouvant conduire à des effets systématiques.

Dans ce chapitre, pour chaque classe d'effet, champ $B_z(E_z^{odd})$ d'une part, combinaison de champs transverses d'autre part, nous rappellerons le mécanisme d'apparition d'un effet systématique, puis le principe du diagnostic atomique des champs parasites mis en jeu. Nous indiquerons ensuite les résultats obtenus dans les cellules en saphir. La situation s'est avérée très différente de celle rencontrée dans les cellules en verre, bien que les champs parasites ne soient malheureusement pas pour autant éradiqués.

Influencés par les résultats obtenus sur les cellules en verre nous avons été conduits à des conclusions un peu trop rapides d'où résultaient d'apparentes contradictions. Celles-ci ne se sont dissipées que lorsque nous avons pris conscience du fait que le signal attribué au champ $B_z(E_z^{odd})$ pouvait avoir de toutes autres origines que la chiralité de courants ohmiques surfaciques. Nous avons ainsi été amenés à développer d'autres tests que ceux mis en place dans les cellules en verre, pour identifier l'origine des "pseudo" champ $B_z(E_z^{odd})$ observés.

Par la suite, une mesure directe des impulsions de charges traversant la cellule s'est révélée très instructive et le recoupement avec les résultats relatifs au pseudo $B_z(E_z^{odd})$ conduit à des conclusions importantes.

Pour la clarté de l'exposé, il nous a paru préférable de ne pas chercher à restituer l'ordre chronologique dans lequel nos connaissances ont progressé mais de privilégier l'ordre le plus logique à la date où ce mémoire est écrit.

4.2 Méthode d'étude des champs parasites et des anomalies du champ E_z

4.2.1 Effet associé au champ $B_z(E_z^{odd})$

Dans un champ magnétique longitudinal, l'alignement Stark $F_x^2 - F_y^2$ précesse, et cette précession engendre une composante $F_X^2 - F_Y^2$. On obtient ainsi un effet γ_1 à partir de l'alignement Stark. Si, de plus, le champ magnétique longitudinal se renverse quand on renverse E_z , l'effet γ_1 associé à la précession de l'alignement Stark acquiert la signature E_z^{odd} . A lui seul, un champ $B_z(E_z^{odd})$ engendre donc un signal avec toutes les signatures de l'effet PV recherché, c'est-à-dire un effet systématique, et nous lui portons donc une attention particulière. Cependant, l'ensemble de l'expérience est conçue pour respecter au mieux la symétrie de révolution autour de l'axe de propagation des faisceaux, et interdire *a priori* un champ $B_z(E_z^{odd})$. En particulier, la cellule est cylindrique, et les électrodes sont annulaires. Même si l'on intègre les arrivées de tension et le queusot, il reste encore les deux plans de symétrie (x, y) et (y, z) , qui empêchent l'existence d'une composante chirale de courant dans le plan transverse (x, y) et donc interdisent l'apparition d'un champ magnétique longitudinal. Un tel défaut est donc en fait du second ordre, puisqu'il faut la combinaison d'un défaut de géométrie et d'une source de courant.

Le champ $B_z(E_z^{odd})$ qui produit un effet γ_1^* de l'ordre de l'effet PV est typiquement $50 \mu\text{G}$.

4.2.2 Diagnostic atomique d'un champ magnétique longitudinal

L'effet systématique est un effet γ_1 . Pour diagnostiquer le champ magnétique longitudinal, on dispose cependant d'un signal plus sensible, l'effet Faraday sur la transition $6S_{1/2, F=3} \rightarrow 7S_{1/2, F=4} \rightarrow 6P_{3/2, F=5}$ (notée "3-4-5" désormais) dont l'origine est principalement la levée de dégénérescence par effet Zeeman sur la transition sonde. On exploite en pratique le pouvoir rotatoire (effet α_2), qui présente un profil spectral en dérivée d'un profil de dispersion, et par conséquent est maximum à résonance. On utilise des polarisations pompe et sonde linéaires, et l'on bascule $\hat{\epsilon}^{pr}$ de 90° pour distinguer l'effet γ_1 de l'effet α_2 avec le polarimètre en mode linéaire.

L'effet est calibré en appliquant un champ magnétique "fort" selon z , de 1 G typiquement. La sensibilité est de l'ordre de $\alpha_2^* \simeq -200 \text{ mrad/G}$.

Pour atteindre une incertitude correspondant à un champ de l'ordre de $50 \mu\text{G}$, c'est-à-dire $\sigma(\alpha_2^*) \simeq 10 \mu\text{rad}$, le temps de moyennage sur la transition 3-4-5 est de l'ordre de

l'heure.

4.2.3 Effet systématique associé à un couple de champs transverses

Le champ électrique appliqué est selon z . Dans le cas idéal, le dipôle Stark de la transition 6S-7S s'écrit, en prenant par exemple $\hat{\epsilon}^{exc} = \hat{\mathbf{x}}$:

$$\mathbf{d}^{Stark} \cdot \hat{\epsilon}^{exc} = -i\beta\sigma_y E_z \quad (4.1)$$

Le taux de transition contient donc un terme en $P_{F'}\sigma_y P_F\sigma_y P_{F'}$ qui engendre un alignement $\langle F_x^2 - F_y^2 \rangle \neq 0$ dans la multiplicité $\{|7S, F'\rangle\}$. Pour un faisceau sonde à résonance sur $7S_{1/2, F'} - 6P_{3/2, F''}$ se propageant selon z , cet alignement crée un dichroïsme plan d'axes propres $(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}})$.

a. Effet systématique produit par un couple $(\mathbf{E}_\perp, \mathbf{B}_\perp)$

Une composante de champ électrique transverse $\mathbf{E}_\perp = E_x\hat{\mathbf{x}} + E_y\hat{\mathbf{y}}$ donne lieu à une nouvelle amplitude dans le dipôle Stark, qui devient, en prenant à nouveau $\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{\mathbf{x}}$:

$$\mathbf{d}^{Stark} \cdot \hat{\epsilon}^{exc} = -i\beta(\sigma_y E_z - \sigma_z E_y) \quad (4.2)$$

Le taux de transition contient alors un terme d'interférence Stark-Stark en $P_{F'}\sigma_y P_F\sigma_z P_{F'} + P_{F'}\sigma_z P_F\sigma_y P_{F'}$, qui engendre un alignement $\langle F_y F_z + F_z F_y \rangle$ dont les axes sont dans le plan défini par $(\hat{\mathbf{E}}_y, \hat{\mathbf{E}}_z)$ (de façon générale les axes sont dans le plan $\hat{\mathbf{E}} \times \hat{\epsilon}^{ex}$ et $\hat{\mathbf{z}}$). Le faisceau sonde qui se propage selon z n'est donc pas sensible à cet alignement.

Cependant, si on ajoute un champ magnétique \mathbf{B}_\perp avec une composante selon $\hat{\mathbf{y}}$ (de façon générale il faut $\mathbf{B}_\perp \cdot \mathbf{E}_\perp \neq 0$), l'alignement $\langle F_y F_z + F_z F_y \rangle$ va précéder et acquérir une composante $\langle F_x F_y + F_y F_x \rangle = \langle F_X^2 - F_Y^2 \rangle$, où $\hat{\mathbf{X}}$ et $\hat{\mathbf{Y}}$ sont tournés de 45° par rapport à $\hat{\mathbf{x}}$ et $\hat{\mathbf{y}}$. Cet alignement engendre un dichroïsme dont les axes propres sont cette fois à $\pm 45^\circ$ de $\hat{\epsilon}^{ex}$, c'est-à-dire un effet γ_1 . On appelle S_1 la partie de l'effet γ_1 qui dépend des angles $(\hat{\epsilon}^{ex}, \mathbf{E}_\perp)$ et $(\hat{\epsilon}^{ex}, \mathbf{B}_\perp)$ lorsqu'on fait tourner la polarisation d'excitation $(\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{x}, \hat{y}, \hat{X}, \hat{Y})$. On montre que la moyenne sur les quatre polarisations d'excitation n'est pas nulle : il existe une contribution "isotrope" qui est donc susceptible d'engendrer un effet systématique.

Pour que le signal γ_1 acquière la signature E_z^{odd} , il faut encore que le produit $E_\perp \cdot B_\perp \cdot E_z$ soit globalement E_z^{odd} . Les deux champs \mathbf{E}_\perp et \mathbf{B}_\perp doivent donc être soit tous les deux E_z^{odd} soit tous les deux E_z^{even} .

b. Effet systématique produit par un couple ($\mathbf{B}_\perp, \mathbf{B}'_\perp$)

Un champ magnétique transverse \mathbf{B}_\perp seul peut faire précéder l'alignement Stark $\langle F_x^2 - F_y^2 \rangle$, mais la composante $\langle F_x F_y + F_y F_x \rangle$ obtenue est du second ordre dans l'angle de précession ($\propto B_\perp^2$). Par conséquent, l'effet est nécessairement pair dans le renversement de E_z . On ne peut donc produire un effet E_z^{odd} que si **deux** composantes de champs magnétiques transverses sont présentes, l'une E_z^{odd} , et l'autre E_z^{even} .

Au second ordre dans le champ transverse, il faut en fait tenir compte de deux autres contributions au dichroïsme : celui associé à un alignement quadratique en B_\perp créé lors de l'excitation, et celui engendré par perturbation au second ordre de la transition sonde (voir ref. [24]).

Expérimentalement, on peut facilement calibrer l'effet global en appliquant deux composantes de champs transverses "forts".

Un point très important est que tous les effets associés à deux composantes de champs magnétiques transverses ($B_\perp(E_z^{odd})$ et $B_\perp(E_z^{even})$) ont la même dépendance dans l'orientation de la polarisation d'excitation par rapport à $B_\perp(E_z^{odd})$ et $B_\perp(E_z^{even})$, et que la moyenne sur les quatre états de polarisation ($\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{x}, \hat{y}, \hat{X}, \hat{Y}$) est nulle. On dit que **l'effet est purement anisotrope**, à la différence de l'effet associé à un couple ($\mathbf{E}_\perp, \mathbf{B}_\perp$). On appelle S_2 la dépendance dans les angles de la polarisation d'excitation par rapport aux deux composantes de champ magnétique.

Nous donnons dans le tableau 4.1 ci-dessous les expressions générales des différentes contributions aux signaux γ_1 pour chaque polarisation d'excitation, et dans le tableau 4.3 les signaux obtenus lorsqu'on applique un champ magnétique transverse \mathbf{B}_\perp^{fort} .

On remarque que la somme des signaux obtenus avec $\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{x}$ et $\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{y}$ et la somme des signaux obtenus avec $\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{X}$ et $\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{Y}$ doivent coïncider. Autrement dit, la moyenne "isotrope" sur les 4 polarisations doit coïncider avec la moyenne sur \hat{x} et \hat{y} et avec la moyenne sur \hat{X} et \hat{Y} . Cette remarque nous sera utile pour l'interprétations des résultats expérimentaux (§4.3.3).

Insistons ici sur une difficulté non négligeable de cette méthode de diagnostic : si nous détectons une contribution "isotrope", comment savoir si nous devons l'attribuer à la partie isotrope de l'effet systématique $B_\perp E_\perp$ ou bien à la présence d'un champ magnétique $B_z(E_z^{odd})$ qui est intrinsèquement isotrope ?

Il y a des situations où la réponse est évidente, c'est le cas si la contribution isotrope domine largement les variations dans le basculement de $\hat{\epsilon}^{ex}$ attribuables à la partie anisotrope. S'il n'en est pas ainsi, il faut avoir recours à un procédé d'analyse des données de

contrôle pouvant apporter la réponse (cf. [24] fin du §7.5.4 et 7.6.2).

\hat{c}^{ex}	B_z	$E_{\perp} B_{\perp}$	$B_{\perp} B'_{\perp}$
\hat{y}	s_{B_z}	$+s_1(\cos \psi - \cos(\psi - 2\phi))$	$-s_2 \cos(\psi' - 2\phi)$
\hat{x}	s_{B_z}	$+s_1(\cos \psi + \cos(\psi - 2\phi))$	$+s_2 \cos(\psi' - 2\phi)$
\hat{X}	s_{B_z}	$+s_1(\cos \psi + \sin(\psi - 2\phi))$	$-s_2 \sin(\psi' - 2\phi)$
\hat{Y}	s_{B_z}	$+s_1(\cos \psi - \sin(\psi - 2\phi))$	$+s_2 \sin(\psi' - 2\phi)$

TAB. 4.1 – Expressions générales permettant l'interprétation des signaux de dichroïsme plan $\gamma_1(E_z^{odd})$ en fonction des défauts de champs transverses \mathbf{E}_{\perp} , \mathbf{B}_{\perp} et \mathbf{B}'_{\perp} pour chacune des 4 polarisations d'excitation, en fonction de $\psi = (\mathbf{E}_{\perp}, \mathbf{B}_{\perp})$, $\phi = (\hat{\mathbf{y}}, \mathbf{B}_{\perp})$, $\psi' = -\frac{\pi}{2} + (\mathbf{B}'_{\perp}, \mathbf{B}_{\perp})$. Voir les Eqs. (7.9) et (7.11) de [24]. s_{B_z} désigne la contribution du défaut de champ $B_z(E_z^{odd})$. Les défauts de champs sont eux-mêmes déduits de la procédure décrite dans le § 4.2.4. suivant et le tableau 4.3 (Convention de signe : sens >0 de \hat{y} vers $\hat{x} > 0$.)

4.2.4 Principe du diagnostic atomique des champs transverses : résumé de la procédure "2B4Pol"

Le détail de la procédure d'extraction des champs électriques et magnétiques transverses fait l'objet d'une partie de la thèse de D. Chauvat [24]. Nous nous contenterons de donner ici quelques informations indispensables à une compréhension globale.

a. Application d'un champ de calibration

Puisque les effets étudiés résultent de la combinaison de deux champs parasites, on peut appliquer volontairement un des deux champs pour amplifier l'effet, et de l'effet mesuré déduire, via une calibration préalable, le niveau du champ conjugué. La calibration est obtenue en appliquant deux champs "forts", après que nous nous sommes assurés de la proportionnalité de l'effet étudié au produit des deux champs.

En pratique, on applique un champ magnétique de grandeur typique 2 G avec des bobines dédiées sur le montage. Le champ électrique nécessaire pour les calibrations est appliqué soit en inclinant légèrement la cellule, pour utiliser le champ principal selon z , soit en exploitant un champ radial connu, celui lié à la photoionisation des dimères de césium à basse température de cellule [44].

b. Utilisation des signaux γ_1 et α_2

Le polarimètre en mode linéaire est sensible à $\gamma_1 \pm \alpha_2$, et nous venons de voir que cer-

taines combinaisons de champs électriques et magnétiques transverses sont gênantes parce qu'elles peuvent engendrer un effet γ_1 . Ces champs font cependant aussi apparaître des signaux de pouvoir rotatoire (effet α_2), parfois plus sensibles que les signaux de dichroïsme. Pour diagnostiquer les champs transverses, nous utiliserons donc alternativement les γ_1 et les α_2 . On peut d'ailleurs utiliser la redondance des signaux pour procéder à des recouplements.

c. Géométrie

On accède à la géométrie des champs transverses en exploitant successivement quatre polarisations d'excitation ($\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{x}, \hat{y}, \hat{X}, \hat{Y}$), et ce, pour un champ de calibration B_x , puis pour un champ B_y (d'où le nom "2B4Pol"). Pour chaque polarisation d'excitation $\hat{\epsilon}^{exc}$, on exploite $\hat{\epsilon}^{sonde} \parallel \hat{\epsilon}^{exc}$ et $\hat{\epsilon}^{sonde} \perp \hat{\epsilon}^{exc}$ pour distinguer l'effet γ_1 de l'effet α_2 . Finalement cette procédure permet d'extraire les 8 composantes :

$$E_x(E_z^{odd}), E_y(E_z^{odd}), E_x(E_z^{even}), E_y(E_z^{even}) \text{ et } B'_x(E_z^{odd}), B'_y(E_z^{odd}), B'_x(E_z^{even}), B'_y(E_z^{even})$$

d. Ordre de grandeur de la sensibilité

En pratique on exploite l'effet α_2 sur la transition $6S_{1/2, F=3} \rightarrow 7S_{1/2, F=4} \rightarrow 6P_{3/2, F=5}$, que nous noterons dans la suite "3-4-5" et l'effet γ_1 sur la transition $6S_{1/2, F=3} \rightarrow 7S_{1/2, F=4} \rightarrow 6P_{3/2, F=4}$, notée "3-4-4", pour extraire E_{\perp} .

On exploite l'effet γ_1 sur la transition "3-4-5" pour extraire B'_{\perp} . Le tableau ci-dessous donne les sensibilités dans les conditions habituelles ($E_z = 2 \text{ kV/cm}$), sur la transition 3-4-5.

Extraction de E_{\perp}	$\alpha_2^*(3-4-5)(S_1)$	$18 \mu\text{rad}/(\text{V/cm})/\text{G}$
	$\gamma_1^*(3-4-5)(S_1)$	$-4.5 \mu\text{rad}/(\text{V/cm})/\text{G}$
Extraction de B'_{\perp}	$\gamma_1^*(3-4-5)(S_2)$	$6 \mu\text{rad}/\text{mG}/\text{G}$
	$\alpha_2^*(3-4-5)(S_2)$	$-2 \mu\text{rad}/\text{mG}/\text{G}$

TAB. 4.2 – Sensibilités des signaux α_2 et γ_1 aux champs électrique \mathbf{E}_{\perp} et magnétique \mathbf{B}'_{\perp} transverses sur la transition "3-4-5", en présence d'un champ magnétique B_{\perp}^{fort} , pour un champ électrique longitudinal de 2 kV/cm. Les astérisques indiquent qu'il s'agit d'anisotropies calibrées par l'alignement Stark, cf. § 2.2.4.

Avec le champ magnétique "fort" appliqué de 2.1 G, on extrait l'ensemble des champs transverses en quelques minutes, avec une incertitude de typiquement $\pm 1 \text{ V/cm}$ sur les

\hat{c}^{ex}	$B_{\perp}^{fort} \hat{y}$		$B_{\perp}^{fort} \hat{x}$	
\hat{y}	0	$+s_2 \sin(\phi')$	$+2s_1(\cos \psi)$	$-s_2 \cos(\phi')$
\hat{x}	$2s_1(\cos \psi)$	$-s_2 \sin(\phi')$	0	$+s_2 \cos(\phi')$
\hat{X}	$+s_1(\cos \psi + \sin \psi)$	$+s_2 \cos(\phi')$	$+s_1(\cos \psi - \sin \psi)$	$+s_2 \sin(\phi')$
\hat{Y}	$+s_1(\cos \psi - \sin \psi)$	$-s_2 \cos(\phi')$	$+s_1(\cos \psi + \sin \psi)$	$-s_2 \sin(\phi')$

TAB. 4.3 – Signaux de dichroïsme plan γ_1 pour chacune des 4 polarisations d’excitation, dans le cas particulier de l’application d’un champ magnétique ”fort” B_{\perp} : procédure 2B4Pol. Notations : $\psi = (\mathbf{E}_{\perp}, \mathbf{B}_{\perp})$, $\phi' = (\hat{\mathbf{y}}, \mathbf{B}'_{\perp})$. s_1 et s_2 sont proportionnels respectivement à $|E_{\perp}|$ et $|B'_{\perp}|$.

champs électriques et ± 5 mG sur les champs magnétiques.

Remarque 1 : les signaux exploités dans cette procédure 2B4pol font intervenir des interférences Stark-Stark du type $E_{\perp}E_z$, et on calibre comme toujours les doubles déséquilibres avec l’alignement Stark, qui est en E_z^2 . Le signal calibré est donc proportionnel à $E_{\perp}E_z/E_z^2$. En particulier, si ce signal calibré est constant lorsqu’on fait varier E_z , cela indique que $E_{\perp} \propto E_z$.

Remarque 2 : cette procédure donne accès à la valeur moyenne des composantes du champ électrique sur la colonne de césium vue par le faisceau sonde. On n’accède pas aux variations des champs avec z . C’est sur ce point précisément que notre travail apporte des compléments. Notre contribution consiste en particulier en la mise au point de plusieurs tests capables de mettre en évidence des perturbations locales du champ au voisinage des extrémités de la cellule.

4.2.5 Mesures atomiques complémentaires : test des inhomogénéités de E_z

a. Mesures d’amplification sur $6S_{F=3} \rightarrow 7S_{F=4}$ et $6S_{F=4} \rightarrow 7S_{F=4}$

La procédure de polarimétrie atomique décrite précédemment exploite des signaux **linéaires** dans les champs transverses. On peut cependant aussi exploiter des signaux d’amplification du faisceau sonde, qui eux sont **quadratiques** dans le champ électrique.

On compare pour cela les gains sur le faisceau sonde pour deux composantes hyperfines de la transition 6S-7S, l’une avec $\Delta F = 0$, l’autre avec $\Delta F = 1$. Nous avons utilisé en particulier les excitations $6S_{F=3} \rightarrow 7S_{F=4}$ et $6S_{F=4} \rightarrow 7S_{F=4}$ (notées ”3 \rightarrow 4” et ”4 \rightarrow 4”). L’excitation avec $\Delta F = 0$ seule est particulièrement sensible à une composante du champ

électrique selon la polarisation du laser d'excitation¹, et on accède donc au rapport E_{\perp}^2/E_z^2 en comparant les gains notés $G(3 \rightarrow 4)$ et $G(4 \rightarrow 4)$.

Plus précisément, les populations créées dans l'état $7S_{1/2, F=4}$ sur les deux excitations $4 \rightarrow 4$ et $3 \rightarrow 4$ s'écrivent, à un facteur commun près :

$$N(7S)_{4-4} \propto \alpha^2 E_{\perp}^2 + \frac{5}{12} \beta^2 E_z^2 \quad (4.3)$$

$$N(7S)_{3-4} \propto \frac{7}{12} \beta^2 E_z^2 \quad (4.4)$$

On exploitera donc une polarisation d'excitation plane, $\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{x}$ (resp. $\hat{\epsilon}^{exc} = \hat{y}$) pour extraire E_x^2 (resp. E_y^2). En fait, on engendre aussi un alignement dans l'état excité. Compte tenu de cet alignement, les gains sur le faisceau sonde sont différents si $\hat{\epsilon}^{pr} \parallel \hat{\epsilon}^{ex}$ ou $\hat{\epsilon}^{pr} \perp \hat{\epsilon}^{ex}$. Un calcul détaillée montre qu'on a alors, pour les deux excitations, les gains :

$$G(3 \rightarrow 4) = \alpha^2 E_{\perp}^2 + \frac{5}{12} \beta^2 E_z^2 (1 \pm k_o/2) \quad (4.5)$$

$$G(4 \rightarrow 4) = \frac{7}{12} \beta^2 E_z^2 (1 \pm k_o/2) \quad (4.6)$$

où $k_o = -0.14$ pour la transition pompe-sonde "3 \rightarrow 4 \rightarrow 5" et $k_o = 0.23$ pour "4 \rightarrow 4 \rightarrow 5" [47].

En pratique, nous ajustons la HT sur chaque transition d'excitation à des valeurs différentes $V_{44} \neq V_{34}$ pour obtenir des gains comparables et de l'ordre de 1. En définitive, on exploite donc les formules suivantes :

$$G(4 \rightarrow 4) = [\alpha^2 E_{\perp}^2/E_z^2 + \frac{5}{12} \beta^2 (1 \pm k_o/2)] K^2 V_{44}^2 \quad (4.7)$$

$$G(3 \rightarrow 4) = [\frac{7}{12} \beta^2 (1 \pm k_o/2)] K^2 V_{34}^2 \quad (4.8)$$

où K est tel que $E_z = KV$.

Nous mesurons les gains pour des tensions connues et nous déterminons E_{\perp}^2/E_z^2 avec le rapport (4.7)/(4.8). Ces mesures d'amplification permettent des recoupements avec les mesures polarimétriques. Il faut noter que l'on mesure de cette façon la moyenne quadratique du champ transverse le long de la cellule, alors que l'on accède au moment d'ordre 1 avec la procédure 2B4Pol. La comparaison quantitative n'est pas forcément évidente, suivant la forme de $E_{\perp}(z)$, mais informe justement sur l'importance des variations du champ transverse le long de la cellule.

¹Cela résulte de l'expression du dipôle Stark chap2, §2.1.5 et du rapport 10 existant entre polarisabilités scalaire et vectorielle.

b. Mesures d'un effet Faraday dans un champ $B_z(E_z^{even})$ inhomogène en z

A la suite des différentes mesures réalisées, nous avons été amenés à soupçonner la présence d'inhomogénéités locales du champ E_z à proximité de l'une ou de l'autre des deux fenêtres suivant le signe de la tension appliquée. Notons E_{an} (respectivement E_{cat}) la valeur du champ électrique dans la zone de potentiel le plus élevé (respectivement le moins élevé), et rappelons que le nombre d'atomes excités dans une région donnée est proportionnel à E_z^2 dans cette région². Nous considérerons un cas schématique, représenté sur les figures 4.1 et 4.2, où le champ électrique vaut E_o sur l'ensemble de la cellule, sauf au voisinage de la fenêtre "anode", où il est complètement annulé. Nous nous intéressons alors à la perturbation $\Delta\alpha_2$ du signal utilisé pour diagnostiquer le champ magnétique B_z , qui résulte de cette perturbation locale du champ électrique. Nous envisageons le cas où champ magnétique est différent au voisinage des deux fenêtres : $B_z^{in} \neq B_z^{out}$.

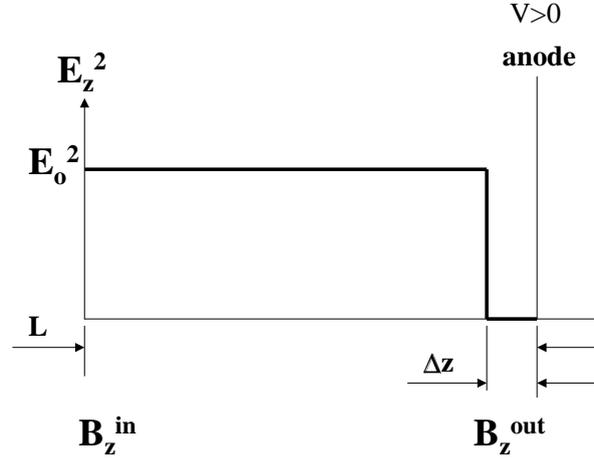


FIG. 4.1 – Représentation schématique de la perturbation du champ électrique en tir +. L est la longueur de la cellule, δz la longueur sur laquelle le champ est annulé, B_z^{in} et B_z^{out} les champs magnétiques du laboratoire à l'entrée et la sortie de la cellule.

En tir +, on aura :

$$\Delta\alpha_2^+ \propto E_{an}^2 B_z^{out} \Delta z - E_o^2 B_z^{out} \Delta z \quad (4.9)$$

et en tir - :

$$\Delta\alpha_2^- \propto E_{an}^2 B_z^{in} \Delta z - E_o^2 B_z^{in} \Delta z \quad (4.10)$$

²Dans la mesure où $|E_{\perp}| \ll |E_z|$ c'est effectivement $|E_z|$ qui impose le taux de transition.

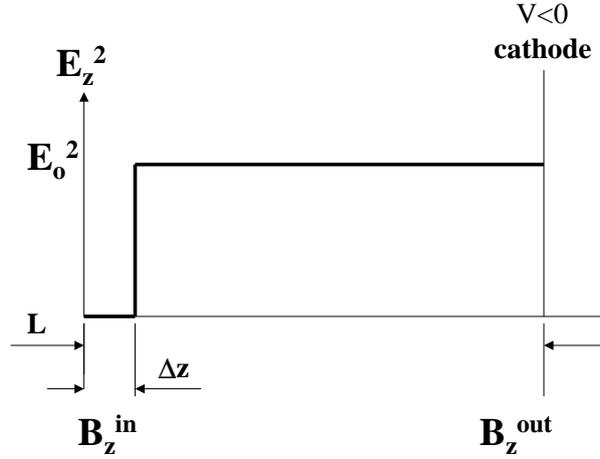


FIG. 4.2 – Représentation schématique de la perturbation du champ électrique en tir –.

On a donc une différence entre les signaux Faraday mesurés pour les deux signes de tir :

$$\alpha_2^+ - \alpha_2^- = \Delta\alpha_2^+ - \Delta\alpha_2^- \propto (E_{an}^2 - E_0^2)(B_z^{out} - B_z^{in})\Delta z \quad (4.11)$$

Dans le cas où $E_{an}^2 \simeq 0$, on a simplement

$$\Delta\alpha_2^+ - \Delta\alpha_2^- \propto -E_0^2(B_z^{out} - B_z^{in})\Delta z \quad (4.12)$$

Or en présence d'une composante de champ $B_z(E_z^{odd})$, avec un champ électrique non perturbé, on obtient :

$$\Delta\alpha_2^+ - \Delta\alpha_2^- \propto E_0^2(2B_z^{odd}) \times L \quad (4.13)$$

On a donc, en présence d'inhomogénéité de E_z^2 , combinées à un gradient du champ magnétique $B_z(E_z^{even})$, l'apparition d'un "pseudo B_z^{odd} ", tel que :

$$\frac{B_z^{odd}}{B_z^{out} - B_z^{in}} \simeq -\frac{\Delta z}{2L} \quad (4.14)$$

Autrement dit, l'existence d'un pouvoir rotatoire $\alpha_2(E_z^{odd})$ linéaire dans un gradient de champ B_z peut être utilisé pour diagnostiquer des accidents locaux, au voisinage des fenêtres, de la carte du champ électrique (voir § 4.3.2). Comme nous le verrons dans la suite, de telles perturbations existent du fait de la circulation de charges libres émises par une fenêtre et reçues par l'autre (*cf.* § 4.4.1).

L'intérêt de choisir un pouvoir rotatoire pour ce test est qu'il existe une composante hyperfine pour laquelle le facteur de sensibilité est grand : $\alpha_2 \simeq -200 \mu\text{rad/mG}$.

Remarque : dissymétrie entre les côtés In et Out de la cellule

Le raisonnement précédent peut être repris dans le cas où les propriétés de la cellule ne sont pas identiques du côté entrée et du côté sortie. On en conclurait alors qu'un champ $B_z(E_z^{even})$ homogène se couplant à l'asymétrie In/Out des inhomogénéités du champ E_z suffit à engendrer un $\alpha_2(E_z^{odd})$. Cependant, les signaux exploités sur l'expérience sont calibrés par le signal d'alignement Stark (§ 2.2.7), *séparément pour chaque signe de tir*. A première vue, le fait que les signaux α_2 soient en E_z^2 , tout comme le signal de calibration conduit alors à une élimination du signal E_z^{odd} sous l'effet de l'asymétrie de E_z^2 . Ce raisonnement ne doit toutefois pas être considéré comme absolu, car d'importantes inhomogénéités de E_z s'accompagnent de champs transverses E_\perp qui peuvent contribuer de manière différente aux signaux α_2 et γ_1 . Dans ce dernier cas, la mesure du $\alpha_2^*(E_z(odd))$ pour anticiper l'effet systématique sur la mesure de $\gamma_1^*(E_z^{odd})$ peut être entachée d'une erreur difficile à évaluer.

c. Mesures d'absorption non-résonnante du faisceau sonde

Nous mesurons l'absorption non résonnante du faisceau sonde sur la transition $6P_{3/2} \rightarrow 7S_{1/2}$, dans les conditions de l'expérience, en désaccordant le laser d'excitation de typiquement 2 à 3 GHz par rapport à la résonance (amplification maximale pour le faisceau sonde). La mesure de cette absorption et la comparaison de sa dépendance avec celle des champs parasites dans différents paramètres de l'expérience, s'est avérée utile pour comprendre l'origine de ces champs, comme nous le verrons aux paragraphes suivants.

4.3 Résultats du diagnostic atomique

4.3.1 Mise en évidence d'une charge d'espace responsable d'un champ électrique radial

En utilisant la procédure 2B4pol pour différents excentrages des faisceaux pompe et sonde par rapport à l'axe de la cellule, nous avons réalisé une cartographie des champs transverses. De cette façon, nous avons mis en évidence dans nos cellules en saphir deux champs présents pendant l'impulsion d'excitation : d'une part un champ électrique à *symétrie radiale autour de l'axe de la cellule*, centripète et pair dans le renversement de E_z , et d'autre part, un champ magnétique orthoradial, impair dans le renversement de E_z (Fig 4.3).

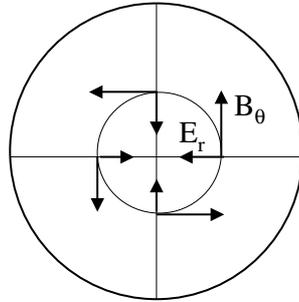


FIG. 4.3 – Allure de la géométrie des champs transverses parasites : champ électrique centripète, champ magnétique orthoradial. E_r est inchangé quand on renverse le champ E_z , alors que B_θ change de signe.

Le champ électrique centripète s'annule sur l'axe de la cellule, et avec un champ longitudinal $E_z \simeq 2\text{kV/cm}$, l'ordre de grandeur du gradient de champ radial, mesuré lorsqu'on excentre les faisceaux pompe et sonde par rapport au centre de la cellule³, est donné dans le tableau 4.4. On peut noter que le tube qui a le meilleur état de surface conduit au plus grand champ radial, point sur lequel nous reviendrons au §4.4.4.

Dans les mêmes conditions, le gradient de champ magnétique orthoradial est $\partial B_\theta / \partial r \simeq 5\text{-}10 \text{ mG/mm}$.

³Notons que cet effet était présent aussi dans les cellule en verre, mais il était plus faible : 15 à 20 V/cm/mm.

Cellule	Qualité du tube	$\partial E_r / \partial r$ (V/cm/mm)
Sark 1	tube saphir russe (Moscou) (alignement de l'axe c approché) polissage manuel en Arménie	40
Sark 3	tube saphir russe (Moscou) (alignement de l'axe c médiocre) pas de traitement thermique	25-30
Sark 4	tube Kyocera monocristallin très bon alignement de l'axe c ($< 2^\circ$) polissage Kyocera ($R_a < 0.1\mu\text{m}$) recuit 3h à 1350°C	40-45
Sark 6	tube alumine 99.7% (Degussa AL23) pas de traitement thermique	28

TAB. 4.4 – Nature des tubes des cellules utilisées en configuration longitudinale, et gradient de champ électrique radial mesuré pour un champ électrique appliqué $E_o = 1.8\text{ kV/cm}$.

• **Dépendance dans les différents paramètres de l'expérience :**

Nous regroupons dans le tableau 4.5 ci-dessous la dépendance de ces champs transverses avec les différents paramètres que nous avons fait varier. Les paragraphes suivants développent quelques uns des points mentionnés dans ce tableau. Précisons que pour étudier l'effet, nous travaillons avec les faisceaux pompe et sonde volontairement décalés par rapport à l'axe de la cellule (typ. 2 mm).

• **Observation d'une dépendance linéaire avec le champ longitudinal :**

La figure 4.4 montre la variation du champ électrique transverse avec la haute tension appliquée, c'est-à-dire à un facteur près, avec le champ électrique longitudinal. Nous nous sommes limités à des tensions supérieures à 5 kV (*i.e.* $E_z > 1\text{ kV/cm}$) pour conserver un rapport signal sur bruit raisonnable (l'amplification est en E_z^2). Dans le domaine exploré on observe une dépendance linéaire du champ électrique centripète avec le champ longitudinal.

Remarque : L'extrapolation à tension appliquée nulle donnerait une valeur non nulle de l'ordre de 8 V/cm. Nous donnerons une interprétation au § 5.5.2.

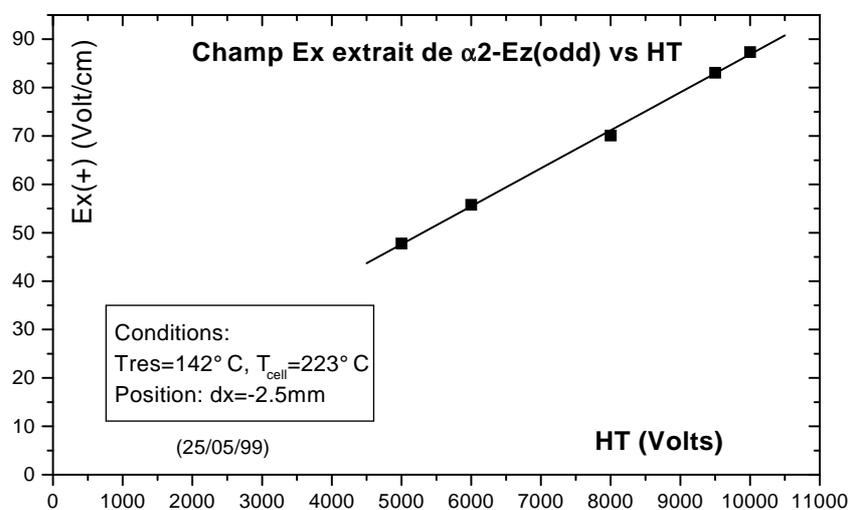


FIG. 4.4 – Dépendance du champ électrique centripète avec la tension appliquée, c'est-à-dire avec E_z). Les carrés pleins sont des points expérimentaux, la ligne est un guide.

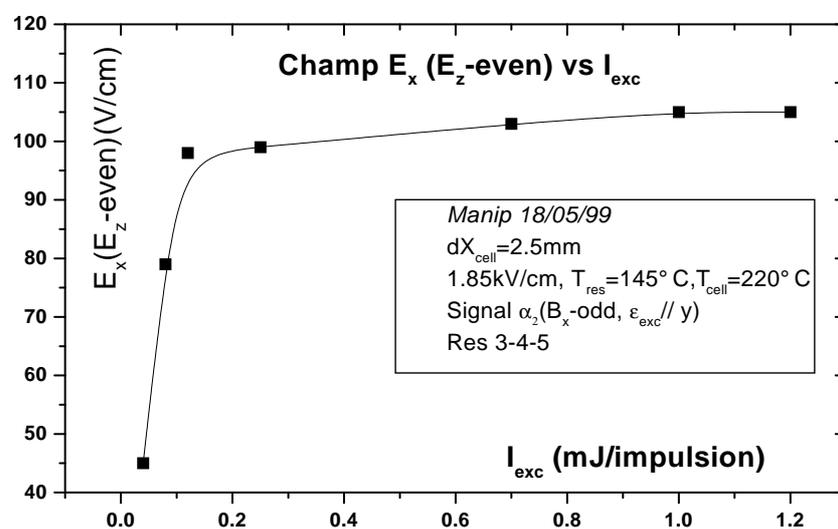


FIG. 4.5 – Champ électrique transverse moyen en fonction de l'intensité d'excitation, extrait des mesures polarimétriques. Les carrés pleins sont des valeurs expérimentales, le trait continu un simple guide.

Paramètre	Effet observé	Date manip
Haute Tension	$E_{\perp} \propto E_z$	15/02, 27/05/99
Configuration HT	$E_{\perp} \searrow$ (typ. -30%) avec $E_z \simeq 0V/cm$ sur les fenêtres (*)	22/02-02/03/99
Intensité	\nearrow rapide avec I^{exc} puis saturation dès $0.2mJ/impulsion$	18/05/99
Délai HT-tirs laser	variation de l'effet $< 10\%$ sur tout le plateau de HT	15/02/99, 01-07/07/99
Délai pompe-sonde	\searrow de $\simeq 30\%$ entre 6ns et 26ns.	17/05/99-02/02/00
T^{cell}	variation de l'effet $< 10\%$ pour $180^{\circ}C < T^{cell} < 230^{\circ}C$	04,30/03/99
N_{Cs}	peu de variation pour $N_{Cs} : 0.5 \times 10^{14} \rightarrow 2 \times 10^{14} at/cm^3$	30/03/99, 15/10/99
Fenêtres	E_{\perp}, B_{\perp} même ordre de grandeur entre saphir et YAG	
Tube de saphir	$E_{\perp} \nearrow (40\%)$ avec tube mieux poli	

TAB. 4.5 – Résumé des dépendances des champs transverses avec les principaux paramètres de l'expérience. (*)voir figure 4.8. en bas.

• **Mise en évidence d'un effet de saturation avec l'intensité d'excitation :**

a) *Effets déduits des mesures de champs transverses*

(i) *Mesures polarimétriques*

La figure 4.5 montre la dépendance du champ électrique transverse avec l'énergie du faisceau d'excitation. Dans les conditions habituelles ($I^{exc} > 0.5 mJ/impulsion$), la valeur ne dépend plus de I^{exc} , mais en descendant aux très basses intensités d'excitation, on met en évidence un seuil de saturation vers $0.1mJ/impulsion$.

(ii) *Mesures d'amplification du faisceau sonde.*

Les mesures d'amplification, menées sur les transitions pompe-sonde "3-4-5" et "4-4-5", confirment la dépendance qualitative avec l'énergie d'excitation : croissance rapide vers $0.05 mJ/imp$ (voir Fig. 4.6). Le seuil obtenu est aussi compatible avec $0.1 mJ/impulsion$. On note que ces valeurs de champs électriques, qui sont des moyennes *quadratiques*, sont sensiblement plus élevées que les valeurs moyennes obtenues par polarimétrie (facteur $\simeq 2$), bien que les mesures soient réalisées pour une valeur de l'excentrage ($2.5 mm$) telle que le champ moyen soit assez important. Bien que le col du faisceau sonde ($0.7 mm$) ne soit pas très petit devant l'excentrage ($2.5 mm$) on peut montrer à l'aide d'un calcul numérique supposant la proportionnalité de E_r à r que l'on mesure pratiquement la valeur moyenne sur z de $E_r^2(r = 2.5 mm, z)$ (r fixé). La différence entre valeur moyenne et valeur quadratique moyenne ne tient donc pas au moyennage dans le plan transverse, mais peut s'interpréter par l'inhomogénéité en z du champ transverse.

b) Effet déduit des mesures d'absorption

L'absorption du faisceau sonde en fonction de l'intensité du faisceau d'excitation, lorsque la fréquence de celui-ci est désaccordée d'environ 2 GHz par rapport à la résonance, a une allure très semblable aux deux courbes précédentes (Fig. 4.7), avec un seuil vers 0.1mJ/impulsion.

Qualitativement, on rend compte de cette absorption par la présence d'atomes dans l'état 6P, créés par effet Franck et Hertz à partir des atomes dans l'état fondamental 6S et d'électrons émis par les fenêtres et accélérés dans le champ E_z . Ces mêmes électrons développent une charge d'espace, responsable du champ électrique centripète mesuré. La dépendance observée suggère un processus d'émission électronique qui fait intervenir les photons à 539 nm ($h\nu = 2.3$ eV).

- **Influence du champ longitudinal au niveau des fenêtres**

En modifiant les potentiels sur les 2 ou 3 électrodes extrêmes nous avons annulé le champ électrique au niveau des fenêtres, sur une région de quelques millimètres. Les figures 4.8 ci-dessous montrent les profils du champ $E_z(z)$ pour les deux configurations testées.

On observe que les champs transverses pairs dans le renversement de E_z subsistent dans ces conditions. Ils sont seulement diminués, au plus de 30 à 40%. On conclut que le rôle du champ électrique est essentiellement d'entraîner les charges, mais il ne joue sans doute pas de manière cruciale sur leur production au niveau des fenêtres.

- **Température de la cellule**

Les champs transverses ne varient pas de façon significative lorsque la température de la cellule varie sur plusieurs dizaines de degrés celsius. Nous devons par ailleurs mentionner que la température maximale de travail a été imposée par l'apparition d'une grande absorption sur le faisceau sonde, présente en l'**absence d'impulsion du laser d'excitation**⁴, à partir d'une température "seuil", située aux environs de 250 °C, manifestation d'une émission thermoélectronique du saphir assistée par le champ électrique.

- **Position temporelle des tirs laser dans l'impulsion HT**

Le plateau de haute tension est suffisamment long (200ns) pour que l'on puisse décaler les tirs laser de plusieurs dizaines de nanosecondes, en préservant le profil de la tension

⁴L'application de l'impulsion du laser d'excitation a même fait disparaître l'absorption. Une interprétation possible est que cette impulsion ionise des atomes excités et s'oppose donc à l'accumulation d'atomes dans l'état 6P.

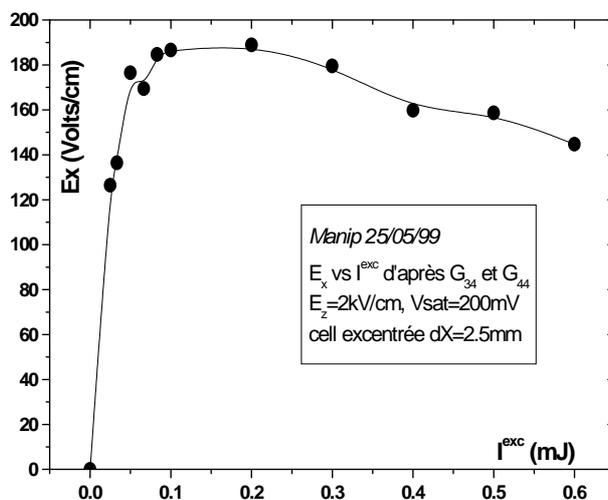


FIG. 4.6 – Valeur quadratique moyenne du champ transverse $\sqrt{\langle E_x^2 \rangle}$ en fonction de l'intensité d'excitation, extrait des mesures d'amplification avec $\hat{\epsilon}^{ex} \perp \mathbf{E}_x$ (voir Eqs.(4.7) et (4.8)). Les ronds sont des points expérimentaux, la ligne est un simple guide.

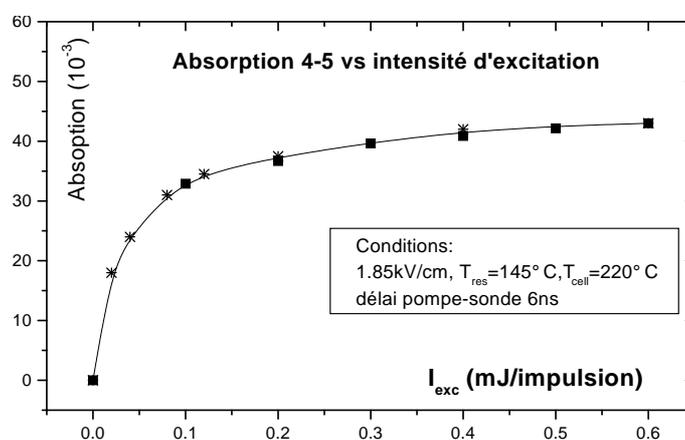


FIG. 4.7 – Absorption du faisceau sonde en fonction de l'intensité d'excitation. L'absorption est extraite de la mesure de l'amplification $Abs = -\mathcal{A} \equiv -\ln(\Sigma/\Sigma_{ref})$, négative quand on désaccorde le laser d'excitation par rapport à la résonance de typiquement 2 GHz. La ligne est un simple guide. Les carrés et les étoiles correspondent à des données acquises à deux dates différentes.

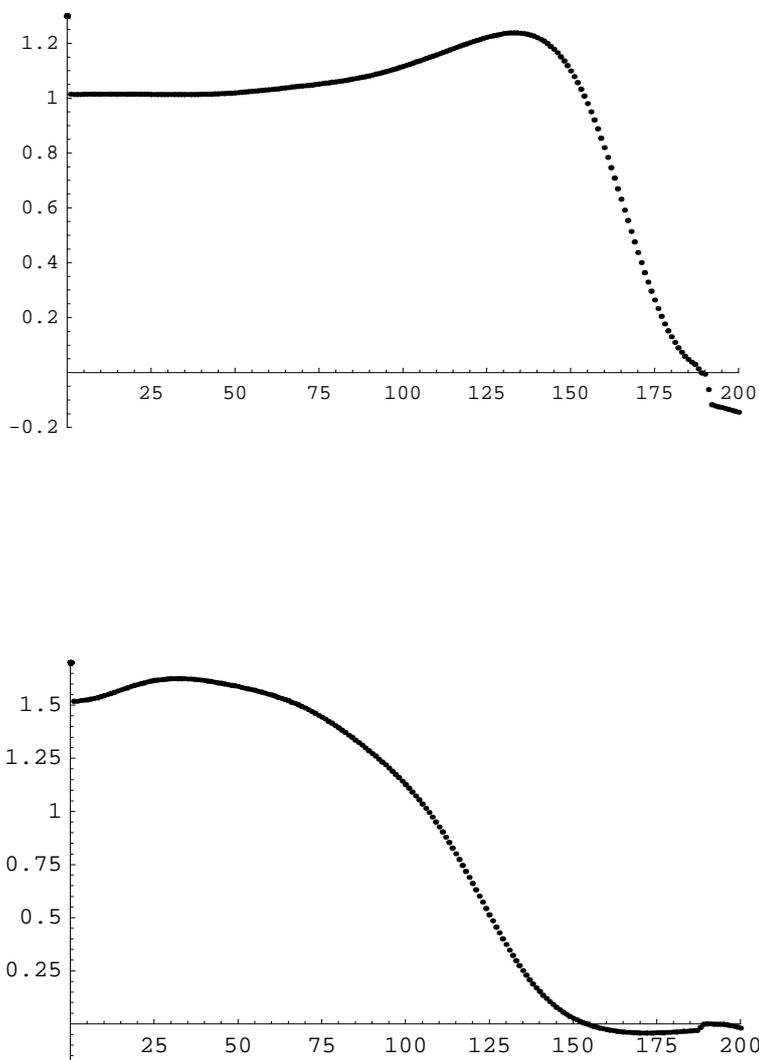


FIG. 4.8 – Profils du champ électrique $E_z(z)$ sur l'axe de la cellule, réalisés pour tester l'effet du champ électrique au niveau des fenêtres. Habituellement, on applique sur les électrodes 0 à 5 les potentiels 0, 2V, 3V, 4V, 5V. Figure du haut : les potentiels appliqués valent 0, V, 2V, 3V, 15/5 V, 17/5 V. Figure du bas : les potentiel appliqués valent 0, 4V/3, 8V/3, 4V, 10/3 V, 10/3 V. La fenêtre est au niveau du petit décrochement de champ électrique, à l'abscisse 190. Le champ de référence est défini comme le rapport de la différence de potentiel entre les électrodes 1 et 5 à leur distance.

appliquée plat pendant la durée des tirs laser. Nous n'avons pas observé de variation relative des valeurs des champs transverses excédant 10% en explorant tout le plateau de haute tension.

- **Densité de césium**

On peut jouer sur la température du réservoir contenant le césium liquide pour ajuster la tension de vapeur et donc la densité N_{Cs} , sans modifier la température du corps de la cellule. Nous n'avons pas observé de variation significative du champ électrique centripète en diminuant la densité par un facteur 4.

4.3.2 Mise en évidence d'inhomogénéités en z du champ E_z

a. Observation d'un champ $B_z(E_z^{odd})$ induit par un gradient de champ B_z contrôlé.

Nous avons volontairement appliqué un gradient de B_z le long de l'axe de la cellule, de signe basculable, tel que

$$B_z^{out} - B_z^{in} = \pm 13 \text{ mG}$$

et nous avons mesuré le pouvoir rotatoire qu'il induit sur la transition "3-4-5". La figure 4.9 ci-dessous compare le champ magnétique avec et sans application de ce gradient. En l'absence de gradient appliqué, la différence de l'ordre de 0.2 mG décelable entre les valeurs avec et sans les lames "Bis" insérées⁵ est due au magnétisme du mécanisme d'insertion de ces lames "Bis".

Avec deux cellules différentes⁶, dans une même configuration d'électrodes, on obtient de façon reproductible, lorsqu'on applique ce gradient de champ magnétique, une variation du pouvoir rotatoire impair dans le renversement de E_z (effet $\alpha_2(E_z^{odd})$) équivalent en grandeur à celui que produirait un champ effectif $B_z(E_z^{odd})$ valant :

$$B_z^{odd}(eff) = \frac{-1}{17}(B_z^{out} - B_z^{in}) \quad (4.15)$$

D'après l'équation (4.14) :

$$\frac{B_z^{odd}}{B_z^{out} - B_z^{in}} \simeq -\frac{\Delta z}{2L} \quad (4.16)$$

⁵Rappelons que ces lames "Bis" permettent de faire tourner les polarisations lumineuses et les axes du polarimètre de 45° (cf § 2.2.2).

⁶Il s'agit des cellules "Sark3" et "Sark4", dont les fenêtres et le tube sont en saphir.

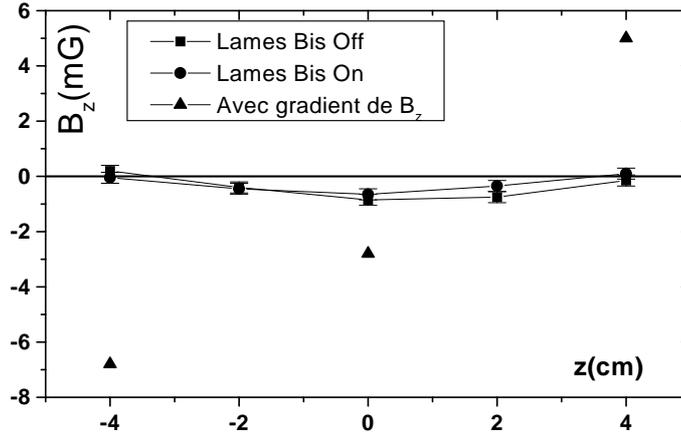


FIG. 4.9 – Contrôle du 22/02/00 de la composante B_z du champ magnétique en fonction de z . Mesures réalisées avec la sonde Bartington MAG-0I3E, mise à l'emplacement de la cellule. Les carrés et les ronds pleins correspondent au champ B_z dans les conditions normales d'acquisition. Les triangles correspondent au champ mesuré lorsqu'on applique un gradient.

on en déduit, dans le cadre du modèle schématique donné au § 4.2.5, une estimation de la zone sur laquelle est annulé le champ électrique E_z :

$$\Delta z \simeq \frac{2L}{17} \simeq 10 \text{ mm} \quad (4.17)$$

Comme il apparaîtra dans la suite (§ 4.4.3) cela est compatible en signe avec l'arrivée d'un important flux d'électrons se déposant sur la fenêtre "anode" avec départ d'un flux plus faible à partir de la fenêtre "cathode". Ces électrons développent une charge d'espace qui conduit à une forte réduction de E_z^2 .

D'une part, nous avons vérifié la linéarité de l'effet avec la valeur de $(B_z^{out} - B_z^{in})$, et d'autre part nous avons vérifié que l'effet produit par ce gradient de champ magnétique sur le signal de dichroïsme γ_1 ("3-4-4") se déduit de celui observé sur le signal de pouvoir rotatoire α_2 ("3-4-5") via le rapport des sensibilités à un champ magnétique B_z homogène⁷.

Ce dernier point est crucial : en exploitant le signal α_2 sur la transition "3-4-5", la plus sensible à un champ magnétique B_z , il nous permet de diagnostiquer l'effet systématique γ_1 que l'on peut attendre sur "3-4-4" de la combinaison des inhomogénéités du champ électrique et du champ B_z (voir §4.7.1).

b. Effet d'un champ $B_z(E_z^{even})$ uniforme

L'apparition d'un pseudo $B_z(E_z^{odd})$ sous l'effet de l'application d'un offset de champ

⁷On a typiquement $\alpha_2^*(\text{"345"}) \simeq -190 \text{ mrad/G}$ et $\gamma_1^*(\text{"344"}) \simeq 14 \text{ mrad/G}$.

magnétique uniforme $B_z(E_z^{even})$ n'a été observé que dans une cellule (Sark4), pour laquelle nous connaissions par ailleurs l'existence de dissymétries entre les deux fenêtres (voir § 4.4.4). Il a été recherché sur la cellule précédente (Sark3), ainsi que dans la cellule en alumine (Sark6), plus récemment testée, sans pouvoir être mis en évidence. Nous reviendrons sur le cas particulier de Sark4 où nous avons réalisé des diagnostics complémentaires.

c. Résumé des pseudo $B_z(E_z^{odd})$ observés

Nous donnons dans le tableau 4.6 ci-dessous, les valeurs du pseudo $B_z(E_z^{odd})$ induit par un gradient de B_z se combinant à une asymétrie anode-cathode sur E_z^2 donc sur le nombre d'atomes excités. La cellule Sark4 a été étudiée avant et après réalisation d'un dépôt conducteur sur les faces externes de ses fenêtres. La sensibilité au gradient de champ magnétique sur cette cellule avec dépôt conducteur a été peu reproductible, mais toujours plus faible qu'avant dépôt.

Cellule	Champ appliqué	$B_z(E_z^{odd})$ effectif
Sark4 avec dépôt ITO	B_z uniforme 40 mG	$\frac{B_z^{(eff)}}{B_z} = -1/90$
Sark3 et Sark4	$B_z^{in} - B_z^{out} = 13$ mG	$\frac{B_z^{(eff)}}{B_z^{in} - B_z^{out}} = -1/17$
Sark6	$B_z^{in} - B_z^{out} = 13$ mG	$\frac{B_z^{(eff)}}{B_z^{in} - B_z^{out}} = -1/28$

TAB. 4.6 – Champ $B_z(E_z^{odd})$ effectif apparaissant en présence d'un gradient de $B_z(E_z^{even})$, et effet de l'application d'un champ $B_z(E_z^{even})$ uniforme sur la cellule Sark4 après réalisation du dépôt conducteur (ITO, à base d'indium et d'étain) sur ses fenêtres (08/06/00).

En pratique, sur le montage actuel, le niveau du champ magnétique résiduel et de ses variations le long de la cellule est de l'ordre du milligauss. D'après les sensibilités observées, il apparaît clairement que l'effet le plus dangereux est celui associé au gradient du champ magnétique longitudinal le long de la cellule.

4.3.3 Une manifestation d'un pseudo $B_z(E_z^{odd})$ engendré par un gradient de B_z : $\alpha_2^{iso}(E_z^{odd}, \hat{x}\hat{y}) \neq \alpha_2^{iso}(E_z^{odd}, \hat{X}\hat{Y})$

a. Effet $\alpha_2^{iso}(\hat{x}, \hat{y}) \neq \alpha_2^{iso}(\hat{X}, \hat{Y})$

Lors des moyennages effectués sur la transition "3-4-5" pour extraire le champ magnétique $B_z(E_z^{odd})$ à partir du pouvoir rotatoire α_2 , nous exploitons les 4 polarisations d'excitation $\hat{e}^{ex} = \hat{x}, \hat{y}, \hat{X}, \hat{Y}$. On s'attend à ce qu'un champ magnétique $B_z(E_z^{odd})$ donne lieu à un effet purement "isotrope", c'est-à-dire indépendant de \hat{e}^{ex} . De plus, les expressions

générales des signaux engendrés par la présence de champs électrique et magnétique transverses montrent que l'on doit toujours avoir une moyenne entre $\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{x}$, et $\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{y}$ égale à la moyenne entre $\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{X}$, et $\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{Y}$ (Tab. 4.3, §4.2.4).

Or, sur l'ensemble de moyennages réalisés dans la cellule Sark3, dans des conditions de compensation de champ magnétique fixées, nous avons obtenu de façon significative des valeurs différentes pour les moyennes sur \hat{x} et \hat{y} d'une part, et sur \hat{X} et \hat{Y} d'autre part :

$$\alpha_2(\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{x}) + \alpha_2(\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{y}) \neq \alpha_2(\epsilon^{ex} = \hat{X}) + \alpha_2(\epsilon^{ex} = \hat{Y}) \quad (4.18)$$

Cet effet inattendu est à première vue très gênant car on ne peut pas, dans ces conditions, extraire une valeur fiable d'un $B_z(E_z^{odd})$.

b. Interprétation d'une différence $\alpha_2(\hat{x}, \hat{y}) \neq \alpha_2(\hat{X}, \hat{Y})$:

Nous avons montré au §4.3.2 qu'un pouvoir rotatoire correspondant à un pseudo-champ $B_z(E_z^{odd})$ apparaît sous l'effet d'un gradient de champ magnétique $B_z(E_z^{even})$ combiné aux défauts du champ E_z^2 . Or pour passer des moyennages avec $\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{x}, \hat{y}$ aux moyennages avec $\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{X}, \hat{Y}$, nous insérons 3 lames ($\frac{\lambda}{2}$) "bis" à l'aide de basculeurs automatisés.

Le contrôle du champ magnétique effectué après démontage de la cellule Sark3 a révélé une variation systématique de $B_z^{out} - B_z^{in}$ de -0.6 ± 0.25 mG lorsqu'on insère ces lames "bis". D'après la calibration effectuée avec 13 mG, on attend donc :

$$\begin{aligned} & (\alpha_2(\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{x}) + \alpha_2(\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{y})) - (\alpha_2(\epsilon^{ex} = \hat{X}) + \alpha_2(\epsilon^{ex} = \hat{Y})) \\ & = -(0.6 \pm 0.25) \times 150/13 = (-7 \pm 3) \mu rad \end{aligned} \quad (4.19)$$

Cette valeur est à comparer à la différence observée, typiquement $-10 \mu rad$.

Il semble donc que ce problème s'explique assez bien par les effets résiduels des champs magnétiques engendrés par les basculeurs. La stabilité de ce signal différentiel au cours de longs moyennages peut donc nous renseigner sur la stabilité des défauts de E_z^2 engendrés par la charge d'espace.

Nous avons depuis changé de technologie de basculeur⁸. Avec le nouveau modèle, on n'observe pas d'effet du basculement des lames "bis" sur $B_z^{out} - B_z^{in}$ au niveau de 0.2 mG (Fig. 4.9), notre incertitude sur la mesure de champ magnétique avec la sonde utilisée lors des démontages du four.

⁸fin Avril 2000, à l'occasion de la mise en place de Sark4 après dépôt ITO.

4.4 Origine des champs transverses et des anomalies de champ longitudinal

4.4.1 Modèle très simple en termes d'électrons accélérés

L'observation d'un champ électrique centripète suggère une charge d'espace négative, qu'il semble raisonnable d'attribuer à la présence d'électrons. En présence du champ E_z , ces électrons sont accélérés et le courant qui en résulte donne donc un champ magnétique orthoradial.

On peut essayer de comparer le rapport des champs E_{\perp}/B_{\perp} expérimental avec celui prédit par un tel modèle de charges accélérées dans E_z , que l'on suppose remplir uniformément la cellule. Nous reviendrons dans le §4.4.2 sur la validité de cette hypothèse confortée par un résultat expérimental et par quelques arguments d'ordres de grandeur.

On suppose donc que la cellule contient une charge d'espace, à symétrie cylindrique, notée ρ . L'application du théorème de Gauss donne

$$E_r(r) = \frac{r}{2\epsilon_0} \rho \quad (4.20)$$

Notons \mathbf{v} la vitesse des électrons. La densité de courant vaut donc $\mathbf{j} = \rho\mathbf{v}$, et l'application du théorème d'Ampère donne

$$B_{\theta}(r) = \frac{\mu_0}{2} r \rho v \quad (4.21)$$

On a donc l'expression simple

$$\frac{cB_{\theta}(r)}{E_r(r)} = \frac{v}{c} \quad (4.22)$$

La procédure 2B4Pol donne accès à la moyenne des champs transverses sur la longueur de la cellule, et il faut donc évaluer

$$\frac{c \langle B_{\theta}(r) \rangle}{\langle E_r(r) \rangle} = \frac{\langle \rho v \rangle}{\langle \rho \rangle c} \quad (4.23)$$

où $\langle \rangle$ désigne la moyenne sur la longueur L de la cellule. On détermine $v(z)$ en écrivant la conservation de l'énergie. En négligeant la vitesse des électrons au niveau de la fenêtre "cathode", on a, en prenant l'origine des z sur la fenêtre émettrice :

$$\frac{1}{2}mv^2 = eE_z z \quad (4.24)$$

donc

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m} E_z z} \quad (4.25)$$

Date	Cellule	$c \langle B_\theta \rangle / \langle E_r \rangle$	$\frac{2}{3} \sqrt{\frac{2eV}{mc^2}}$
15/02/99	Sark 1	0.11	0.16
02/06/99	Sark 3	0.06	0.16
02/06/99	Sark 3	0.044	0.16
04/06/99	Sark 3	0.04	0.16

TAB. 4.7 – Comparaison des rapports des champs électriques et magnétiques expérimentaux avec la prédiction du modèle.

Supposons de manière très simpliste que le courant est constant⁹, c'est-à-dire indépendant de z . On en déduit $\rho(z)$ en écrivant que en régime permanent :

$$\rho v = a \quad (4.26)$$

On a donc

$$\rho(z) = \frac{a}{\sqrt{\frac{2e}{m} E_z \cdot z}} \quad (4.27)$$

Et on peut finalement évaluer

$$\frac{c \langle B_\theta(r) \rangle}{\langle E_r(r) \rangle} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{2e}{m} E_z} \cdot \langle \sqrt{z} \rangle \quad (4.28)$$

On obtient

$$\boxed{\frac{c \langle B_\theta(r) \rangle}{\langle E_r(r) \rangle} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2eV}{mc^2}}} \quad (4.29)$$

où l'on a posé $V = E_z L$, avec L longueur de la cellule.

Le tableau 4.7 donne quelques valeurs expérimentales du rapport $\langle B_\theta(r) \rangle / \langle E_r(r) \rangle$, et la comparaison avec le rapport donné par l'équation (4.29).

Parmi les limitations de ce modèle, on peut mentionner en particulier le fait qu'il ne prend pas en compte la charge d'espace, qui ralentit les électrons, et donc réduit le rapport B/E . Malgré sa simplicité, ce modèle donne donc des ordres de grandeur qui ne sont pas déraisonnables, sans être en accord quantitatif avec les données expérimentales. Notre problème ressemble en fait à celui d'une diode dont le courant est limité par la charge d'espace, mais avec une différence importante : dans la diode, les potentiels de la cathode et de l'anode sont fixés. Ici, il faut tenir compte de la présence de charges positives qui

⁹Nous verrons dans la suite que cette hypothèse n'est pas vérifiée, il y a en fait amplification du courant au cours de la propagation.

apparaissent dans la fenêtre cathode à cause des électrons émis, et des charges négatives accumulées dans la fenêtre anode. La détermination du potentiel n'est donc pas du tout triviale. Ceci reste d'ailleurs vrai même dans le cas où les faces externes des fenêtres sont rendues conductrices (§ 4.4.3).

Mentionnons par ailleurs que la géométrie ortho-radiale du champ magnétique n'a parfois été observée qu'approximativement.

Densité de charge et courants dans la cellule :

Une des prédictions de ce modèle grossier est l'ordre de grandeur des densités de charge et de courant présents dans la cellule au moment où on réalise la mesure des champs transverses. Ce modèle ne dit rien par contre sur l'origine des charges, dont nous discuterons au §4.5.2. On déduit la densité de charge à partir du gradient de champ électrique centripète (Eq 4.20)) :

$$\rho = 2\epsilon_o E_r / r \quad (4.30)$$

Pour $E_r/r = 50 \text{ V/cm/mm}$, on attend $n_e = \rho/q_e = 5.5 \times 10^8 e^- \cdot \text{cm}^{-3}$.

On suppose que le nuage d'électrons, même s'il est créé au niveau de l'impact du faisceau d'excitation, remplit très rapidement toute la cellule de façon homogène ($L=83 \text{ mm}$, $\Phi = 10 \text{ mm}$), sous l'action combinée de plusieurs effets (cf. §4.4.2) :

- la zone émissive a un rayon supérieur à ω^{ex} (saturation de la photoémission),
- pour les électrons émis, une vitesse transverse est privilégiée (selon le champ électrique du laser d'excitation)
- les interactions mutuelles (coulombiennes) entre électrons aident le nuage d'électrons à se répandre dans tout le volume.

On attend donc, à un instant donné, un nombre total d'électrons libres dans la cellule $N_{e^-} = 3.6 \times 10^9$. Dans un champ électrique de 2 kV/cm , un électron parcourt la cellule en 2 ns , donc si l'on intègre sur la durée de l'impulsion d'excitation ($\simeq 20 \text{ ns}$), on évalue à environ $4 \times 10^{10} e^-$ le nombre d'électrons traversant la cellule.

En rendant conductrices les faces externes d'une de nos cellules, nous avons effectivement pu mesurer directement l'impulsion de courant qui traverse la cellule (cf. § 4.4.3).

4.4.2 Validité de l'hypothèse d'une densité uniforme de charge remplissant la cellule

a. Indication de nature expérimentale

Une façon de sonder la présence d'électrons consiste à mesurer l'absorption du faisceau sonde, c'est-à-dire la population d'atomes dans l'état 6P excités par collisions Franck et

Hertz. Pour les excentrages du faisceau sonde par rapport au faisceau pompe les plus grands que nous ayons faits, nous n'avons noté aucune dépendance de l'absorption par rapport à l'excentrage : ceci correspond à ce que l'on attend pour un nuage d'électrons qui remplit la section du tube de la cellule.

b. Calcul d'ordre de grandeur

Nous allons montrer que lorsque le champ centripète est déjà développé par les électrons qui le précèdent, un nouvel électron photoinduit au niveau de la fenêtre cathode a le temps d'atteindre la paroi du tube au cours de son trajet d'une fenêtre vers l'autre.

Le mouvement radial de cet électron s'effectue dans le potentiel harmonique répulsif, associé au champ radial centripète, ce qui traduit l'effet des autres électrons. Supposons qu'à l'instant correspondant environ au maximum de l'impulsion d'excitation, la densité de charges ρ soit uniforme, et que le champ centripète ait atteint 50 V/cm/mm.

Pour le mouvement radial, on a

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = e E_r = e \frac{\partial E_r}{\partial r} r$$

avec $\frac{\partial E_r}{\partial r}$ supposé constant. On a donc

$$\frac{r''}{r} = a^2$$

avec $a = \sqrt{\frac{e}{m} \frac{dE_r}{dr}}$

Pour le mouvement longitudinal

$$z'' = \frac{e E_z}{m}$$

soit

$$z = \frac{1}{2} \frac{e \cdot E_z}{m} t^2$$

et donc le temps maximal à considérer vaut

$$\tau^{max} = \sqrt{2 L m / e \cdot E_z}$$

où L est la longueur de la cellule.

Avec $L = 80$ mm, $E_z = 200$ V/mm, $\partial E_r / \partial r = 5$ V/mm², on obtient $\tau^{max} = 2.1$ ns, $a = 9.4 \times 10^8$ SI, et $a \tau^{max} = 2$.

La trajectoire radiale s'écrit

$$r = r_{ini} \cosh(at) + \frac{v_o}{a} \sinh(at)$$

et on obtient donc

$$r^{max} = r_{ini} \cosh(a\tau^{max}) + \frac{v_o}{a} \sinh(a\tau^{max}) \quad (4.31)$$

Pour évaluer r_{ini} , on doit tenir compte de ce que l'intensité d'excitation est fortement saturante. Elle vaut en effet plus de 10 fois le seuil de saturation. Nous prendrons donc r_{ini} tel que $I(0).e^{-2r_{ini}^2/\omega_{ex}^2} = 1/10 < I >$, avec $< I > \equiv \frac{\int I^2.dS}{\int I.dS} = I(0)/2$. On obtient $r_{ini} = \omega_{ex} \sqrt{(\ln 20)/2} = 1.22 \text{ mm}$.

Nous admettons que le diagramme d'émission des électrons de photoionisation est (comme pour un atome isolé) distribué en $\cos^2 \phi$ autour de la direction de la polarisation plane du faisceau d'excitation, ce qui favorise le mouvement transversal. On peut prendre pour valeur typique de v_o celle qui correspond à $\frac{1}{2}mv_0^2 = h\nu^{ex} - W_e$, où W_e est le travail d'extraction d'un électron de la surface de saphir *césiée*. Nous prendrons $W_e \simeq 1.3 \text{ eV}$ ce qui correspond à la valeur extraite de mesures d'effet photoélectrique réalisées dans l'équipe sur des fenêtres de saphir en présence de césium, et coïncide avec la valeur donnée indépendamment dans la référence [48]. On obtient $v_o = 5.9 \times 10^5 \text{ m.s}^{-1}$. En reportant dans l'équation (4.31), et finalement (via Eq.4.31) $r^{max} = 6.9 \text{ mm}$, supérieur au rayon de la cellule. Les électrons qui partent de r_{ini} atteignent $r = 2.5 \text{ mm}$ après seulement 10 mm et $r = 5 \text{ mm}$ pour $z \simeq 55 \text{ mm}$. Rappelons que r_{ini} est le rayon au-delà duquel l'effet photoinduit n'est plus saturant, ce qui ne veut pas dire qu'au-delà ce effet devienne négligeable.

Nous concluons que ce modèle simple est compatible avec un remplissage important des électrons dans le tube, et avec une interaction des électrons primaires avec les parois du tube avant de frapper la fenêtre anode.

4.4.3 Mesure directe du courant qui traverse la cellule

a. Métallisation des fenêtres par un dépôt d'ITO (Indium Titanium Oxyde)

Pour mesurer le courant qui traverse la cellule, nous avons rendu conductrices les faces externes des fenêtres d'une cellule en saphir (Sark4). Seule la face externe de la fenêtre a été rendue conductrice, mais la capacité entre les deux faces est suffisamment grande (typ. 20 pF) pour que son impédance soit négligeable (typ. 200 Ω) aux fréquences qui nous intéressent ici (typ. 50 MHz). Le dépôt métallique est à base d'indium et d'étain, d'une épaisseur de 160 nm. Ce dépôt métallique opaque est oxydé par un traitement thermique à 310°C

pendant 4h. L'oxyde obtenu est transparent¹⁰, d'indice 1.8, et assez bon conducteur¹¹.

Nous avons testé la conductivité en venant au contact avec un simple ohm-mètre en deux points opposés de la périphérie de fenêtres témoins ayant subi le même traitement.

b. Montage

La figure 4.10 illustre le principe du montage. On plaque les électrodes externes (réalisées spécifiquement pour ce montage) contre les fenêtres de la cellule, via des joints toriques "Triconite" en Monel (Alliage Cu-Ni).

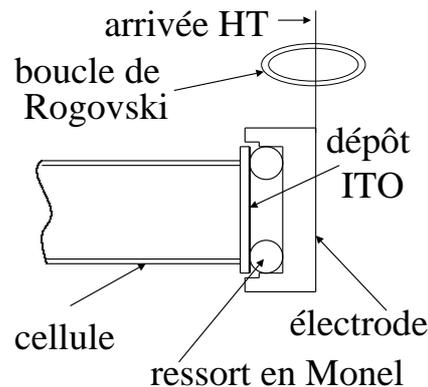


FIG. 4.10 – Schéma de principe (échelle non respectée) du contact électrique entre l'électrode extrême et la fenêtre traitée ITO. On applique une force d'environ 7 N sur les fenêtres, après avoir testé que ceci n'altérerait pas l'élasticité du joint à la température de l'expérience.

La figure 4.11 montre le champ E_x , mesuré dans la cellule avant et après traitement ITO. On constate que le traitement n'a pas altéré la situation pour ces champs transverses.

c. Mesure du courant avec une boucle de Rogovski

On fait passer un des fils d'amenée de haute tension dans la boucle¹². Cette boucle

¹⁰La détermination de la transmission du dépôt d'ITO n'est pas directe puisque les fenêtres constituent des étalons Fabry-Perot. Cependant, les mesures réalisées en variant l'incidence et/ou la longueur d'onde montrent que la transmission intrinsèque du dépôt atteint au moins 85% à 1.47 μm et 90% à 539 nm.

¹¹Ce type de dépôt est utilisé par exemple dans la technologie des écrans à cristaux liquide (LCD) pour appliquer la tension permettant d'orienter les cristaux liquides [49].

¹²Cette boucle (Pearson, modèle 2878) est constituée d'un enroulement toroïdal d'inductance L , de façon à être sensible au champ magnétique orthoradial produit par le courant I à mesurer. Une petite résistance en parallèle avec le bobinage fournit une tension, qui est proportionnelle au courant I qui parcourt le fil et indépendante de la fréquence dès que l'impédance de la bobine est grande devant celle de la résistance ($L\omega \gg R$).

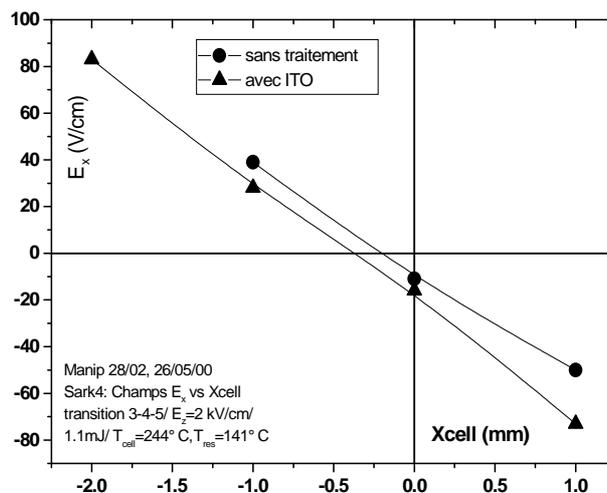


FIG. 4.11 – Mesure du champ E_x en fonction de l'excentrage de la cellule selon x , avant et après le dépôt d'un revêtement conducteur. On conclut que le traitement des faces externes des fenêtres n'a pas altéré les champs transverses dans la cellule.

fournit une tension de $V=0.1\text{ V/A}$ aux bornes d'une résistance de $50\ \Omega$ pour une fréquence supérieure à 30 Hz . Le temps de montée spécifié est de 5 ns .

Nous avons mesuré les courants qui passent dans les fils d'amenée de haute tension vers les électrodes extrêmes, désormais reliées électriquement aux fenêtres.

La valeur des deux résistances extrêmes dans le pont diviseur a été diminuée pour avoir le même champ électrique qu'auparavant, sachant que l'électrode extrême impose avec ce montage son potentiel à la fenêtre.

Comme il s'avère que les deux fenêtres n'ont pas strictement le même comportement, nous distinguons la situation avec fenêtre "in" cathode et avec fenêtre "out" cathode.

4.4.4 Multiplication de la charge dans la cellule

a. Mesures des impulsions de courant

Sans tir du laser d'excitation, on observe, comme attendu, les impulsions de courant de charge et de décharge (signe opposé) des électrodes extrêmes. Pour un signe de champ électrique donné, cette première impulsion est positive côté anode, et négative côté cathode. Cette impulsion nous permet de vérifier la calibration et le signe du courant, compte tenu de l'estimation de la capacité entre l'électrode et le four (à partir de la géométrie).

L'information nouvelle très intéressante est que, lorsqu'on envoie une impulsion laser à 540 nm au milieu du plateau de haute tension appliquée, on mesure du côté "anode",

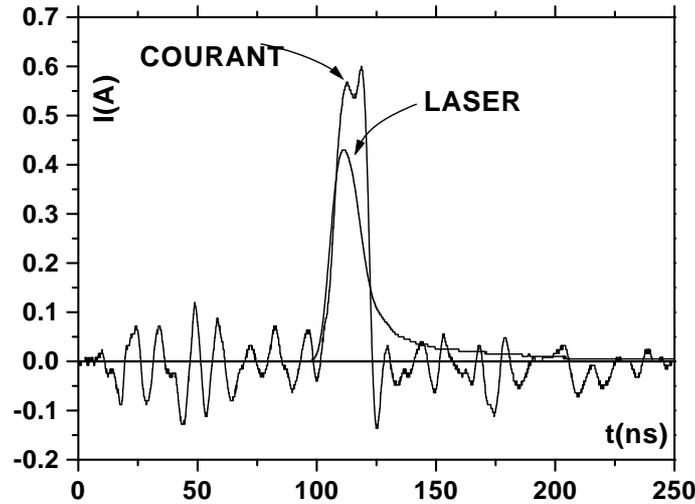


FIG. 4.12 – Observation, sur la fenêtre "anode", d'une impulsion de courant déclenchée par l'impulsion laser d'excitation à 539 nm. On a soustrait la contribution de l'impulsion de haute tension mesurée en l'absence d'impulsion laser, afin d'éliminer des parasites.

une impulsion de courant concomitante avec cette impulsion laser (Fig. 4.12), de signe positif, qui vient donc compenser les charges négatives qui arrivent sur la fenêtre. Notons la similitude entre les durées des deux impulsions.

Dans les conditions typiques (HT 9kV, $I^{exc} > 0.5 mJ/impulsion$), l'impulsion de courant concomitante avec l'impulsion laser correspond à environ 0.6 A pendant 20 ns, soit $8 \times 10^{10} e^-$.

Le gradient de champ électrique centripète dans la cellule utilisée pour ce test vaut typiquement 50 V/cm/mm, et cela correspond, avec le modèle simple du § 4.4.1 précédent, à $4 \times 10^{10} e^-$. Les ordres de grandeurs ne sont donc pas déraisonnables, surtout si l'on note que le champ centripète est sensible à la valeur moyennée sur z de la densité de charge tandis que l'impulsion de courant mesure la charge qui parvient à la fenêtre anode.

b. Multiplication de la charge

On s'intéresse désormais à l'impulsion de courant déclenchée par l'impulsion du laser d'excitation. Le courant observé en plaçant la boucle côté cathode est nettement plus faible, et même au dessous du bruit dans notre mesure. Les signaux mesurés permettent d'affirmer que l'impulsion de courant émise côté cathode est au moins dix fois plus faible que celle reçue sur la fenêtre anode, dans le cas où la meilleure des deux fenêtres est cathode. On conclut donc qu'il y a **multiplication** de la charge au cours de la traversée de la cellule.

Cette multiplication résulte très vraisemblablement de l'émission secondaire par les

parois internes du tube lors de collisions sous incidence rasante [50][51]. On peut donc affiner l'image qualitative pour l'émission d'électrons dans la cellule. On envisage un nuage initial d'électrons, créé au niveau de l'impact du laser d'excitation. Ce nuage s'étale jusqu'à remplir la cellule, et vient interagir avec les parois pour amplifier la charge électronique par émission secondaire. Il est difficile de dire en combien de temps est produite la charge : temps court ou durée de l'ordre de la durée de l'impulsion d'excitation. Cependant, le résultat de la figure 4.12 privilégie nettement la seconde hypothèse.

Remarque : signe du pseudo $B_z(E_z^{odd})$

Nous avons mentionné que le champ effectif impair dans le renversement de E_z qui apparaît en présence d'un gradient de champ magnétique est de signe opposé à $B_z^{out} - B_z^{in}$. On peut justifier ce signe par le fait que sous l'effet de la multiplication de la charge, la perturbation du champ (sa diminution) est plus importante du côté anode. Or, par convention la fenêtre cathode en tir "+" est la fenêtre "out". Les signes rapportés au §4.3.2, à première vue difficiles à expliquer, apparaissent tout à fait compréhensibles une fois mise en évidence l'existence de la multiplication des charges.

c. Conclusion :

Ces mesures directes de courant démontrent la présence d'une émission électronique photoinduite par l'impulsion laser d'excitation, et confirment l'ordre de grandeur des charges mises en jeu.

Une information supplémentaire importante est la multiplication des charges dans la cellule, imputable aux collisions des électrons primaires sur les parois. Il est connu que l'efficacité de l'émission secondaire est grande pour le saphir et particulièrement le saphir monocristallin. Meilleur est l'état de surface et plus grande est l'efficacité. Pour un matériau polycristallin, les électrons secondaires perdent leur énergie avant de pouvoir ressortir par collisions contre les défauts et les interstices, qui n'existent pas dans un monocristal. Cela nous a amenés à faire l'essai d'un tube en alumine. Le champ radial mesuré avec ce tube, bien que plus faible, conserve le même ordre de grandeur qu'avec les tubes en saphir monocristallin.

4.4.5 Recoupements entre les dissymétries observées

a. Observation d'une seconde impulsion de courant

Outre l'impulsion de courant simultanée avec l'impulsion laser, nous avons observé, toujours du côté de la fenêtre "anode", une deuxième impulsion (voir fig. 4.13). Cette "post

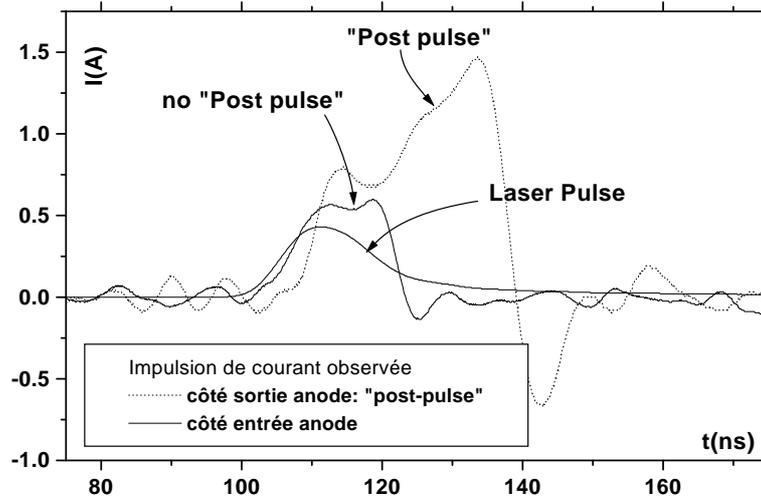


FIG. 4.13 – Une dissymétrie entre les deux fenêtres : observations côté anode d’une impulsion postérieure à l’impulsion du laser d’excitation. Cette dissymétrie peut être reliée aux états de surface, différents des faces internes des deux fenêtres de la cellule, observées à l’AFM. Cellule Sark 4.

impulsion” commence à la fin de l’impulsion laser, et dure environ 70 ns. La charge totale correspondante est environ trois fois celle de l’impulsion précédente. Toutefois, nous n’avons observé cette deuxième impulsion que d’un côté de la cellule, avec la fenêtre ”in” cathode. On est tenté de faire un lien entre cette différence de comportement entre les deux fenêtres et la différence d’état de surface des faces internes de ces deux fenêtres, diagnostiquées au microscope à force atomique (AFM, voir §c. ci-dessous).

Dépendance avec l’intensité d’excitation, le champ E_z , et la densité de césium

La post-impulsion sature un peu plus rapidement avec l’intensité du faisceau d’excitation ($\simeq 0.15$ mJ/imp contre $\simeq 0.35$ mJ/imp pour l’impulsion concomitante avec l’impulsion d’excitation).

Lorsqu’on baisse la haute tension de 9 kV à 6 kV, on observe à la fois que l’impulsion de courant et le champ radial centripète diminuent dans un rapport compatible avec le rapport des tensions. Ceci confirme que les deux diagnostics sont tous les deux sensibles à la charge électrique photoinduite par l’impulsion du laser d’excitation.

De manière générale, les autres effets qui mettent en jeu les charges photoinduites (par exemple le pseudo champ $B_z(E_z^{odd})$) ont cette caractéristique d’être linéaire dans la tension appliquée. Une interprétation possible est que l’émission photoinduite primaire au niveau de la fenêtre cathode s’interrompt lorsque le champ des ions qui tend à retenir les électrons

compense le champ appliqué.

Nous n'avons pas d'évidence de l'influence de la densité de césium sur l'impulsion de courant concomitante avec le laser d'excitation, puisque celle-ci est observée même pour des températures du réservoir très basses ($T_{res} \simeq 60^\circ C$, c'est-à-dire $N_{Cs} \simeq 0.007 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$), et en dépend très peu pour les températures plus élevées. Par contre la post-impulsion n'apparaît que pour $T_{res} \simeq 120^\circ C$, et augmente progressivement entre $120^\circ C$ et $140^\circ C$. En revanche, elle varie peu avec la température des fenêtres.

b. Effet Faraday E_z^{odd} en présence d'un champ $B_z(E_z^{even})$

Nous avons mentionné au § 4.3.2 que dans une cellule est apparu un effet Faraday impair dans le renversement de E_z , lorsqu'on applique un champ magnétique $B_z(E_z^{even})$ uniforme. Pour l'interpréter, nous avons invoqué une dissymétrie dans le comportement des deux fenêtres quant à la production des inhomogénéités locales du champ électrique (fin de la remarque du § 4.2.5.b). L'observation d'une dissymétrie entre les impulsions de courants reçues par les deux fenêtres fournit effectivement une explication possible pour une telle dissymétrie : la charge d'espace qui résulte de l'émission électronique est différente suivant que la fenêtre d'entrée ou de sortie joue le rôle de cathode.

c. Dissymétrie entre les états de surface des deux fenêtres

Pour cette cellule particulière (Sark 4), nous avons été amenés à caractériser par microscopie à force atomique (AFM) l'état de surface de lames de saphir avant et après traitement thermique. Or, il s'avère que la face interne de la fenêtre "in" présente un état de surface nettement moins lisse que celui de la fenêtre opposée (voir la figure 4.14). On a donc là un élément objectif de dissymétrie entre les deux fenêtres, qui peut s'intégrer naturellement aux autres observations si l'on admet que la fenêtre cathode la moins lisse donne lieu à une émission électronique plus importante.

d. Mesures d'absorption du faisceau sonde

L'émission électronique est plus forte pour le signe du champ qui donne l'impulsion de courant (mesurée avec la boucle) plus forte et longue. Nous avons effectivement mesuré une absorption non résonnante plus importante pour ce signe de tir. Cette dissymétrie dans l'absorption est compatible avec une dissymétrie dans les courants électroniques, et donc un taux de collisions Franck et Hertz plus important pour peupler l'état 6P.

4.5 Peut-on réduire le nombre de charges émises ?

4.5.1 Tentative pour réduire l'adsorption des atomes Cs sur les fenêtres

La présence de césium atomique dans une cellule est susceptible d'en modifier de façon importante les propriétés de surface. Cela est spectaculaire dans les cellules en verre, matériau initialement isolant, où la résistance carrée chute jusqu'à quelques dizaines de kilohms lorsqu'on augmente la densité de la vapeur atomique [42]. Avec des cellules en saphir, la conductivité électrique reste plus élevée par plusieurs ordres de grandeur, et cela bien que le taux de recouvrement d'une surface de saphir par le césium ne soit pas particulièrement petit. Les énergies typiques d'adsorption rapportées dans la littérature sont de l'ordre de 0.6 eV ([52] pour le césium et [53][54] pour le sodium). Assez curieusement, cette valeur est très proche de celle correspondant à l'adsorption du césium sur le verre, déterminée à partir des mesures de conductivité et en utilisant un modèle simple de gaz électronique bidimensionnel [42]. L'observation de conductivités aussi différentes, malgré des taux de recouvrements voisins, suggère des liaisons de natures très différentes entre césium-verre et césium-saphir. Dans un cas, l'électron de valence de l'atome de césium adsorbé reste localisé, dans l'autre cas, il peut se délocaliser et participer à la conduction de surface.

Par ailleurs, le dépôt d'une couche d'atomes très électropositifs à la surface des cathodes émissives est d'un usage technologique courant pour diminuer leur travail de sortie. D'après les travaux de Wilson [48] et Brause [55], le travail de sortie de surface d'alumine, lorsqu'on désorbe le césium, est de l'ordre de 3.5 à 4 eV et son abaissement avec le recouvrement de césium est de l'ordre de 2 eV. Confrontés à une émission électronique par les fenêtres en saphir lorsqu'on les illumine avec des photons tels que $h\nu^{ex} = 2.3$ eV, il est donc naturel de s'interroger sur le rôle que peuvent jouer les atomes de césium adsorbés sur les fenêtres. Expérimentalement, nous avons vu cependant que la variation de la densité atomique par un facteur 4 n'a affecté de façon significative ni la valeur des champs transverses, ni l'impulsion de courant synchrone avec l'impulsion du laser d'excitation. Seule la post-impulsion de courant en dépend de façon importante.

La littérature suggère deux voies pour désorber le césium du saphir : la photodésorption et la reconstruction de la surface par traitement thermique.

a. Essai de photodésorption

L'idée est d'envoyer, peu avant l'impulsion d'excitation, une impulsion laser dont le rôle doit être de désorber les atomes de césium de la fenêtre "cathode". Des expériences sur la

photodésorption du sodium révèlent des résonances très larges pour l'absorption optique des atomes adsorbés sur le saphir, typiquement 200 nm à mi-hauteur, et décalées d'environ 100 nm vers les grandes longueurs d'onde par rapport aux résonances des atomes libres [53][54]. En supposant que l'on puisse transposer ces données pour le césium, nous avons réalisé quelques essais d'illumination des fenêtres juste avant les tirs pompe et sonde, et nous avons détecté les champs transverses dans ces nouvelles conditions. Les caractéristiques des lasers (obtenus en prêt) que nous avons pu utiliser sont rassemblées dans le tableau 4.8 ci-dessous.

Laser	λ	Énergie	Durée des impulsions
Nd :YAG	1.06 μm	800 μJ /impulsion	30 ns
Nd :YAG doublé	0.532 μm	max 3mJ/impulsion	typ.20 ns
Laser manip	0.539 μm	1.3mJ/impulsion	15 ns
à fibre	1.1 μm	10 W continu	

TAB. 4.8 – Caractéristiques des lasers utilisés pour les essais de désorption.

Nous avons fait varier le délai entre les tirs du laser "désorbeur" et les impulsions pompe et sonde de quelques microsecondes à quelques nanosecondes. Nous n'avons observé aucun effet bénéfique concernant une éventuelle réduction des champs transverses.

b. Recuit des fenêtres en saphir

L'adsorption du césium sur une surface de saphir se fait préférentiellement le long de "défauts" de surface [52]. De ce point de vue, l'idéal pour limiter l'adsorption serait donc une face clivée, parfaitement lisse. En pratique nos fenêtres sont caractérisées par un angle de coupe (faible) par rapport à la normale à l'axe c . Pour un angle de coupe donné θ , le minimum de défauts correspond à des "marches" mono-atomiques, de hauteur h et de largeur h/θ . Les fenêtres de nos cellules, dans leur état initial, comportent en fait de nombreux autres défauts, qui masquent d'ailleurs complètement cette structure en marches atomiques.

On peut cependant obtenir une "reconstruction" de la surface de fenêtres en saphir, en réalisant un recuit à l'air entre 1100°C et 1200°C pendant typiquement 2h. Une reconstruction de la surface du saphir, et son influence sur l'adsorption du césium a par ailleurs été réalisée dans un contexte complètement différent par l'équipe de R. Zavadil, avec des techniques spécifiques d'analyse des surface [56][57]. Les états de surface de nos lames de saphir avant et après recuit ont été diagnostiqués par AFM d'une part (voir figure 4.14),

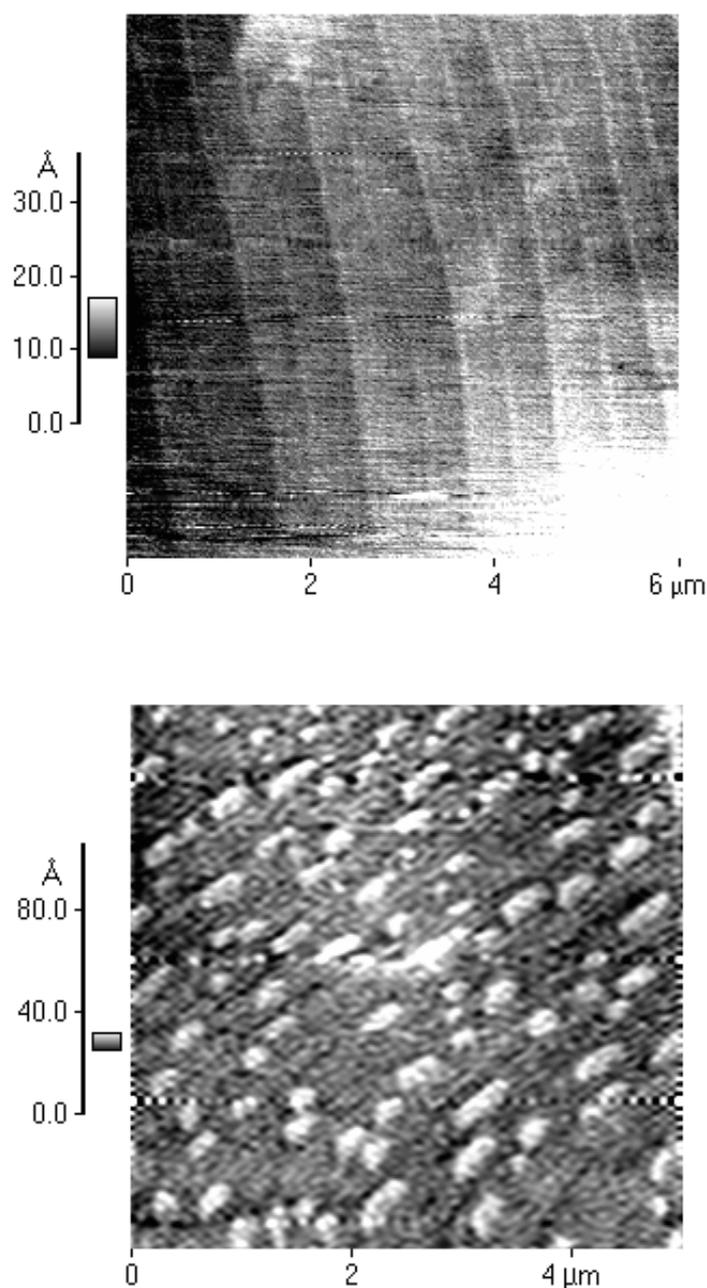


FIG. 4.14 – Figure du haut : fenêtre "in"(cf 4.4.4.b.) de la cellule Sark4. L'état de surface est excellent, et permet de discerner des bandes parfaitement homogènes, entre deux marches atomiques. Cette structure n'est absolument pas visible avant le traitement thermique. Figure du bas : fenêtre "out" de la cellule Sark4. L'état de surface est nettement moins régulier, il apparaît de nombreux petits "plots", et le niveau de la rugosité est nettement supérieur aux tailles typiques des marches atomiques de la figure du haut. Nous sommes tentés de rapprocher cette dissymétrie entre les états de surface de celles des inhomogénéités du champ électrique, via une dissymétrie dans l'émission des deux fenêtres (§4.4.4).

et par voie optique d'autre part¹³. On constate effectivement sur les clichés obtenus par AFM l'apparition de marches atomiques d'une hauteur de l'ordre de 0.2 nm, et de largeur de l'ordre de 1 μ m, ce qui est confirmé par des mesures de diffraction à 633 nm sur le réseau que constituent ces marches [58].

Nous avons ensuite fait réaliser une cellule avec des fenêtres ayant subi ce traitement. Finalement, le diagnostic atomique des champs transverses n'a pas montré d'amélioration significative avec ce type de fenêtres.

c. Discussion :

Ces deux essais, photodésorption et recuit des lames de saphir, dans les conditions où nous les avons réalisés, n'ont pas été fructueux du point de vue de la réduction des champs transverses. On peut comprendre l'absence d'effet en invoquant deux types d'adsorption pour les atomes de césium à la surface du saphir, ainsi que le suggèrent les spectres de thermoémission du groupe de Zavadil [56][57] : d'une part une physisorption, avec une énergie d'adsorption assez faible (<1 eV), et telle que l'atome de césium adsorbé conserve son électron de valence, et d'autre part une chimisorption, avec une énergie d'adsorption de l'ordre de 3 eV, où cette fois s'effectue un transfert de charge entre l'atome de césium et la surface. Ce groupe indique qu'au cours de la reconstruction, effectuée *en absence d'oxygène*, il y a transformation chimique du matériau au voisinage de la surface, qui conduit en particulier à une absence d'oxygène en surface. Ils interprètent la diminution de l'adsorption qui s'en suit en considérant que celle-ci résulte de l'interaction des atomes de césium avec les liaisons pendantes des atomes d'oxygène présents à la surface, c'est-à-dire une chimisorption. Leur traitement thermique est réalisé sous vide, alors que nous l'avons réalisé à l'air. Si l'interprétation en terme de liaison sur l'oxygène est juste, la présence d'air pendant le traitement pourrait rendre celui-ci inefficace.

Cependant, la réalisation de nos cellules avec des fenêtres recuites sous vide et non remises à l'air présente des difficultés technologiques que nous ne savons pas encore surmonter. Par ailleurs, si les photons à 539 nm sont susceptibles de désorber les atomes physisorbés, comme on peut l'attendre d'après [54], il est vraisemblable que $h\nu^{ex} < E_{ads}$ pour la chimisorption.

¹³Ce travail a été réalisé essentiellement par M. Lintz, en collaboration avec V. Bouchiat pour la partie AFM. L'intérêt du test optique (observation de la diffraction par le réseau matérialisé par les marches équidistantes) est qu'il permet de tester rapidement les lames sur des échelles de distance beaucoup plus grandes, et beaucoup mieux appropriées à nos expériences.

4.5.2 Origine/mécanisme de l'émission électronique

a. Revue des mécanismes possibles

Peut-on proposer un mécanisme d'émission électronique qui rende compte de l'ensemble de nos observations expérimentales ? Dans le cas des métaux, les deux mécanismes bien connus sont d'une part l'émission thermonionique, décrit par la loi de Richardson, et d'autre part l'effet photoélectrique¹⁴. Les dépendances observées avec nos fenêtres en saphir, en particulier la dépendance en température, ne s'interprètent pas dans le cadre de ces modèles.

Dans le cas des isolants, les mécanismes d'émission s'avèrent nettement moins simples. On peut naïvement penser que le gap très important du saphir, de l'ordre de 9 eV [60], qui assure une grande transparence dans tout le domaine visible et proche UV, nous prémunit contre une émission d'électrons due à l'irradiation par le faisceau pompe à 540 nm ($h\nu^{ex} = 2.3$ eV). Cependant, l'observation d'impulsions de courant concomitantes avec l'impulsion laser, et la faible influence de la densité de césium, amènent naturellement à accuser le saphir.

En fait, le candidat le plus plausible à l'origine des charges dans la cellule est l'émission d'"exoélectrons" du saphir, ici photoinduite et assistée par le champ électrique. L'émission d'exo-électrons par les isolants [61][62][63] constitue tout un véritable domaine d'étude en physique du solide, qui semble encore loin d'atteindre le même niveau prédictif que dans les métaux. Nous donnons ci-dessous quelques idées de base sur le modèle retenu, dans le but de montrer que les effets que nous observons s'intègrent dans ce modèle.

b. Émission d'exo-électrons

Le schéma général est le suivant :

Étape 1 : sous l'effet d'une excitation initiale (irradiation par des rayons X, mais aussi par des photons ou par des électrons primaires par exemple, ou encore mécaniquement, par exemple par un polissage), on crée dans le matériau des électrons dans des états "pièges", dont l'énergie se situe **dans la bande interdite** (entre la bande de valence et la bande de conduction). On peut voir cette étape comme une étape de stockage d'énergie.

On appelle exo-électrons les électrons émis depuis ces états "pièges". Le processus d'émission se fait en général en deux temps.

Étape 2 : il faut amener ces électrons depuis l'état piège vers la bande de conduction

¹⁴Il existe un troisième mécanisme, l'émission par effet de champ, décrite par la loi de Fowler et Nordheim[59]. Les électrons sortent du métal par effet tunnel si l'on applique un très grand champ électrique. Ce phénomène ne devient cependant appréciable qu'au voisinage de pointes qui exaltent localement très fortement le champ électrique.

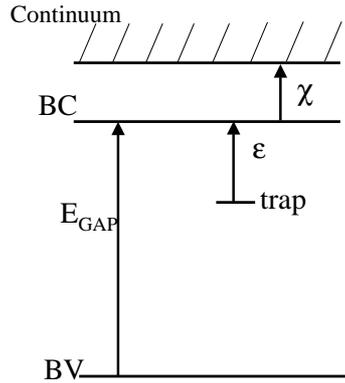


FIG. 4.15 – Diagramme des niveaux d'énergie des électrons dans un isolant. BC (resp BV) est la bande de conduction (resp valence), χ est l'affinité électronique, ϵ l'énergie de piégeage. Dans ce modèle, le travail d'extraction est $\epsilon + \chi$. Pour un isolant césié, il y a diminution de χ , celle-ci pouvant éventuellement devenir négative.

(énergie ϵ). Une fraction des électrons relaxent alors vers la bande de valence. Nous nous intéressons à ceux qui restent dans la bande de conduction.

Étape 3 : on extrait les électrons du solide. Il faut pour cela apporter l'énergie χ , appelée affinité électronique par les physiciens du solide, pour extraire les électrons de la bande de conduction.

L'émission d'exo-électrons peut être envisagée comme un processus de relaxation (étape 2 et 3) qui se produit après une excitation initiale (étape 1).

Ce schéma général donne lieu à un grand nombre de situations expérimentales différentes suivant le mode d'excitation (étape 1), et la façon d'apporter l'énergie pour les étapes 2 et 3 [62]. A partir de l'ensemble des données expérimentales présentées dans les paragraphes précédents, nous pouvons essayer de préciser les mécanismes pouvant participer à l'émission électronique par les fenêtres de nos cellules en saphir.

Nous avons affaire à un isolant cristallin, le saphir, éventuellement partiellement recouvert de césium. La présence de césium adsorbé peut avoir pour effet d'abaisser sensiblement l'affinité électronique¹⁵, donc d'augmenter l'émission électronique ([61], p.7).

Essayons de préciser la nature des 3 étapes dans notre cas.

1) Initialement, la phase de stockage peut résulter de l'effet des photons du laser d'exci-

¹⁵–1.9 eV d'après Brause *et al* [55] pour des films d'alumine, –2.2 eV d'après Wilson [48] pour l'alumine industrielle.

tation, ou bien être le résultat d'un traitement mécanique des fenêtres. Ensuite, lorsqu'une première phase d'émission prend place, les électrons émis sont multipliés au cours de la propagation, et l'ensemble est accéléré vers la fenêtre opposée. Le processus de remplissage (ou création) d'état piège est donc naturellement alimenté dans cette géométrie, où le rôle des deux fenêtres est périodiquement alterné.

2) L'observation d'une impulsion de courant simultanée à l'impulsion de laser d'excitation suggère très fortement un mécanisme reposant sur la **photo-émission**.

Les valeurs typiques d'affinité électronique pour le saphir ($\chi < 0.5 \text{ eV}$ d'après Bindi *et al.*, [64]) sont sensiblement inférieures à l'énergie d'un photon d'excitation ($h\nu^{ex} = 2.3 \text{ eV}$), et l'on peut donc invoquer une étape 3 photoinduite.

Nous supposons donc que l'on crée des électrons dans des états pièges, avec une énergie de piégeage $\epsilon < h\nu^{ex}$, de façon à ce que l'étape 2 soit permise avec le faisceau d'excitation.

Peut-on qualitativement rendre compte de la saturation de l'émission électronique avec l'intensité d'excitation ?

Une hypothèse est que, à l'échelle de 20 ns, les électrons émis laissent une charge positive dans la fenêtre cathode qui va retenir les électrons suivants, ce qui peut expliquer l'effet de saturation à forte intensité. Cette charge positive a par contre tout à fait le temps de relaxer dans les dix millisecondes typiques qui séparent deux impulsions laser. A très basse intensité du laser d'excitation, la charge accumulée est faible, et donc le nombre d'électrons émis augmente tant qu'on augmente le flux de photons incidents.

4.6 Limites sur un vrai $B_z(E_z^{odd})$ et origines possibles

Les moyennages de l'effet Faraday $\alpha_2(3-4-5)$ ont donné des valeurs qui ont varié suivant les conditions (cellules, cycles de températures, démontages), mais l'ordre de grandeur typique du $B_z(E_z^{odd})$ correspondant à la valeur isotrope de l'effet correspondait en grandeur typique à $100 \mu\text{G}$. Ainsi que nous l'avons expliqué, le couplage des inhomogénéités résiduelles du champ magnétique avec les perturbations du champ électrique longitudinal rendent compte de la plupart des apparentes anomalies qui apparaissaient dans ces moyennages.

Nous donnons néanmoins dans les paragraphes ci-dessous quelques limites sur la grandeur d'un véritable $B_z(E_z^{odd})$.

4.6.1 Courants ohmiques

La résistance carrée la plus faible, déduites des mesures de conductivité menées **après** emploi de la cellule sur le montage PV, est de l'ordre du $M\Omega$. Avec le champ électrique de 2 kV/cm , le courant ohmique maximal est donc de l'ordre de $2\text{ kV}/1\text{ M}\Omega = 2\text{ mA}$. Une boucle de courant placée au centre de la cellule, ayant pour rayon le rayon intérieur de la cellule, produit un champ moyen :

$$\langle B_z \rangle = \frac{\mu_o I \cos(\theta)}{L} \quad (4.32)$$

où 2θ est l'angle sous lequel on voit la spire depuis l'extrémité de la cellule. En supposant que cette boucle est parcourue par l'intégralité du courant ohmique maximal de 2 mA , on obtient $\langle B \rangle \simeq 300\ \mu\text{G}$. Il faudrait par conséquent un facteur de chiralité de 30% pour engendrer $100\ \mu\text{G}$, ce qui paraît étonnamment grand. Il nous semble donc peu probable que les courants ohmiques puissent rendre compte du champ observé.

Par ailleurs, si le champ $B_z(E_z^{odd})$ diagnostiqué dans les cellules en verre s'interprète effectivement par une fraction des courants ohmiques, alors le champ équivalent dans les cellules en saphir devrait être diminué par au moins deux ordres de grandeur (rapport des conductivités ohmiques). Dans le cas du saphir, le champ mesuré ne peut donc provenir de ces courants ohmiques.

4.6.2 Courants capacitifs

En tout rigueur, les fils d'amenée de haute tension ne sont pas parfaitement verticaux jusqu'au point de l'électrode où ils sont soudés. On peut envisager de petites fractions de boucles de courant associées aux courbures de ces fils. Des courants capacitifs sont associés aux fluctuations résiduelles sur l'impulsion de tension (*cf.* Fig.3.7).

Pour calibrer expérimentalement l'effet $B_z(E_z^{odd})$ correspondant, nous avons introduit une électrode **fendue**, de façon à imposer une très forte chiralité au courant de charge de cette électrode. En plaçant les tirs lasers pendant le front montant de la haute tension, on dispose de courants de charge élevés, et on peut donc facilement mesurer l'effet.

Nous avons obtenu un champ $B_z(E_z^{odd}) \simeq 5\text{ mG}$ pour $\partial U/\partial t \simeq 40\text{ V/ns}$. On peut calculer le champ typique, moyenné sur la longueur de la cellule, attendu lorsqu'on place, au même endroit que l'électrode fendue, une boucle parcourue par l'ensemble du courant de charge, la capacité étant estimée d'après la géométrie. On trouve alors un champ plus important par environ un facteur quinze que le champ mesuré. On attribue ce facteur à l'écrantage

par l'ensemble des autres électrodes annulaires (sous l'effet de la loi de Lenz), et par la contribution radiale des courants de charges.

A partir d'un enregistrement de l'impulsion de tension, on estime à 3 V/ns la borne supérieure sur le taux de variation $\Delta U/\Delta t$ sur $\Delta t = 20$ ns, au plateau de tension. D'après la calibration effectuée avec l'électrode fendue, cela correspond à typiquement 400 μG engendré par l'électrode fendue, c'est-à-dire seulement deux à quatre fois plus que le champ moyenné dans les conditions normales. Il faudrait qu'il subsiste sur le montage un défaut de chiralité équivalent à un quart d'électrode fendue. Cela nous paraît déraisonnable, et nous concluons qu'il n'est pas possible d'attribuer le champ typique mesuré de 100 μG à la combinaison des courants capacitifs résiduels pendant le plateau et d'un petit défaut de géométrie dans les amenées de tension.

4.6.3 Effet d'un champ magnétique résiduel $B_z(E_z^{even})$

On peut estimer l'ordre de grandeur de l'effet d'un champ magnétique longitudinal résiduel ($B_z(E_z^{even})$) sur ces charges. Celles qui ont une vitesse transverse initiale vont s'enrouler autour du champ magnétique $B_z(E_z^{even})$, et développer un petit champ magnétique de signe opposé (loi de Lenz). Déterminons un ordre de grandeur de ce petit champ en supposant qu'il est équivalent à celui d'une spire parcourue par $I \times \omega_c \tau / 2\pi$, où $\omega_c = q_e B / m_e$ est la pulsation cyclotron :

$$\langle B_z^{e^-} \rangle \simeq \frac{\mu_0 I \omega_c \tau}{L 2\pi} \quad (4.33)$$

Avec $B_z = 10$ mG, $I = 1$ A, et $\tau = 2$ ns, on obtient $\langle B_z^{e^-} \rangle \simeq 10$ μG . Il faudrait 100 mG de champ résiduel pour atteindre les 100 μG , or les mesures de compensation de champ magnétique assurent qu'il subsiste au plus quelques milligauss. Il semble encore manquer au moins 1 à 2 ordres de grandeur pour rendre compte du champ mesuré. De plus le champ discuté ici s'oppose toujours au champ longitudinal qui lui donne naissance, donc une composante E_z^{odd} n'apparaît que si le courant I est différent en module dans les deux sens de tir du champ électrique.

4.6.4 Courants dus aux charges photoinduites

Le courant total I disponible qui traverse la cellule pendant l'impulsion d'excitation est de l'ordre de l'ampère. Pour rendre compte des 100 μG typiquement observés, il faudrait qu'une fraction de l'ordre de $10^{-3}I$ circule dans une boucle placée au centre de la cellule.

On peut imaginer que des inhomogénéités dans ce courant produisent une fraction chirale de cet ordre de grandeur. C'est l'interprétation la plus plausible que nous ayons trouvée.

4.7 Bilan sur les champs parasites et effets systématiques.

Rappelons que outre le champ $B_z(E_z^{odd})$ les trois couples de défauts susceptibles d'engendrer un effet $\gamma_1(E_z^{odd})$ sont $(E_{\perp}^{even}, B_{\perp}^{even})$, $(E_{\perp}^{odd}, B_{\perp}^{odd})$, et $(B_{\perp}^{even}, B_{\perp}^{odd})$, où *odd* et *even* se rapportent au comportement dans le basculement de E_z .

4.7.1 Inhomogénéités du champ E_z et pseudo champ $B_z(E_z^{odd})$

Nous avons indiqué au § 4.3.2.a que l'effet Faraday, $\alpha_2(E_z^{odd})$, induit en présence d'une forte différence de champ magnétique B_z entre les deux extrémité de la cellule, s'accompagne d'un dichroïsme plan (effet $\gamma_1(E_z^{odd})$) correspondant à la précession de Larmor de l'alignement Stark dans ce champ magnétique inhomogène. On attend donc, en présence de champs E_z et B_z inhomogènes, un effet systématique simulant l'effet d'un véritable $B_z(E_z^{odd})$.

Sur le montage actuel, après réglage des courants dans les bobines de compensation de champ magnétique, l'ordre de grandeur des inhomogénéités du champ magnétique longitudinal B_z résiduel (voir Fig 4.9) et de ses variations lors des basculements des lames est de l'ordre du milligauss.

Dans les cellules Sark3 et Sark4 (avant dépôt conducteur sur les fenêtres), nous avons obtenu un pseudo $B_z(E_z^{odd})$ de l'ordre de $800 \mu\text{G}$ pour $B_z^{out} - B_z^{in} = 13 \text{ mG}$ (Tab.4.6), soit $60 \mu\text{G}$ en supposant des inhomogénéités du champ magnétique résiduel au niveau de 1 mG . Compte tenu de la sensibilité ($16 \mu\text{rad/mG}$) sur γ_1 , on peut s'attendre à un effet systématique sur la mesure de $\gamma_1(3-4-4)$ de l'ordre de :

$$60 \times 16 \times 10^{-3} \mu \text{ rad} \simeq 1 \mu\text{rad} \simeq \gamma_1^{PV}.$$

Il s'agit donc d'un effet très sérieux, qui pourrait limiter actuellement la précision atteinte au cours des moyennages.

4.7.2 Champs transverses

L'étude menée a permis de mettre en évidence les deux composantes dominantes des champs transverses E_{\perp}^{even} et B_{\perp}^{odd} . L'effet E_{\perp}^{even} est stable en géométrie et en amplitude, et reproductible, l'effet B_{\perp}^{odd} l'est nettement moins. Pour étudier ces champs, nous avons excentré les faisceaux par rapport à l'axe de la cellule, mais pour réaliser des moyennages, on s'efforce bien sûr de centrer les faisceaux. Dans ce cas, les champs moyens deviennent très faibles, puisque en première approximation leur géométrie respecte la symétrie de révolution.

Le tableau 4.9 indique les valeurs typiques des champs transverses, moyennés sur le faisceau sonde, lorsqu'on superpose les faisceaux pompe et sonde sur l'axe de la cellule. En pratique, nous sommes amenés à incliner l'axe de la cellule de typiquement 2 mrad par rapport à l'axe des faisceaux afin d'éviter un excès de bruit qui apparaît sur le signal du polarimètre pour un faisceau sonde à incidence normale sur l'une ou l'autre des fenêtres, d'où l'apparition d'une composante E_{\perp}^{odd} .

Moyenne	Origine
$\langle E_{\perp}^{even} \rangle \leq 2 \text{ V/cm}$	charge d'espace
$\langle E_{\perp}^{odd} \rangle \leq 5 \text{ V/cm}$	inclinaison de la cellule
$\langle B_{\perp}^{odd} \rangle \leq 3 \text{ mG}$	courants associés à la charge d'espace
$\langle B_{\perp}^{even} \rangle \leq 3 \text{ à } 5 \text{ mG}$	champ résiduel

TAB. 4.9 – Défauts de champs électrique et magnétique transverses résiduels extraits des signaux atomiques, lorsque les faisceaux sont centrés sur l'axe de la cellule. Les valeurs reflètent l'incertitude sur les mesures atomiques (procédure "2B4Pol").

Remarque importante :

Les valeurs reportées dans ce tableau 4.9 ne comprennent pas les inhomogénéités sur les champs transverses. En particulier, les inhomogénéités sur le champ longitudinal, dues à la charge d'espace, s'accompagnent aussi d'inhomogénéités, difficiles à évaluer, sur le champ électrique transverse.

Ordre de grandeur des effets systématiques associés :

a) Couple (E_{\perp}, B_{\perp})

La calibration expérimentale de l'effet γ_1 de signature S_1 , effectuée avec un champ magnétique de 2.1 G, vaut en μrad : $\gamma_1^*(S_1) = 22 \times E_{\perp}(\text{V/cm})/E_z(\text{kV/cm})$.

- Couple $E_{\perp}^{even} B_{\perp}^{even}$

Le champ E_{\perp}^{even} a une symétrie radiale, tandis que le champ B_{\perp}^{even} est à peu près homogène. On a donc en première approximation :

$$\langle E_{\perp} B_{\perp} \rangle \simeq \langle E_{\perp}^{even} \rangle \langle B_{\perp}^{even} \rangle \quad (4.34)$$

Avec $\langle E_{\perp}^{even} \rangle \simeq 2V/cm$ et $\langle B_{\perp} \rangle \simeq 5mG$ (Tab. 4.9), on obtient une valeur de l'effet systématique attendue de $\simeq 0.05 \mu rad \simeq \gamma_1^{PV}/16$.

- Couple $E_{\perp}^{odd} B_{\perp}^{odd}$

On peut reprendre le même raisonnement puisque cette fois E_{\perp}^{odd} est à peu près homogène, du moins en l'absence de dissymétrie en l'entrée et la sortie de la cellule. Avec $\langle E_{\perp}^{even} \rangle \simeq 5V/cm$ et $\langle B_{\perp} \rangle \simeq 3mG$ (Tab. 4.9), on attend alors un effet systématique de $\simeq 0.075 \mu rad \simeq \gamma_1^{PV}/10$.

b) Couple $B_{\perp}^{even} B_{\perp}^{odd}$

Avec la calibration obtenue en appliquant deux champs forts, on déduit le niveau de l'amplitude attendue pour $B_{\perp} \simeq 5mG$ et $B'_{\perp} \simeq 1mG$: $\gamma_1^*(S_2) < 3 \times 10^{-8} \simeq \gamma^{PV}/30$. L'effet associé à un couple de champs magnétiques $B_{\perp}^{even} B_{\perp}^{odd}$ est donc faible en module, mais surtout l'effet est purement "anisotrope", c'est-à-dire que la moyenne sur les quatre polarisations d'excitation est nulle, et n'engendre donc pas d'effet systématique.

Nous concluons qu'avec leurs géométries et leurs ordres de grandeur, la présence des champs transverses n'est pas rédhibitoire pour des moyennages sur l'axe de la cellule, dans la mesure où il est pertinent d'utiliser les valeurs moyennes. Nous savons cependant que les champs transverses présentent des inhomogénéités selon z , dont il faudrait tenir compte pour pouvoir évaluer correctement l'effet systématique correspondant.

4.8 Difficultés rencontrées lors des moyennages

Le problème dominant est venu des dérives temporelles du signal de pouvoir rotatoire isotrope dans les polarisations d'excitation et impair en E_z , $\alpha_2(E_z^{odd}, "3-4-5")$, observé sur la transition "3-4-5" où la sensibilité est la plus grande. Nous avons constaté que le comportement de ce signal a changé après réalisation de revêtements conducteurs ITO externes aux fenêtres. Après un assez court fonctionnement avec ces revêtements les fluctuations sont devenues plus rapides, rendant de longs enregistrements du signal γ_1^{PV} dépourvus de sens. Nous distinguerons, dans la présentation, les résultats correspondant à la première et à la deuxième phase, respectivement avec et sans revêtement conducteur.

4.8.1 Moyennages sur des cellules sans revêtement

Le signal $\alpha_2(E_z^{odd})$ n'étant pas du tout négligeable, l'idée naturelle est de l'exploiter pour en déduire $B_z(E_z^{odd})$, et par conséquent la contribution à $\gamma_1^{iso}(E_z^{odd})$, due à la précession de Larmor, capable de simuler γ_1^{PV} . Si $B_z(E_z^{odd})$ est stable, on peut définir une nouvelle observable PV qui en principe permet la mesure de γ_1^{PV} :

$$\gamma_1^{PV} = \gamma_1^{iso}(E_z^{odd}, 3-4-4) - k \times \alpha_2(E_z^{odd}, 3-4-5) \quad (4.35)$$

Le coefficient $k = \gamma_1(B_z = 1G)/\alpha_2(B_z = 1G)$ est proche de 1/10. Cette faible valeur fait à première vue tout l'intérêt de cette méthode. Malheureusement, il s'avère que $B_z(E_z^{odd})$, extrait d'après le pouvoir rotatoire α_2 , dérive au cours du temps. Pour essayer de pallier cette difficulté, on est amené à alterner les mesures de $\gamma_1^{iso}(E_z^{odd}, 3-4-4)$ avec celles de $\alpha_2(E_z^{odd}, 3-4-5)$. Les mesures de α_2 doivent être assez fréquentes mais il n'y a pas de sens à les faire très précises : il suffit que l'incertitude statistique du terme correctif dans le second membre de (4.35) soit environ 3 fois plus faible que celle du terme principal. Pour corriger une mesure de γ_1 , on utilise les 2 mesures de α_2 qui l'encadrent dans le temps.

On pourrait faire à cette méthode l'objection suivante : le champ $B_z(E_z^{odd})$ a une dépendance temporelle à l'échelle de la durée de l'impulsion d'excitation. Ainsi, au vu de l'interprétation que nous avons donnée du pseudo $B_z(E_z^{odd})$, ce champ met en jeu la charge d'espace qui se bâtit au cours de l'impulsion d'excitation et on s'attend à ce qu'il soit maximum à la fin de l'impulsion. Ce champ $B_z(E_z^{odd})$ affecte d'une part la précession de Larmor de l'alignement créé dans la multiplicité $\{|7S, F' \rangle\}$ sur toute la durée qui sépare l'instant d'excitation de l'instant de détection $\Delta t = t_{pr} - t_{exc}$: c'est ce qui est à l'origine de γ_1^{Larmor} . Mais d'autre part, sur le pouvoir rotatoire α_2 , il n'intervient que par sa valeur à l'instant de détection ($B_z(E_z^{odd})$ participe essentiellement à cet α_2 en produisant une levée de dégénérescence entre sous-niveaux Zeeman à la fois dans $\{|7S_{1/2}, F = 4 \rangle\}$ et dans $\{|6P_{3/2}, F = 5 \rangle\}$). Il était donc nécessaire de tester la validité de la méthode. C'est ce que nous avons fait en amplifiant le champ $B_z(E_z^{odd})$ grâce à l'application d'une différence de champ magnétique $B_z^{in} - B_z^{out}$ connue de $\simeq 13$ mG et en mesurant dans ces conditions $\alpha_2(E_z^{odd}, 3-4-5)$ et $\gamma_1(E_z^{odd}, 3-4-4)$. Cette mesure a été déjà mentionnée (§4.3.2.a) : le rapport des sensibilités mesurées pour ces deux observables est compatible avec celui observé lors de l'application d'un champ B_z statique, mais la précision sur la mesure était $\simeq 20\%$. Ceci correspond à une source d'incertitude prise en compte dans l'analyse des données présentées ci-dessous.

La figure 4.16 donne un exemple des variations de $\alpha_2(E_z^{odd}, 3-4-5)$ au cours d'un moyennage où on alterne les mesures de $\alpha_2(E_z^{odd}, 3-4-5)$ et de $\gamma_1(E_z^{odd}, 3-4-4)$ sur

plusieurs heures en utilisant la cellule SARK 3 sans revêtement. La figure 4.17 donne les résultats de $\gamma_1^{iso} - \gamma_1^{PV}$ (où γ_1^{PV} est de l'ordre de la valeur attendue, c'est-à-dire $-1 \mu\text{rad}$), la correction sur γ_1^{iso} évaluée à partir du α_2^{iso} et les résultats corrigés.

On voit sur cette figure que la correction diminue la dispersion entre les points, mais le résultat obtenu n'est pas compatible avec 0.

4.8.2 Moyennages sur une cellule avec revêtements conducteurs externes

Juste après la réalisation du revêtement, l'effet $B_z(E_z^{odd})$ induit par un gradient de champ magnétique contrôlé a quasiment disparu, ce qui a encouragé la reprise des mesures.

Les résultats obtenus par la suite, au cours de séquences régulièrement espacées dans le temps, sont représentés sur la figure 4.18. On note une dérive des résultats assez régulière dans le temps. Cette dérive peut être imputée à celle d'un champ $B_z(E_z^{odd})$ puisque les valeurs initiales et finales de α_2 indiquent que ce champ a varié de $300 \mu\text{G}$, ce qui est censé introduire une variation du signal γ_1 de $4 \mu\text{rad}$, compatible avec celle observée. Toutefois, dans ce cas particulier, nous avons contrôlé que le champ $B_z(E_z^{odd})$ effectif induit par un gradient de champ était redevenu non nul, mais n'avait quant à lui pas du tout dérivé entre le début et la fin des mesures. Il y a donc lieu de penser qu'il y a une autre cause de $B_z(E_z^{odd})$ que le pseudo $B_z(E_z^{odd})$ discuté au §4.3.2, peut-être donc un vrai $B_z(E_z^{odd})$ associé à une chiralité de la distribution des charges circulant dans la cellule ?

À partir des signaux de contrôle nous avons constaté des anomalies sur les valeurs moyennes des champs transverses E_z^{even} : les valeurs de E_x et E_y avaient augmenté dans un facteur $\simeq 4$.

La figure 4.17 présente l'ensemble des résultats discutés dans le paragraphe précédent et celui-ci. Après moyennage des valeurs obtenues avec correction par γ_1^{Larmor} , on obtient : Moyenne = $-1.6 \mu\text{rad}$, $\sigma = 0.51 \mu\text{rad}$, $\chi^2/N = 6.8/5$ (Prob = 23%). Le désaccord avec la valeur nulle attendue, au niveau de 3σ , peut provenir des variations temporelles de $B_z(E_z^{odd})$, rendant la correction γ_1^{Larmor} imparfaite avec une incertitude associée ne pouvant être prise en compte. Cette correction, déduite de la mesure de α_2 peut aussi être entachée d'une erreur en présence d'un offset de champ magnétique $B_z(E_z^{even})$ combiné à une dissymétrie entre les deux fenêtres de la cellule, comme nous l'avons mentionné au § 4.2.5.

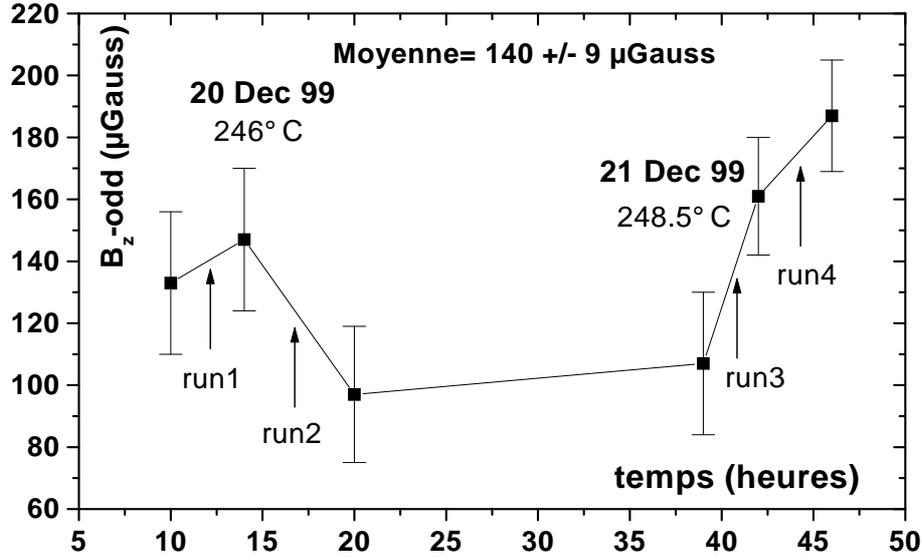


FIG. 4.16 – Champ $B_z(E_z^{odd})$ pour 4 runs extrait du signal de pouvoir rotatoire $\alpha_2^{iso}(3-4-5)$. Données des 20 et 21 décembre 1999. Cellule Sark3. $T_{res} = 140^\circ C$, $T^{cell} = 246^\circ C$, puis $248^\circ C$. Les moyennages PV ($\gamma_1(3-4-4)$) sont réalisés entre deux mesures du signal $\alpha_2^{iso}(3-4-5)$.

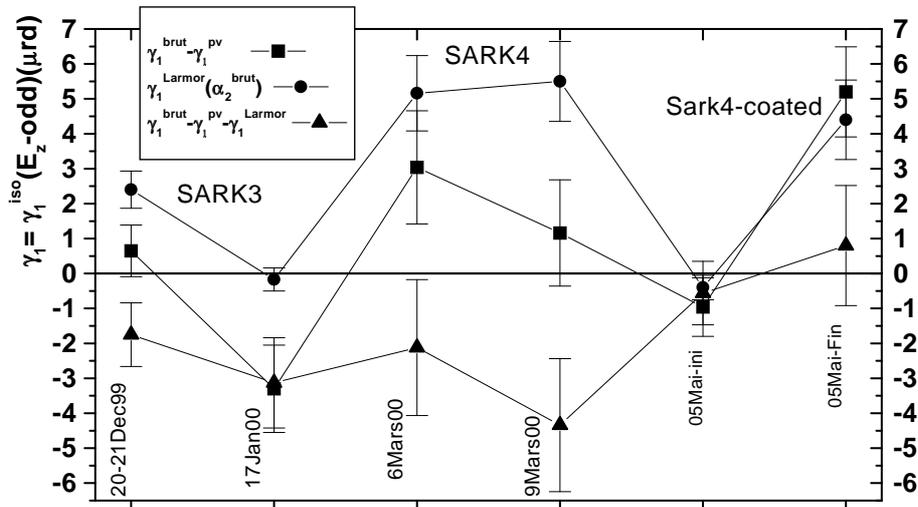


FIG. 4.17 – Résultats de l'ensemble des moyennages, menés de décembre 1999 à mai 2000, sur les transitions "3-4-4" et "3-4-5". γ_1^{brut} est le signal de dichroïsme plan "brut" observé avec la signature complète de l'effet PV. γ_1^{Larmor} est le dichroïsme attendu suite à la précession de Larmor de l'alignement Stark, en présence du champ magnétique $B_z(E_z^{odd})$, ce dernier étant évalué à partir du signal de pouvoir rotatoire α_2^{iso} sur la transition "3-4-5". Les triangles, qui prennent en compte l'effet $B_z(E_z^{odd})$ devraient être compatibles avec 0.

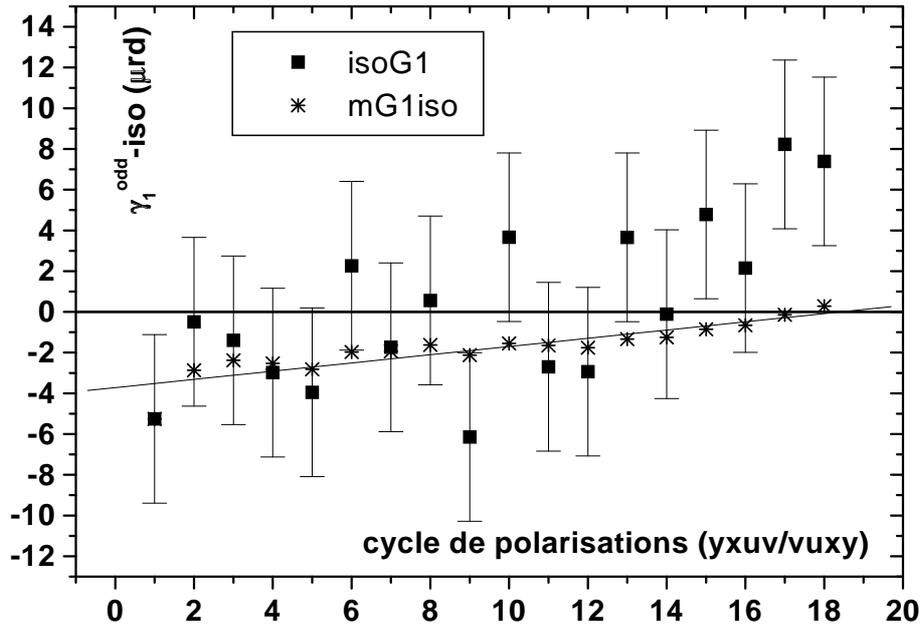


FIG. 4.18 – Signal de dichroïsme plan γ_1 isotrope dans le basculement de la polarisation d'excitation, en fonction des cycles successifs au cours d'un moyennage, sur la transition "3-4-4". Chaque carré représente la moyenne sur un cycle de polarisation d'excitation (soit $\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{y}, \hat{x}, \hat{X}, \hat{Y}$, soit $\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{Y}, \hat{X}, \hat{x}, \hat{y}$). Les étoiles représentent la moyenne cumulée sur tous les cycles précédents. Cellule Sark4, avec revêtement conducteur externe sur les fenêtres. $I^{ex} = 1.85 \text{ mJ/impulsion}$, $HT=9.9\text{kV}$, $T_{res} = 141^\circ\text{C}$, $T^{cell} = 244^\circ\text{C}$. Données du 05 Mai 2000. Un point nécessite environ cinq minutes et vingt secondes d'acquisition.

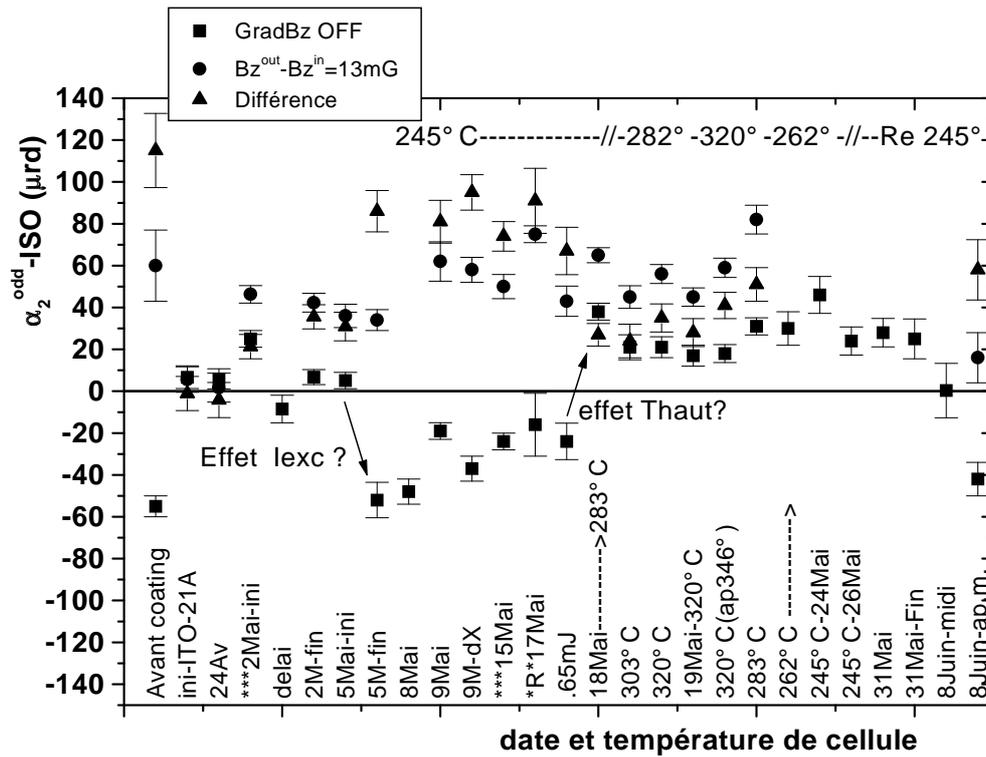


FIG. 4.19 – Évolution du signal $\alpha_2^{iso}(3-4-5)$ au cours d'un mois. Pour chaque moyennage, le carré représente la valeur de $\alpha_2^{iso}(3-4-5)$ avec le champ magnétique ambiant compensé au niveau du milligauss, le rond la valeur en présence d'un gradient de champ magnétique statique ($B_z^{out} - B_z^{in} = 13 \text{ mG}$), et le triangle la différence entre avec et sans différence importante de champ magnétique entre les deux extrémités de la cellule. Cellule Sark 4 avec revêtement conducteur externe sur les fenêtres. Rappelons la sensibilité du pouvoir rotatoire à un champ magnétique : $\alpha_2 = 10 \mu\text{rad} \leftrightarrow B_z = 55 \mu\text{G}$.

4.8.3 Fluctuations et dérives de $\alpha_2(E_z^{odd})$ dans une cellule avec revêtements conducteurs

Les valeurs de $\alpha_2^{iso}(E_z^{odd}, 3-4-5)$ au cours du temps, sur plus d'un mois sont représentées sur la figure 4.19. Des mesures de α_2 induit par un gradient de B_z contrôlé ont été réalisées simultanément. De manière générale cet effet demeure plus petit qu'en l'absence de revêtement. Il apparaît que les variations de α_2 observées sont trop grandes pour pouvoir provenir de variations temporelles d'un pseudo $B_z(E_z^{odd})$ associées soit à un gradient de $B_z(B_z^{even})$, soit à un champ B_z qui varierait. Il reste la possibilité que soit en jeu la partie isotrope d'un effet $\beta^2(E_z E_{\perp} B_{\perp})(E_z^{odd})$, bien que les mesures atomiques indiquent des valeurs faibles de $\langle E_{\perp} \rangle$ et $\langle B_{\perp} \rangle$ en cours de moyennage. Nous ne devons en effet pas oublier que $\langle E_{\perp}(z) B_{\perp}(z) \rangle$ peut être nettement supérieur à $\langle E_{\perp}(z) \rangle \langle B_{\perp}(z) \rangle$ lorsqu'il s'agit de défauts locaux : plusieurs millimètres près de la fenêtre anode. Dans la région près de la fenêtre où $|E_z|$ est réduit ou éventuellement annulé, on doit s'attendre à un champ transverse important. Par ailleurs, les valeurs mesurées de $\langle B_{\perp} \rangle$ ont parfois atteint $\simeq 10$ mG, ce qui pourrait signifier des valeurs locales sensiblement plus importantes au voisinage de la fenêtre anode. De fait, on observe que la partie isotrope de $\alpha_2(E_z^{odd})$ s'accompagne d'une partie anisotrope de module comparable, révélant un effet magnéto-optique $\beta^2(E_z E_{\perp} B_{\perp})(E_z^{odd})$. On ne peut donc exclure que le signal α_2^{odd} reflète la partie isotrope de cet effet magnéto-optique (*cf.* Tab 4.1, 2^{eme} colonne). Quoi qu'il en soit, il reste à expliquer les fluctuations et dérives.

Le comportement du signal $\alpha_2^{iso}(E_z^{odd}, 3-4-5)$ illustré sur la figure 4.19 rappelle ceux décrits dans la littérature pour des isolants irradiés par un flux de particules chargées [65][66][67]. L'irreproductibilité, les dérives ainsi que les variations brusques sont des caractéristiques inhérentes aux effets de bombardement électronique d'une surface isolante qui se charge électrostatiquement et repousse les électrons qui continuent à arriver, étant ainsi à l'origine d'une charge d'espace qui s'installe en avant de l'interface. Ces problèmes sont bien connus de ceux qui étudient les surfaces isolantes par microscopie électronique ou par spectroscopies électroniques (Auger, *etc.*)[68]. L'expérience montre que ces effets sont irreproductibles, et que les propriétés de la surface qui est bombardée (et donc celles de la surface qui émettra ultérieurement) évoluent au cours du temps. Dans notre cas, on peuple et on dépeuple les états pièges (§ 4.5.2). Les évolutions que nous avons observées ont parfois été très brutales (Fig. 4.19) et nous nous sommes interrogés sur les causes mises en jeu : soit un traitement thermique des parois ($\Delta T = 30^{\circ}C$ à $50^{\circ}C$) mettant en jeu l'émission thermostimulée du saphir, soit une irradiation lumineuse plus intense, mais sans qu'il nous soit possible d'apporter une réponse sûre. Si l'on revient aux conditions expéri-

mentales initiales on constate que l'effet demeure ou bien relaxe très lentement. Rappelons par ailleurs que nos mesures de conductivité de surface dans les cellules saphir, en présence de vapeur de césium, lorsqu'elles ont été réalisées *après* fonctionnement sur l'expérience en champ électrique longitudinal, ont toujours donné des résistances carrées plus faibles ($R_c \simeq 1 \text{ M}\Omega$) qu'avant utilisation ($10 < R_c < 100 \text{ M}\Omega$).

On doit s'attendre à ce que tout ce qui affecte la manière dont se charge la surface et le matériau sous-jacent (puisque les électrons pénètrent sur une épaisseur de $\simeq 1 \mu\text{m}$), affecte aussi en retour la charge d'espace et donc le défaut local $E_{\perp} B_{\perp}$ vu par les atomes près de la fenêtre.

Par ailleurs des variations de l'émission relativement petites peuvent, du fait de l'effet multiplicatif, entraîner des effets importants dans la distribution de charges sur la surface opposée, non seulement sur le nombre de charges mais aussi sur leur distribution angulaire et donc sur l'anisotropie de l'effet magnéto-optique engendré.

4.8.4 Dégradation du rapport signal à bruit

D'après ce qui précède, les instabilités du signal $\alpha_2(E_z^{odd}, 3-4-5)$ reflètent probablement les instabilités des défauts locaux du champ électrique, altéré par la charge d'espace à proximité des fenêtres. Nous avons jusqu'ici rapporté les variations à long et à relativement court terme. Il semble logique de penser que ces instabilités sont aussi responsables du bruit que nous avons été incapables de réduire au même niveau que celui atteint dans les cellules en verre au cours de la thèse de D. Chauvat ([24]) où le rapport signal sur bruit était proche de celui attendu compte tenu du bruit de photon ($(S/N)^{observe} / (S/N)^{attendu} \simeq 1.5$). Ici nous avons dû opérer à des niveaux d'intensité d'excitation réduits (1 à 1,3mJ/impulsion) pour ne pas générer un bruit excessif, et malgré cela nous avons souvent dû faire des moyennages dans des conditions où $(S/N)^{observe} / (S/N)^{attendu}$ atteignait 3. L'allongement du temps de mesure requis pour atteindre une précision donnée fait intervenir le carré de ce nombre. Il y a donc là une nouvelle raison impérative pour réduire l'émission de charges par le saphir.

4.8.5 Solution actuellement mise en oeuvre

Nous avons l'impression de toucher aux limites des possibilités offertes par les cellules en saphir avec des électrodes externes. Dans les cellules en verre, ce problème particulier était beaucoup moins grave, et de telles variations de $\alpha_2(E_z^{odd}, 3-4-5)$ n'ont jamais été observées. La raison peut tenir à ce que dans les cellules en verre, on évacuait les charges produites avec les électrodes internes qui permettent d'imposer la valeur des potentiels à

l'intérieur de la cellule.

Tout ceci amène à rechercher une solution dans laquelle on peut combiner les avantages du saphir, indéniables sur plusieurs plans, et les avantages des cellules en verre à électrodes internes. Une solution de cette nature est maintenant envisagée : une cellule est en cours de construction, qui sera un assemblage d'entretoises d'alumine et d'électrodes annulaires métalliques, avec des fenêtres en saphir. Cette réalisation est maintenant rendue possible grâce à une avancée technologique récente permettant d'une part des assemblages isolants alumine-alumine, et d'autre part des brasures métal-céramique ou métal saphir à 800°C sans que les métallisations (Ni) ne donnent lieu à un magnétisme résiduel. Le diamètre interne des électrodes annulaires est choisi nettement inférieur au diamètre interne des entretoises, ce qui permet d'intercepter le flux des électrons primaires avant que ceux-ci n'atteignent les parois de la cellule et ne développent une émission secondaire.

Les effets de charge d'espace au niveau des fenêtres seront aussi plus faibles du fait que celles-ci seront encastrées au centre des électrodes métalliques terminales et que leur diamètre sera réduit. Nous pensons pouvoir réaliser de la sorte une situation très proche de la situation idéale où le potentiel de la surface des fenêtres est maintenu constant pendant la durée de l'impulsion d'excitation, ce que la conception des cellules en verre s'efforçait de réaliser.

4.9 Conclusion

L'étude des champs électriques et magnétiques transverses dans les cellules en saphir en champ électrique longitudinal a permis de mettre en évidence un flux d'électrons, dirigé de la fenêtre au potentiel le plus bas vers la fenêtre opposée. Ce flux est déclenché par l'impulsion du laser d'excitation, et on assiste à une multiplication des charges dans la cellule.

Bien que le courant total et la charge associée soient importants, la géométrie cylindrique conduit à des champs transverses moyens qui restent faibles lorsqu'on superpose les faisceaux pompe et sonde sur l'axe de la cellule. Le niveau des champs moyens résiduels, qui est stable dans une cellule donnée, ne semble pas réhibitoire.

Cependant, la charge d'espace à l'origine du champ électrique transverse produit aussi des perturbations locales importantes du champ électrique longitudinal. En présence de ce champ électrique inhomogène, les gradients du champ magnétique longitudinal résiduel jouent un rôle qui peut être important.

Simultanément des perturbations locales des champs \mathbf{E} et \mathbf{B} transverses liés à l'accumu-

lation des charges et à leur mouvement sont aussi responsables d'un effet magnéto-optique $\beta^2 E_z E_\perp B_\perp (E_z^{odd})$, lui aussi inhomogène, dont la contribution isotrope peut simuler l'effet cherché.

Puisque la multiplication des charges est un élément clef, la solution retenue pour résoudre le problème lié à l'émissivité du saphir consiste à limiter l'interaction des électrons primaires avec les parois.

Une cellule en alumine avec électrodes internes telles que nous l'avons décrite va être fabriquée dans le but de répondre à ces exigences définies par les résultats réunis dans ce chapitre.

Par ailleurs, il ressort clairement du travail que nous venons de présenter que l'orientation du champ elle-même tend à sérieusement aggraver le problème lié à l'émission électronique du saphir : celle-ci est aidée par le champ appliqué normal aux surfaces éclairées et les électrons émis envahissent toute la zone d'interaction. De ce point de vue il apparaît qu'une configuration de champ électrique transverse ne contribue plus à l'extraction des électrons et il tend à entraîner ceux-ci très vite en dehors de la zone d'interaction. Nous avons donc été conduits à nous poser plusieurs questions : la configuration en champ électrique transverse est-elle plus favorable ? une expérience PV par la méthode pompe-sonde est-elle envisageable en champ transverse ? comment se manifestent les effets de charge d'espace ? La partie suivante de notre travail est donc naturellement consacrée à l'exploration de la configuration en champ transverse. Nous verrons que les réponses obtenues, loin d'être toujours évidentes, tendent effectivement à compléter celles obtenues jusqu'ici.

Chapitre 5

Exploration d'une expérience PV pompe-sonde exploitant la détection par émission stimulée, dans une configuration de champ électrique transverse

Nous présentons dans ce chapitre les premières étapes de la mise en place d'une expérience PV pompe-sonde, en régime impulsionnel et exploitant la détection par émission stimulée, menée avec un champ électrique **transverse** pour assister la transition 6S-7S. Nous verrons d'abord les modifications apportées au montage, pour les parties mécanique, électrique et magnétique, en précisant les avantages de cette configuration. Nous donnerons ensuite, de façon assez détaillée, le panorama des observables atomiques présentes dans cette configuration, en particulier avec une polarisation d'excitation circulaire. Ces observables sont des **orientations** dans le niveau excité 7S, et se traduisent par des dichroïsmes et biréfringences **circulaires** pour le faisceau sonde. Nous détaillerons la mesure des orientations atomiques à partir des signaux polarimétriques. Nous pourrions alors donner le principe d'une mesure PV dans cette configuration : il s'agit de mesurer une petite orientation créée transversalement à la direction de propagation des faisceaux et au champ électrique. On exploite pour cela la précession de Larmor de l'orientation dans un champ magnétique appliqué lui-même dans le plan transverse, perpendiculairement à l'orientation à mesurer. Un des avantages de la configuration transverse est la possibilité de calibrer le signal PV d'une façon qui nous affranchit d'une mesure annexe du champ électrique.

Nous aborderons ensuite les premières mesures permettant de tester la détection polarimétrique d'orientations atomiques (d'abord longitudinale, puis transverses), et nous verrons quelques spécificités liées à la détection par émission stimulée. Dans la dernière partie, nous nous intéressons à la mesure du champ électrique E_x appliqué, en exploitant des signaux atomiques.

5.1 Mise en place d'un champ électrique transverse dans une cellule en saphir

5.1.1 Intérêts d'un champ transverse

Il y a en fait tout un ensemble de raisons qui favorisent la configuration de champ transverse. Dans la configuration de champ électrique longitudinal, l'émission d'électrons par la fenêtre "cathode" est déclenchée par l'impulsion du laser d'excitation, et les électrons primaires émis sont ensuite accélérés dans le champ électrique. Il est clair qu'un champ électrique longitudinal est idéal pour assister la production de charges sur une fenêtre et leur accélération vers la fenêtre opposée.

Un champ électrique transverse semble *a priori* plus favorable de ce point de vue. Les électrons primaires produits sur une fenêtre ne se propagent pas sur toute la cellule. Le champ électrique doit les pousser dans une région proche de la fenêtre émettrice et le tube semble difficilement propice à multiplier les charges, puisque l'incidence des électrons primaires sur les parois du tube est non rasante, et que le champ électrique appliqué confine les éventuels électrons secondaires là où ils sont produits. A la fois du point de vue de l'émission primaire et de l'amplification par émission secondaire, une configuration de champ électrique transverse nous est donc apparue intéressante à étudier. Un argument supplémentaire tient à ce que les tensions à appliquer pour étudier les transitions $\Delta F = 0$ sont $\simeq 100$ fois plus petites qu'en configuration longitudinale, ce qui est important aussi pour réduire les effets nocifs du bombardement électronique. Par ailleurs, nous verrons que cette nouvelle configuration se prêterait bien à un allongement de la cellule, intéressant pour accroître le rapport signal sur bruit.

Il faut mentionner que l'expérience de violation de la parité réalisée en 1982-83 l'a été en champ électrique transverse. Par conséquent, nous disposons dans l'équipe d'une connaissance approfondie de l'excitation, alors *en continu*, de la transition interdite 6S-7S assistée par un champ \mathbf{E} transverse, et détectée par fluorescence [12][13][16][29]. Cela ne doit cependant pas masquer l'existence d'effets spécifiques liés à l'expérience présente :

excitation pulsée et détection par émission stimulée. De plus la détection par fluorescence, perpendiculairement au faisceau d'excitation, ne nécessitait pas l'application d'un champ magnétique. Nous verrons qu'un tel champ devient nécessaire avec la détection par émission stimulée dans cette configuration transverse.

Pour ces raisons multiples, et parce que l'emploi d'électrodes externes permet d'adapter assez facilement notre montage à une telle configuration, nous avons décidé d'explorer la faisabilité d'une expérience en pulsé avec détection par émission stimulée, en configuration de champ électrique transverse.

5.1.2 Réalisation électrostatique

Le champ électrique produit à l'intérieur d'un tube diélectrique cylindrique est parfaitement homogène si l'on place ce tube entre les plaques d'un condensateur plan, les plaques étant supposées infiniment loin et infiniment grandes (fig.5.1).

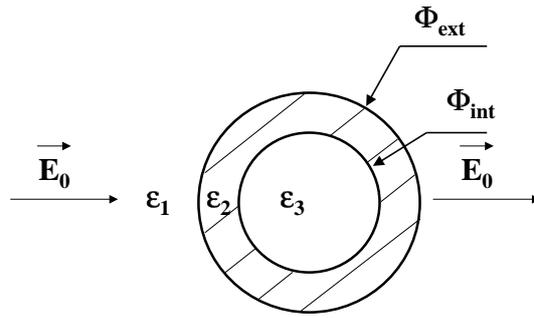


FIG. 5.1 – Géométrie et notations pour la configuration transverse. Le champ produit par un condensateur plan infini dans une cellule cylindrique est homogène.

Dans ce cas idéal, le champ électrique E à l'intérieur du tube est donné en fonction du champ E_o à l'extérieur du cylindre par [69]

$$E = \frac{4E_o}{\left(1 + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}\right)\left(1 + \frac{\epsilon_3}{\epsilon_2}\right) + \frac{\Phi_{int}^2}{\Phi_{ext}^2}\left(1 - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}\right)\left(1 - \frac{\epsilon_3}{\epsilon_2}\right)} \quad (5.1)$$

Notre cas correspond à $\epsilon_1 = \epsilon^{alumine} = 9.2$, $\epsilon_2 = \epsilon_{\perp}^{saphir} = 8.6^1$ (à $200^{\circ}C$, dans le domaine 1-10 MHz, cf. Verremétal), $\epsilon_3 = 1$, et on obtient alors $E/E_o = 1.88$.

L'effet des diélectriques est donc favorable à la production d'un champ électrique avec des tensions appliquées plus faibles.

¹Le tube de saphir est monocristallin, et l'axe c coïncide avec l'axe géométrique, on prend donc ϵ_{\perp} . Pour l'alumine polycristalline, on prend la moyenne sur ϵ_{\perp} et ϵ_{\parallel} .

Nous avons cherché à nous approcher de cette géométrie pour appliquer de façon simple un champ transverse homogène dans l'une des cellules cylindriques en saphir dont nous disposons, tout en conservant le four conçu pour la configuration longitudinale. Sur le montage réalisé, notre cellule en saphir ($\Phi_{int} = 10$ mm, $\Phi_{ext} = 13$ mm) est placée entre deux électrodes de largeur 25 mm, de longueur 115 mm, et distantes de 25 mm. Le milieu entre la cellule et les électrodes est en alumine.

Pour minimiser les effets de bord dans l'axe du tube, on prolonge le tube de la cellule à chacune de ses extrémités par une bague en saphir ($\Phi_{int} = 10$ mm, $\Phi_{ext} = 13$ mm), de longueur 15 mm. Par ailleurs, on réalise un petit revers de 3 mm à chaque extrémité des électrodes (voir fig.5.2). Les effets de bords transversaux sont importants et modifient la valeur de E dans la cellule par rapport à la valeur donnée par l'équation 5.1, d'où la nécessité d'un calcul réaliste. Une simulation numérique à 3 dimensions a été réalisée par M.A. Bouchiat, tenant compte des dimensions réelles des fenêtres de la cellule, de la présence des pièces isolantes en céramique et du four en titane à la masse. Cette simulation montre que aux bords de la zone d'interaction ($r = \omega_{ex}$), le champ électrique s'écarte au plus de 0.3% de la valeur au centre. L'écart quadratique moyen évalué sur toute la zone d'interaction est inférieur à 10^{-4} .

La valeur moyenne calculée sur le volume d'interaction donne $E = 1.545 \times 2U/d$ (avec l'alumine), où $2U$ est la différence de potentiel appliquée entre les électrodes, distantes de $d = 25$ mm, soit $E = 1.235 \times U$.

Par rapport à la configuration longitudinale, les différences de potentiel appliquées pour produire un champ de 2 kV/cm sont diminuées par un facteur de l'ordre de 5. De plus, pour appliquer un champ électrique donné dans la cellule en configuration longitudinale, les potentiels extrêmes qu'il faut appliquer augmentent linéairement avec la longueur de la cellule. Au contraire, pour un même champ électrique, les potentiels qu'il faut appliquer sur les électrodes en configuration transverse ne dépendent pas de la longueur de la cellule. On pourrait donc travailler avec une cellule plus longue, en configuration transverse, de façon à disposer de signaux plus grands, sans avoir à changer la partie alimentation électrique.

En fait, sur les transitions d'excitation $6S, F \rightarrow 7S, F'$ telles que $\Delta F = 0$, la configuration transverse permet d'appliquer des différences de potentiel encore 10 fois plus faibles, puisque l'on bénéficie, avec cette géométrie, de l'amplitude de transition associée à la partie **scalaire** de la polarisabilité. Rappelons l'expression du dipôle Stark :

$$\mathbf{d}^{Stark} = -\alpha \mathbf{E} - i\beta \boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{E} \quad (5.2)$$

avec $\alpha/\beta \simeq -9.9$.

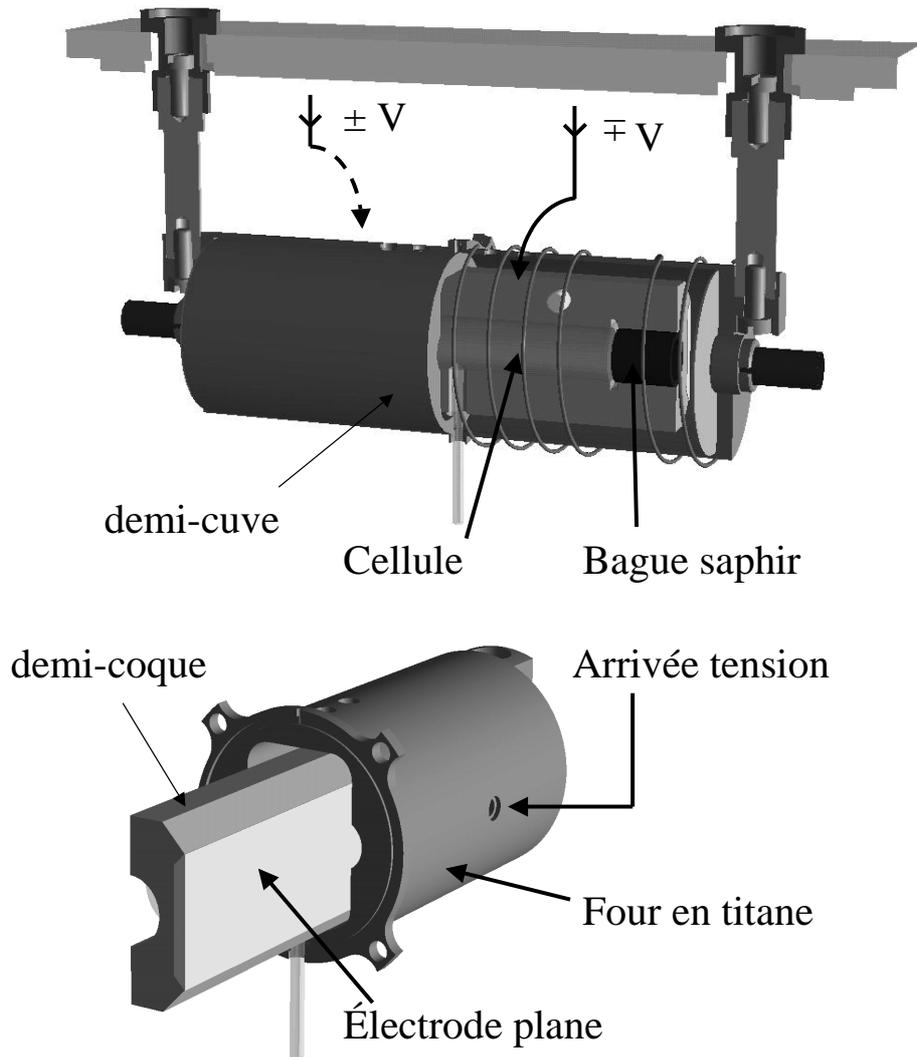


FIG. 5.2 – Mécanique utilisée pour la configuration de champ électrique transverse

Avec une polarisation d'excitation \hat{e}^{ex} non orthogonale au champ électrique \mathbf{E} , le taux de transition est dominé par la composante $\alpha \mathbf{E} \cdot \hat{e}^{ex}$. C'est parce que ce dipôle ne dépend pas du moment angulaire de l'électron qu'il ne peut induire que des transitions qui conservent le moment angulaire ($\Delta F = 0$). En définitive, nous avons travaillé dans cette configuration transverse essentiellement sur la transition d'excitation $6S_{F=4} \rightarrow 7S_{F=4}$, en appliquant une différence de potentiel typique de $\pm 150V$ sur les électrodes. Pour la transition $6S_{F=3} \rightarrow 7S_{F=4}$, on applique typiquement $\pm 2kV$. Rappelons qu'il faut appliquer $\pm 10kV$ en configuration longitudinale.

5.1.3 Réalisation mécanique

La figure 5.2 représente les principaux éléments du four utilisés pour réaliser la configuration de champ électrique transverse. Nous avons conservé le four en titane réalisé pour la configuration longitudinale (*cf.* § 3.3). Un premier ensemble en alumine (deux demi-coques) permet de tenir la cellule et de passer de la géométrie cylindrique de cette cellule à la géométrie rectangulaire, nécessaire pour réaliser un condensateur plan. Cette coque est insérée dans une "cuve" qui permet de repasser à la géométrie cylindrique de notre four en titane. Les deux électrodes planes sont placées entre la "cuve" et la "coque". Elles sont constituées de deux plaques de titane² d'épaisseur 0.125 mm. Un petit rebord à chaque extrémité permet de diminuer les effets de bords.

L'alimentation en tension de ces électrodes se fait *via* deux trous latéraux dans le four et les cuves. Sur chaque plaque est soudé par point un petit plot en titane, percé et taraudé. Chaque fil d'amenée de tension est soudé sur une petite tige partiellement fileté, que l'on visse dans le plot au travers du four et de la cuve.

5.1.4 Application d'un champ magnétique transverse

L'expérience en champ électrique transverse nécessite l'application d'un champ magnétique, comme nous le verrons dans les paragraphes suivants. Ce champ magnétique doit permettre de faire précéder de $\pi/2$ une orientation atomique créée dans l'état 7S, en un temps plus court que la durée de vie du niveau 7S ($\tau_{7S} = 48$ ns), afin que l'on puisse détecter celle-ci par émission stimulée. La pulsation de Larmor dans le niveau 7S est donnée par :

$$\omega_L = 2g_F \frac{q_e}{2m_e} B \quad (5.3)$$

avec $g_F = (F(F+1) + S(S+1) - I(I+1))/2F(F+1)$, soit $g_3 = -1/8$ et $g_4 = +1/8$. On obtient $\omega_L/2\pi B = 0.35$ MHz/G. Pour un délai pompe-sonde de 20 ns, on obtient $\omega\tau = \pi/2$ pour $B_x \simeq 35$ G. Ce calcul approximatif, qui ne prend pas en compte les durées finies et les profils temporels des impulsions pompe et sonde, ni la relaxation et les effets de saturation, donne néanmoins une valeur proche de la valeur de 28 G extraite par polarimétrie atomique dans les conditions réelles de l'expérience.

Les bobines en place pour les mesures de contrôle (2B4pol en particulier) en configuration de champ longitudinal permettaient d'appliquer 3.8G/A avec 54 tours sur chaque bobine, ce qui est désormais insuffisant. Nous avons donc fait réaliser des nouvelles pièces

²Goodfellow. LS207601 BG, feuille épaisseur 0.125mm, pureté 99.6%, *ref* T1000380/6.

qui permettent de bobiner 200 tours (24 cm×17 cm). La nouvelle calibration est 14.1 G/A et la résistance typique de chaque bobinage vaut 16 Ω.

5.2 Inventaire des signaux atomiques en champ Stark transverse

5.2.1 Orientations dans le niveau 7S en champ Stark transverse

Les observables atomiques sont différentes pour les configurations longitudinale (champ E_z) et transverse (champ E_x). En particulier, nous nous intéressons à des orientations créées dans le niveau 7S pendant l'impulsion d'excitation, et non plus à des alignements. Nous donnons donc ci-dessous les expressions, les géométries et dépendances angulaires, ainsi que les ordres de grandeur des différentes observables pertinentes avec un champ électrique transverse.

Rappelons l'expression générale du dipôle de transition 6S-7S (Eq. 2.7)

$$\mathbf{d}_{6S-7S}^{eff} = -\alpha\mathbf{E} - i\beta\boldsymbol{\sigma}\times\mathbf{E} + M_1'\boldsymbol{\sigma}\times\hat{\mathbf{k}}_L - i\text{Im}(E_1^{PV})\boldsymbol{\sigma}$$

A partir de ce dipôle, on peut calculer la matrice densité dans la multiplicité $\{|7S, F' \rangle\}$, donnée à un facteur près par (Eq. 2.8)

$$\rho_{7S, F'} \propto P_{F'}\mathcal{T}P_F\mathcal{T}^+P_{F'}$$

où $\mathcal{T} = \mathbf{d}^{eff} \cdot \boldsymbol{\epsilon}^{ex}$ est l'opérateur de transition, et P_F et $P_{F'}$ sont les projecteurs dans les multiplicités $\{|6S, F \rangle\}$ et $\{|7S, F' \rangle\}$ respectivement.

Connaissant la matrice densité, on peut évaluer la polarisation électronique, définie par

$$\mathbf{P} = \frac{\text{Tr}(\boldsymbol{\sigma}\rho)}{\text{Tr}(\rho)} \quad (5.4)$$

Il est utile de décomposer cette polarisation électronique en quatre composantes, de façon à mettre en évidence les origines des différentes contributions. Nous écrirons donc, conformément aux notations de [12] :

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}^{(2)} + \mathbf{P}^{(1)} + \mathbf{P}^{(0)} + \mathbf{P}^{(PV)} \quad (5.5)$$

- $\mathbf{P}^{(2)}$ est quadratique dans le champ électrique appliqué et a pour origine une interférence entre les deux amplitudes associées au dipôle Stark (interférence "Stark-Stark"). Avec un champ \mathbf{E} transverse, l'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$ est nulle si $\Delta F \neq 0$.

- $\mathbf{P}^{(1)}$ est linéaire dans le champ électrique, et a pour origine une interférence entre une amplitude associée au dipôle Stark et celle associée au dipôle magnétique (interférence "Stark- M_1 ").

• $\mathbf{P}^{(0)}$ est créée même en l'absence de champ électrique statique, à partir du seul dipôle magnétique (il y a une petite contribution du dipôle PV).

• $\mathbf{P}^{(PV)}$ résulte d'une interférence entre une amplitude associée au dipôle Stark et celle associée au dipôle PV (interférence "Stark- E_1^{PV} ") : c'est le signal que nous voulons mesurer.

Nature de l'orientation $\mathbf{P}^{(PV)}$: l'orientation $\mathbf{P}^{(PV)}$ se distingue des 3 autres composantes par le fait qu'elle se comporte par réflexion d'espace comme un vrai vecteur, et non pas comme un vecteur axial. Cela vient du fait que le dipôle PV est un pseudo-vecteur, ou encore de ce que V_1^{PV} est un pseudo-scalaire. Nous verrons au §5.2.5. comment exploiter cette propriété fondamentale pour pouvoir discriminer entre les orientations $\mathbf{P}^{(PV)}$ et $\mathbf{P}^{(1)}$.

Nous rappelons ci-dessous les expressions générales des polarisations électroniques³, créées dans la multiplicité $\{|7S, F' \rangle\}$ avec un faisceau laser accordé sur la transition $|6S, F \rangle \rightarrow |7S, F' \rangle$, de polarisation ϵ , de vecteur d'onde \mathbf{k} et d'hélicité $\xi = \Im m \hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\boldsymbol{\epsilon}}^* \times \hat{\boldsymbol{\epsilon}}$, en présence du champ électrique \mathbf{E} ,

$$\mathbf{P}^{(PV)} = n_{F'} p_{F'} \Im m E_1^{(PV)} (\delta_{FF'} \alpha + g_{FF'} \beta) \mathbf{E} \times \xi \hat{\mathbf{k}} |\epsilon|^2 / n \quad (5.6)$$

$$\mathbf{P}^{(2)} = n_{F'} p_{F'} [-\delta_{FF'} \alpha \beta E^2 \xi \hat{\mathbf{k}} + (\delta_{FF'} \alpha + g_{FF'} \beta) (\mathbf{E} \cdot \xi \hat{\mathbf{k}}) \beta \mathbf{E}] |\epsilon|^2 / n \quad (5.7)$$

$$\mathbf{P}^{(1)} = n_{F'} p_{F'} M_1' 2 \Re e [\delta_{FF'} \alpha (\epsilon \cdot \mathbf{E}) (\epsilon^* \times \hat{\mathbf{k}}) + g_{FF'} \beta (\hat{\mathbf{k}} \times \epsilon \cdot \mathbf{E}) \epsilon^*] / n \quad (5.8)$$

$$\mathbf{P}^{(0)} = n_{F'} p_{F'} g_{FF'} (M_1' + \xi \Im m E_1^{PV})^2 \xi \hat{\mathbf{k}} |\epsilon|^2 / n \quad (5.9)$$

où n est proportionnel à la population de l'état excité :

$$n = n_{F'} (\delta_{FF'} \alpha^2 |\mathbf{E} \cdot \hat{\boldsymbol{\epsilon}}|^2 + h_{FF'} [\beta^2 |\mathbf{E} \times \hat{\boldsymbol{\epsilon}}|^2 + (M_1' + \xi \Im m E_1^{PV})^2]) |\epsilon|^2 \quad (5.10)$$

et les coefficients angulaires $n_{F'}$, $p_{F'}$, $g_{F'}$, $g_{FF'}$ et $h_{FF'}$ sont définis par

$$n_{F'} = 2F' + 1 \quad (5.11)$$

$$p_{F'} = (1 + 2g_{F'})/3 \quad (5.12)$$

$$g_{F'} = 2(F - I)/(2I + 1) \quad (5.13)$$

$$h_{FF'} = (1 + 2g_{F'})/3 \quad \text{et} \quad g_{FF'} = g_{F'} \quad \text{si} \quad \Delta F = 0 \quad (5.14)$$

$$h_{FF'} = \frac{2}{3}(1 - g_{F'}) \quad \text{et} \quad g_{FF'} = 1 - g_{F'} \quad \text{si} \quad \Delta F = \pm 1 \quad (5.15)$$

Les valeurs numériques des coefficients $n_{F'}$, $p_{F'}$, $g_{F'}$, $g_{FF'}$ et $h_{FF'}$ pour les quatre excitations $|6S, F \rangle \rightarrow |7S, F' \rangle$ sont rassemblées dans les trois tableaux ci dessous :

³Formules (A16) à (A20) de l'appendice A de l'article [12]. On trouvera dans cet article, qui décrit l'expérience menée en continu en 1982-1983, de nombreux détails sur l'excitation continue de la transition 6S-7S dans un champ électrique transverse.

F'	3	4
$n_{F'}$	7	9
$p_{F'}$	1/4	5/12
$g_{F'}$	-1/8	1/8

$g_{FF'}$	$F' = 3$	$F' = 4$
$F = 3$	-1/8	7/8
$F = 4$	9/8	1/8

$h_{FF'}$	$F' = 3$	$F' = 4$
$F = 3$	1/4	7/12
$F = 4$	3/4	5/12

TAB. 5.1 – Valeurs de quelques coefficients angulaires utiles.

Dans un champ E_x et avec une polarisation d'excitation circulaire $\hat{\epsilon} = \frac{\hat{x} + i\xi\hat{y}}{\sqrt{2}}$, les formules (5.6) à (5.8) et (5.10) deviennent, en ne retenant que les termes dominants⁴ :

1° cas : $\Delta F = 0$

$$\mathbf{P}^{(PV)} = [n_{F'} p_{F'} \cdot \Im m E_1^{(PV)} \cdot \alpha E_x \cdot \xi \cdot |\epsilon|^2 / n] \hat{y} \quad (5.16)$$

$$\mathbf{P}^{(2)} = [-n_{F'} p_{F'} \cdot \alpha \beta E_x^2 \cdot \xi \cdot |\epsilon|^2 / n] \hat{z} \quad (5.17)$$

$$\mathbf{P}^{(1)} = -n_{F'} p_{F'} \cdot M_1 \cdot \alpha E_x \cdot |\epsilon|^2 / n] \hat{y} \quad (5.18)$$

$$n = n_{F'} \alpha^2 E_x^2 |\epsilon|^2 / 2 \quad (5.19)$$

2° cas : $\Delta F = \pm 1$

$$\mathbf{P}^{(PV)} = [-n_{F'} p_{F'} g_{FF'} \cdot \Im m E_1^{(PV)} (\beta E_x) \cdot \xi \cdot |\epsilon|^2 / n] \hat{y} \quad (5.20)$$

$$\mathbf{P}^{(2)} = \mathbf{0} \quad (5.21)$$

$$\mathbf{P}^{(1)} = [n_{F'} p_{F'} g_{FF'} M'_1 \cdot \beta E_x \cdot |\epsilon|^2 / n] \hat{y} \quad (5.22)$$

$$n = n_{F'} h_{FF'} \beta^2 E_x^2 |\epsilon|^2 / 2 \quad (5.23)$$

Le dipôle de transition associé à la polarisabilité scalaire α ne peut pas changer la valeur du moment angulaire, et on n'a donc pas de contribution de ce terme sur une transition telle que $\Delta F = \pm 1$. La conséquence importante ici est que l'on n'obtient pas d'interférence Stark-Stark sur ces transitions ($\mathbf{P}^{(2)} = \mathbf{0}$).

En utilisant les valeurs numériques des coefficients angulaires (Tab. 5.1), on peut finalement donner des expressions simplifiées des 4 polarisations électroniques, et leurs ordres de grandeur, pour les deux transitions d'excitations utilisées dans la suite. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 5.2 ci-dessous.

On notera en particulier que $\mathbf{P}^{(2)}$ et $\mathbf{P}^{(0)}$ sont créées longitudinalement, c'est-à-dire selon l'axe \hat{z} alors que $\mathbf{P}^{(1)}$ et $\mathbf{P}^{(PV)}$ sont créées transversalement, suivant \hat{y} .

⁴Notons que pour une étude approfondie des effets systématiques ou l'interprétation de mesures précises des amplitudes de transition, il faut revenir aux expressions (5.6) à (5.10) qui n'ont pas fait l'objet d'approximations.

	excitation 4-4		excitation 3-4	
$\mathbf{P}^{(2)}$	$-\frac{5}{6} \frac{\beta}{\alpha} \xi \hat{\mathbf{z}}$	0.084	$\mathbf{0}$	0
$\mathbf{P}^{(1)}$	$\frac{5}{6} \frac{M_1}{\alpha E} \hat{\mathbf{y}}$	$\frac{2.5}{E(V/cm)}$	$-\frac{5}{4} \frac{M_1'}{\beta E} \hat{\mathbf{y}}$	$\frac{44.2}{E(V/cm)}$
$\mathbf{P}^{(0)}$	$\frac{5}{48} \frac{M_1^2}{\alpha^2 E^2} \xi \hat{\mathbf{z}}$	$\frac{0.94}{E^2(V^2/cm^2)}$	$\frac{5}{4} \frac{M_1'^2}{\beta^2 E^2} \xi \hat{\mathbf{z}}$	$\frac{10^3}{E^2(V^2/cm^2)}$
\mathbf{P}^{PV}	$\frac{5}{6} \frac{\Im m E_1^{(PV)}}{\alpha E} \xi \hat{\mathbf{y}}$	$\frac{1.32 \times 10^{-4}}{E(V/cm)}$	$-\frac{5}{4} \frac{\Im m E_1^{PV}}{\beta E} \xi \hat{\mathbf{y}}$	$\frac{1.9 \times 10^{-3}}{E(V/cm)}$

TAB. 5.2 – Expressions et ordres de grandeur des 4 orientations dans l'état 7S, en champ électrique E_x transverse. On utilise les valeurs numériques suivantes : $M_1/\alpha = 3 \text{ V/cm}$, $\alpha/\beta = -9.9$, $\Im m E_1^{PV}/\beta = -1.6 \text{ mV/cm}$ [12][22].

5.2.2 Inventaire des signaux accessibles dans un champ Stark E_x et un champ B_x . Signatures.

a. Nécessité d'appliquer un champ magnétique

Nous venons de voir que parmi les 4 orientations créées dans l'état 7S par l'impulsion pompe, $\mathbf{P}^{(2)}$ et $\mathbf{P}^{(0)}$ sont créées longitudinalement tandis que $\mathbf{P}^{(1)}$ et $\mathbf{P}^{(PV)}$ sont créées transversalement selon l'axe y . Or, le faisceau sonde n'est pas sensible à une orientation selon un axe orthogonal à sa direction de propagation⁵. On a donc recours à un champ magnétique, appliqué selon l'axe \hat{x} , pour faire précesser les orientations créées selon \hat{y} , et leur donner une composante longitudinale.

b. Autres conséquences de l'application d'un champ magnétique

L'application du champ magnétique B_x n'a pas pour seul effet de faire précesser les orientations $\mathbf{P}^{(1)}$ et $\mathbf{P}^{(PV)}$. D'une part, $\mathbf{P}^{(2)}$ et $\mathbf{P}^{(0)}$ vont aussi subir une précession puisque le champ magnétique est orthogonal à l'axe \hat{z} . D'autre part, l'application du champ magnétique perturbe la transition d'excitation et aussi la transition sonde. Nous nous limiterons dans ce paragraphe aux effets dus à la perturbation de la transition d'excitation. Nous reviendrons au §5.3. sur les conséquences de l'application d'un champ magnétique sur la transition sonde.

L'effet le plus important sur l'excitation provient du **mélange hyperfin** des fonctions

⁵Prenons l'axe de l'orientation comme axe de quantification. Quelle que soit la direction de polarisation plane d'un faisceau sonde qui se propage perpendiculairement à l'orientation, il induit avec des probabilités égales des transitions avec $\Delta m = \pm 1$. Il n'y a donc pas d'effet de biréfringence ou de dichroïsme circulaires dans ces conditions.

d'onde dans chacun des niveaux 6S et 7S [70]. L'opérateur de spin électronique possède des éléments de matrice non nuls entre états de moments cinétiques F totaux différents, donc la fonction d'onde $|6S_{1/2,F=3}\rangle$, par exemple, est contaminée avec $|6S_{1/2,F=4}\rangle$ selon :

$$\delta|6S_{1/2,F=3}\rangle = \frac{\langle 6S_{1/2,F=4}|\mu\cdot\mathbf{B}|6S_{1/2,F=3}\rangle}{\Delta\omega^{hf}}|6S_{1/2,F=4}\rangle$$

où $\Delta\omega^{hf}$ est l'écart hyperfin entre les niveaux $6S_{F=3}$ et $6S_{F=4}$. Avec le champ magnétique maximum appliqué, de l'ordre de 30 G, on aura des corrections de l'ordre de $\frac{\mu\cdot\mathbf{B}}{\Delta\omega^{hf}} \simeq 10^{-2}$. En présence d'un champ électrique, la conséquence la plus importante est l'ajout d'une contribution associée à la polarisabilité scalaire ($\alpha\mathbf{E}^{Stark}$) sur une transition $\Delta F = \pm 1$. Dans ce cas, puisque $|\alpha/\beta| \simeq 10$, les nouveaux effets d'orientation et population pourront être de 10^{-1} en valeur relative. L'application d'un champ magnétique perturbe aussi les transitions telle que $\Delta F = 0$, mais l'effet relatif est moins important du fait que, sans champ magnétique, il y a déjà une contribution de la polarisabilité scalaire. Un calcul complet prend aussi en compte la perturbation des niveaux d'énergie par effet Zeeman. Le résultat du calcul dans le cas général est donné dans les formules B.4 à B.7 de l'appendice B de [12]. Nous donnons ici seulement, à des coefficients angulaires près, les termes dominants des nouvelles composantes d'orientation qui apparaissent à cause du mélange hyperfin, pour un champ magnétique B_x , et un champ électrique E_x , afin de mettre en évidence les termes d'interférence impliqués, et les dépendances dans la polarisation d'excitation. On note \mathbf{P}_{hf} et \mathbf{P}_{hf}^\times les composantes transverses d'orientation créées respectivement dans la direction parallèle et perpendiculaire au champ magnétique appliqué.

1° cas : $\Delta F = 0$

$$\mathbf{P}_{hf} \propto \frac{\mu_B B}{\hbar\omega_7} \cdot \epsilon_x^2 \cdot \hat{\mathbf{x}} \quad (5.24)$$

$$\mathbf{P}_{hf}^\times \propto \left(\frac{1}{\omega_7} - \frac{1}{\omega_6} + C^\times(F') \frac{\delta\omega}{\Omega^2} \right) \cdot \frac{\mu_B B}{\hbar} \cdot \frac{\beta}{\alpha} \cdot \text{Re}(\epsilon_x \epsilon_y^*) \cdot \hat{\mathbf{y}} \quad (5.25)$$

2° cas : $\Delta F = \pm 1$

$$\mathbf{P}_{hf} \propto \frac{\mu_B H}{\hbar\omega_7} \left(1 + C(F') \frac{\delta\omega}{\Omega^2} \right) \epsilon_y^2 \cdot \hat{\mathbf{x}} \quad (5.26)$$

$$\mathbf{P}_{hf}^\times \propto \left(\frac{1}{\omega_7} - \frac{1}{\omega_6} \right) \cdot \frac{\mu_B H}{\hbar} \cdot \frac{\alpha}{\beta} E_x^2 \cdot \text{Re}(\epsilon_x \epsilon_y^*) \cdot \hat{\mathbf{y}} \quad (5.27)$$

(Les coefficients de proportionnalité sont donnés dans la référence [12].) Dans ce dernier cas, les composantes dispersives (effets en $\delta\omega$) dus à la levée de dégénérescence ne font intervenir que la contribution en β^2 . Les quantités ω_6 et ω_7 sont les écarts hyperfins dans les niveaux 6S et 7S, C et C^\times sont des coefficients angulaires et $\delta\omega$ le désaccord entre la fréquence du laser d'excitation et la résonance 6S-7S. La fréquence $\Omega/2\pi$ est la largeur de la transition d'excitation : largeur Doppler dans le cas d'une excitation continue détectée par fluorescence (cas de la référence [12]), largeur sub-Doppler dans notre expérience pompe-sonde avec faisceaux co-propageants.

C'est la précession de Larmor de \mathbf{P}_{hf}^\times autour de \mathbf{B} qui engendre la composante longitudinale de l'orientation ($\propto \mathbf{B} \times \mathbf{P}_{hf}^\times$) que nous pouvons détecter. Le signal correspondant est donc *pair* dans le renversement du champ magnétique \mathbf{B} (*cf.* tableau récapitulatif 5.4 et 5.6).

On note que \mathbf{P}_{hf}^\times met en jeu la composante de la polarisation d'excitation selon $\hat{\mathbf{X}}$ et $\hat{\mathbf{Y}}$. Par ailleurs, l'orientation \mathbf{P}_{hf}^\times sur l'excitation $\Delta F = 0$ présente une composante dispersive, petite dans les expériences de fluorescence, mais grande dans le cas pompe-sonde où la largeur des résonances est environ 4 fois plus faible (*cf.* § 5.3.3). Nous reviendrons sur ces considérations au paragraphe consacré aux premiers signaux atomiques.

L'orientation P_{hf} créée le long du champ B_x ne précesse pas et reste donc inobservable.

On pourra se référer à [28][71][70] pour des détails sur les conséquences de l'application d'un champ magnétique.

c. Paramètres basculables

Chaque observable atomique est caractérisée d'une part par sa géométrie (direction de l'orientation), et d'autre part, par son comportement, pair ou impair, lorsqu'on inverse le signe d'un des paramètres expérimentaux. Ces paramètres sont : le champ électrique E_x , le champ magnétique B_x et l'hélicité du faisceau d'excitation ξ^{ex} ou sa polarisation plane. C'est grâce au basculement de ces paramètres que l'on peut discriminer entre les diverses orientations.

En fait, du point de vue de la détection par polarimétrie, on exploite aussi la rotation de la polarisation du faisceau sonde de 90° , avant et après la cellule, comme nous l'avons expliqué au chapitre 2. En particulier on ne retient que les déséquilibres $(\lambda/2)_{det}^{odd}$, et, au moins en l'absence de champ magnétique, la signature dans le basculement de $(\lambda/2)^{pr}$ permet de distinguer entre un dichroïsme et un pouvoir rotatoire.

d. Résumé des orientations et de leurs signatures, en présence de E_x et B_x

Les quatre tableaux ci-dessous résument les principales anisotropies atomiques attendues dans la multiplicité $|7S, F' \rangle$ sur les transitions d'excitation $|6S, F = 3 \rangle \rightarrow |7S, F = 4 \rangle$ et $|6S, F = 4 \rangle \rightarrow |7S, F = 4 \rangle$, avec et sans champ magnétique appliqué, dans la configuration de champ électrique E_x , en précisant pour chaque anisotropie, son origine (quelle interférence), sa géométrie, la polarisation d'excitation à laquelle elle est sensible, et sa signature dans les paramètres basculables sur le montage (E_x, B_x, ξ). Bien qu'on n'effectue pas actuellement le renversement du vecteur d'onde du faisceau d'excitation, nous mentionnons quand même la signature des diverses observables dans le renversement de \mathbf{k}_L , qui potentiellement permet des sélections intéressantes (élimination de $\mathbf{P}^{(1)}$).

Notations :

circ. = polarisation circulaire droite ou gauche,

$\xi = \Im m(\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\boldsymbol{\epsilon}}^* \times \hat{\boldsymbol{\epsilon}})$ est l'hélicité du faisceau d'excitation, c'est-à-dire la projection du

moment angulaire des photons sur le vecteur d'onde.

Nous indiquons dans la colonne $\hat{\epsilon}^{ex}$ la (les) polarisation(s) qui maximise(nt) l'anisotropie en question.

$k_L = \hat{k}_{exc} \cdot \hat{z}$, le signe indique le sens de propagation du faisceau.

Les facteurs $\langle \sin \omega \tau \rangle^{eff}$ et $\langle \cos \omega \tau \rangle^{eff}$ sont des facteurs qui représentent l'effet de la précession de Larmor dans le champ magnétique B_x , qui tend à augmenter la composante longitudinale d'une orientation créée transversalement, et à réduire celle d'une orientation créée longitudinalement (*cf.* § 5.3.4). Ces facteurs dépendent bien sûr du délai τ entre l'impulsion pompe et l'impulsion sonde. La lame $\frac{\lambda^{ex}}{2}$ permet de basculer de x à y ou de \hat{X} à \hat{Y} si la polarisation est plane (lame $\frac{\lambda^{ex}}{4}$ OFF), soit de basculer le signe de l'hélicité si la polarisation est circulaire (lame $\frac{\lambda^{ex}}{4}$ ON)

Multipôle	Nom	Interférence et signature	Axe(s)	$\hat{\epsilon}^{ex}$
Population		$\alpha^2 E_x^2$	-	\hat{x}
Orientations	$\vec{P}^{(2)}$	$-\alpha\beta E_x^2 \cdot \xi^{ex}$	\hat{z}	circ.
	$\vec{P}^{(1)}$	$\alpha E_x \cdot M_1 \cdot k_L \cdot \epsilon_x ^2$	\hat{y}	\hat{x}
	$\vec{P}^{(0)}$	$M_1^2 \cdot \xi$	\hat{z}	circ.
	$\vec{P}^{(PV)}$	$\alpha E_x \cdot \Im m(E_1^{PV}) \cdot \xi$	\hat{y}	circ.

TAB. 5.3 – *Récapitulation sur les orientations créées dans la multiplicité $\{|7S, F = 4 \rangle\}$, en excitant la transition $|6S, F = 4 \rangle \rightarrow |7S, F = 4 \rangle$ en champ Stark E_x , sans champ magnétique .*

Orientations	<i>Précession de Larmor</i>	Axe(s)	$\hat{\epsilon}^{ex}$	E_x	B_x	$(\frac{\lambda}{2})^{exc}$	\hat{k}_L
$\vec{B} \times \vec{P}^{(2)}$	$ P^{(2)} \langle \cos(\omega_L \tau) \rangle^{eff}$	\hat{z}	circ.	+	+	-	+
$\vec{B} \times \vec{P}^{(1)}$	$ P^{(1)} \langle \sin(\omega_L \tau) \rangle^{eff}$	\hat{z}	\hat{x}	-	-	ON	-
$\vec{B} \times \vec{P}^{(PV)}$	$ P^{(PV)} \langle \sin(\omega_L \tau) \rangle^{eff}$	\hat{z}	circ.	-	-	-	+
<i>Mélange hyperfin + Précession de Larmor</i>							
$\vec{B} \times \vec{P}_{hf}^x$	$ P_{hf}^x \langle \sin(\omega_L \tau) \rangle^{eff}$	\hat{z}	\hat{X}, \hat{Y}	+	+	-	+

TAB. 5.4 – *Récapitulation donnant la composante longitudinale des orientations créées dans la multiplicité $\{|7S, F = 4 \rangle\}$, en excitant la transition $|6S, F = 4 \rangle \rightarrow |7S, F = 4 \rangle$ en champ Stark E_x et champ magnétique B_x .*

5.2.3 Mesure d'une orientation par polarimétrie pompe-sonde impulsionnelle en mode équilibré

Le but poursuivi dans ce paragraphe est de donner une interprétation quantitative directe du signal différentiel du polarimètre opérant en mode circulaire, en terme de la composante longitudinale de l'orientation. Nous allons partir de la relation générale qui donne l'évolution de l'enveloppe du champ électrique $\vec{\mathcal{E}}_{pr}$ du faisceau sonde lorsqu'il traverse la vapeur excitée. Nous prenons en compte la population 7S, son orientation, et son alignement. Dans l'approche simple présentée ici, ces grandeurs sont supposées indépendantes du temps et de l'intensité du faisceau sonde pendant toute la durée d'une impulsion sonde. Pour comparer avec les résultats expérimentaux, il faudra bien sûr revenir sur les effets de durées finies des impulsions et de saturation de la transition sonde.

A l'approximation de l'enveloppe lentement variable, l'évolution du champ électrique du faisceau sonde pendant la traversée de la vapeur excitée est donnée par l'équation suivante (ref. [47] p.172, formule (A 58), §5 dans [72]) :

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}_{pr}}{\partial z \partial t} = \vec{\mathcal{E}}_{pr} \cdot \mathbf{g} \cdot \vec{\epsilon}_{pr}^* \quad (5.28)$$

où $\vec{\mathcal{E}}_{pr} = \mathcal{E}_{pr} \vec{\epsilon}_{pr}$ est l'enveloppe lentement variable du champ électrique du faisceau sonde $\vec{\mathcal{E}}(z, t) = \frac{1}{2}(\vec{\mathcal{E}}_{pr}(z, t)e^{-i\omega_d(t-z/c)} + c.c.)$, et la matrice \mathbf{g} représente l'anisotropie du gain pour le faisceau sonde, conséquence des anisotropies atomiques dans le niveau excité 7S. La matrice \mathbf{g} agit sur la polarisation sonde et ses éléments de matrice sont donnés par :

$$\begin{aligned} \mathbf{u} \cdot \mathbf{g} \cdot \mathbf{v} = & \frac{|\langle 7S || d || 6P_{3/2} \rangle|^2}{F(F+1)(2F+1)} \frac{\omega}{2\epsilon_0 \hbar c} A_{F'}^F \times \left\{ \frac{F(F+1)}{3} n_{7S} \hat{u} \cdot \hat{v} \right. \\ & \left. - i a_{F'}^F n_{7S} \langle \vec{F} \rangle \frac{\hat{u} \times \hat{v}}{2} + b_{F'}^F n_{7S} \left(\frac{1}{2} \langle F_u F_v + F_v F_u \rangle - \frac{1}{3} F(F+1) \hat{u} \cdot \hat{v} \right) \right\} \end{aligned} \quad (5.29)$$

Les coefficients $A_{F'}^F$, $a_{F'}^F$, et $b_{F'}^F$ (tabulés dans les ref. [47] p.171 tableaux (A54) (A55) (A56)), correspondent au développement en opérateurs tensoriels irréductibles de l'opérateur qui impose le taux de transition $7S - 6P_{3/2}$, $P_{7F}(\mathbf{D} \cdot \hat{u}) P_{PF'}(\mathbf{D} \cdot \hat{v}) P_{7F}$, où $P_{PF'}$ est le projecteur sur la multiplicité $\{|6P_{3/2}, F' \rangle\}$, et \mathbf{D} l'opérateur dipolaire électrique.

Les trois termes dans l'accolade de (5.29) correspondent respectivement aux effets de la population, de l'orientation et de l'alignement dans la multiplicité $\{|7S, F' \rangle\}$ sur le gain par unité de longueur du champ sonde.

Puisque nous nous concentrons sur la détection d'une orientation, nous allons nous limiter aux deux premiers termes.

Multipôle	Nom	Interférence et signature	Axe(s)	$\hat{\epsilon}^{ex}$
Population		$\beta^2 E^2$		\hat{y}
Orientations	$\vec{P}^{(1)}$	$\beta E_x M'_1 \cdot k_L \cdot \epsilon_y ^2$	\hat{y}	\hat{y}
	$\vec{P}^{(0)}$	$M_1'^2 \cdot \xi$	\hat{z}	circ.
	$\vec{P}^{(PV)}$	$\beta E_x \Im m(E_1^{PV}) \cdot \xi$	\hat{y}	circ.

TAB. 5.5 – *Récapitulation sur les orientations créées dans la multiplicité $\{|7S, F = 4 \rangle\}$, en excitant la transition $|6S, F = 3 \rangle \rightarrow |7S, F = 4 \rangle$ en champ Stark E_x , sans champ magnétique .*

Orientations	Précession de Larmor	Axe(s)	$\hat{\epsilon}^{ex}$	E_x	B_x	$(\lambda/2)^{exc}$	\hat{k}_L
$\vec{B} \times \vec{P}^{(1)}$	$ P^{(1)} \langle \sin(\omega_L \tau) \rangle^{eff}$	\hat{z}	\hat{x}	-	-	ON	-
$\vec{B} \times \vec{P}^{(PV)}$	$ P^{(PV)} \langle \sin(\omega_L \tau) \rangle^{eff}$	\hat{z}	circ.	-	-	-	+
	Mélange hyperfin + Précession de Larmor						
$\vec{B} \times \vec{P}_{hf}^\times$	$ P_{hf}^\times \langle \sin(\omega_L \tau) \rangle^{eff}$	\hat{z}	\hat{X}, \hat{Y}	+	+	-	+

TAB. 5.6 – *Récapitulation donnant les composantes longitudinales des orientations créées dans la multiplicité $\{|7S, F = 4 \rangle\}$, en excitant la transition $|6S, F = 3 \rangle \rightarrow |7S, F = 4 \rangle$ en champ Stark E_x et champ magnétique B_x .*

Une orientation dans l'état 7S engendre un dichroïsme circulaire pour le faisceau sonde c'est-à-dire une différence entre le gain pour une polarisation sonde circulaire droite et pour une polarisation sonde circulaire gauche. Il s'agit de relier ce dichroïsme à l'orientation dans 7S.

Posons $\hat{\epsilon}_{pr} = \frac{\hat{x} + i\xi\hat{y}}{\sqrt{2}}$ et donc $\hat{\epsilon}_{pr}^* = \frac{\hat{x} - i\xi\hat{y}}{\sqrt{2}}$

On obtient le gain par unité de longueur pour une onde de polarisation $\hat{\epsilon}_{pr}$, noté $g_{\sigma+}$, en évaluant (5.29) avec $\mathbf{u} = \hat{\epsilon}_{pr}$ et $\mathbf{v} = \hat{\epsilon}_{pr}^*$.

On obtient

$$g_{\sigma+} = g_0 \left\{ 1 + \frac{3}{2} \frac{a_{F'}^F}{F(F+1)} \xi \langle F_z \rangle / \hbar \right\} \quad (5.30)$$

que nous réécrivons

$$g_{\sigma+} = g_0 \left(1 + \frac{\Delta g}{g_0} \right) \quad (5.31)$$

de telle sorte que

$$g_{\sigma\pm} = g_0 \pm \Delta g \quad (5.32)$$

avec

$$g_0 = \frac{|\langle 7S || d || 6P_{3/2} \rangle|^2}{F(F+1)(2F+1)} \frac{\omega}{2\epsilon_0 \hbar c} A_{F'}^F \times \frac{F(F+1)}{3} n_{7S,F} \quad (5.33)$$

et

$$\Delta g = g_0 \frac{3}{2} \frac{a_{F'}^F}{F(F+1)} \xi \langle F_z \rangle / \hbar \quad (5.34)$$

On a donc, après traversée d'une colonne de vapeur de longueur l , une différence d'amplification entre les intensités associées aux deux polarisations circulaires :

$$e^{2l.g_{\sigma+}} - e^{2l.g_{\sigma-}} = (e^{2l.g_0}) \{ e^{2l.\Delta g} - e^{-2l.\Delta g} \} \quad (5.35)$$

On peut aussi évaluer la somme des intensités amplifiées, utile pour la suite :

$$e^{2l.g_{\sigma+}} + e^{2l.g_{\sigma-}} = (e^{2l.g_0}) \{ e^{2l.\Delta g} + e^{-2l.\Delta g} \} \quad (5.36)$$

En développant au premier ordre les termes $e^{\pm 2l.\Delta g}$, on obtient :

$$e^{2l.g_{\sigma+}} - e^{2l.g_{\sigma-}} \simeq (e^{2l.g_0}) \{ 4l.\Delta g \} \quad (5.37)$$

$$e^{2l.g_{\sigma+}} + e^{2l.g_{\sigma-}} \simeq 2(e^{2l.g_0}) \quad (5.38)$$

Notons respectivement Δ et Σ la somme et la différence des intensités amplifiées pour les deux ondes polarisées circulairement, il vient alors, en formant le rapport (5.37)/(5.38) :

$$\frac{\Delta}{\Sigma} = 2l.\Delta g \quad (5.39)$$

soit

$$\frac{\Delta}{\Sigma} = 2l.g_0 \frac{3}{2} \frac{a_{F'}^F}{F(F+1)} < F_z > / \hbar \quad (5.40)$$

Définissons $\mathcal{A} = \ln(\Sigma/\Sigma_{ref})$, où Σ_{ref} est la somme des signaux issus des deux photodiodes lorsque $n_{7S} = 0$ (pas d'amplification) on a alors :

$$\mathcal{A} = 2l.g_0 \quad (5.41)$$

On obtient finalement le résultat important :

$$\frac{1}{\mathcal{A}} \frac{\Delta}{\Sigma} = \frac{3}{2} \frac{a_{F'}^F}{F(F+1)} < F_z > / \hbar \quad (5.42)$$

En plaçant une lame ($\lambda/4$) d'axes (\hat{x}, \hat{y}) devant le polarimètre linéaire d'axes (\hat{X}, \hat{Y}) (à $\pm 45^\circ$ de (\hat{x}, \hat{y})), les deux photodiodes du polarimètre détectent respectivement les polarisations circulaires droite et gauche. On peut donc mesurer Δ et Σ avec la somme et la différence des signaux S_X et S_Y sur les deux voies du polarimètre :

$$\Delta = S_X - S_Y \quad (5.43)$$

$$\Sigma = S_X + S_Y \quad (5.44)$$

On a donc accès au premier ordre à un tel dichroïsme circulaire, noté γ_2 , en envoyant une polarisation sonde linéaire dans la vapeur.

Dans cette configuration, le polarimètre est aussi sensible à une biréfringence linéaire d'axes (\hat{X}, \hat{Y}) , notée α_1 . On discrimine entre γ_2 et α_1 en basculant de 90° la polarisation sonde (plane) avant la vapeur. Le signal d'origine γ_2 est pair dans ce basculement alors que celui dû à α_1 est impair. En définitive, avec le polarimètre en mode circulaire, et avec une polarisation sonde initialement plane, on détecte $\gamma_2 \pm \alpha_1$.

En pratique, on évalue, pour chaque tir de faisceau d'excitation, le double déséquilibre normalisé noté da , et l'amplification du faisceau sonde notée \mathcal{A} :

$$da \equiv \left(\frac{S_X - S_Y}{S_X + S_Y} \right)_{amp} - \left(\frac{S_X - S_Y}{S_X + S_Y} \right)_{ref} \quad (5.45)$$

et

$$\mathcal{A} = \ln \frac{(S_X + S_Y)_{amp}}{(S_X + S_Y)_{ref}} \quad (5.46)$$

où *amp* signifie que l'impulsion sonde est précédée d'une impulsion d'excitation, *ref* désigne l'impulsion sonde de référence, utilisée pour pouvoir extraire uniquement la contribution atomique au déséquilibre.

En identifiant le rapport (5.45)/(5.46) avec l'équation (5.42), on a donc l'expression utilisée en pratique :

$$\frac{da}{\mathcal{A}}(\gamma_2) = \frac{3a_{F'}^F}{2F(F+1)} \langle F_z \rangle / \hbar \quad (5.47)$$

On peut se ramener à une expression en fonction de la polarisation électronique, calculée au paragraphe précédent.

Dans la multiplicité $\{|7S, F \rangle\}$, le spin électronique $\mathbf{S} = \hbar\boldsymbol{\sigma}/2$ est relié au moment cinétique total par le facteur de Landé : $\mathbf{S} = g_F \mathbf{F}$ avec $g_F = \frac{F(F+1) + S(S+1) - I(I+1)}{2F(F+1)}$, soit $g_3 = -1/8$ et $g_4 = +1/8$.

La polarisation électronique est définie par $\mathbf{P} \equiv Tr(\rho\boldsymbol{\sigma})/Tr(\rho)$, et on a donc

$$\langle F_z \rangle / \hbar = P_z / 2g_F$$

soit finalement :

$$\boxed{\frac{da}{\mathcal{A}}(\gamma_2) = \frac{3a_{F'}^F}{2F(F+1)} \frac{P_z}{2g_F}} \quad (5.48)$$

A partir des polarisations électroniques \mathbf{P} données au paragraphe 5.2. et des valeurs tabulées des coefficients $a_{F'}^F$ [47], on peut donc évaluer les signaux polarimétriques $da/\mathcal{A}(\gamma_2)$ attendus.

Nous donnons dans le tableau 5.7 les résultats du calcul pour les deux transitions étudiées dans la suite : $4-4-5 \equiv |6S_{1/2}, F=4 \rangle \rightarrow |7S_{1/2}, F=4 \rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F=5 \rangle$, $3-4-5 \equiv |6S_{1/2}, F=3 \rangle \rightarrow |7S_{1/2}, F=4 \rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F=5 \rangle$.

	transition 4-4-5	transition 3-4-5
$da/\mathcal{A}(\mathbf{P}^{(2)})$	$\frac{\beta}{\alpha}\xi \langle \cos \omega\tau \rangle^{eff}$	0
$da/\mathcal{A}(\mathbf{P}^{(1)})$	$\frac{M_1}{\alpha E} \langle \sin \omega\tau \rangle^{eff}$	$\frac{3}{2} \frac{M_1}{\beta E} \hat{y} \langle \sin \omega\tau \rangle^{eff}$
$da/\mathcal{A}(\mathbf{P}^{(0)})$	$-\frac{1}{8} \frac{M_1^2}{\alpha^2 E^2} \xi \langle \cos \omega\tau \rangle^{eff}$	$-\frac{3}{2} \frac{M_1^2}{\beta^2 E^2} \xi \langle \cos \omega\tau \rangle^{eff}$
$da/\mathcal{A}(\mathbf{P}^{(PV)})$	$\frac{3mE_1^{PV}}{\alpha E} \xi \langle \sin \omega\tau \rangle^{eff}$	$\frac{3}{2} \frac{3mE_1^{PV}}{\beta E} \xi \langle \sin \omega\tau \rangle^{eff}$

TAB. 5.7 – Contribution au signal polarimétrique da/\mathcal{A} des orientations détectées dans un champ magnétique. $\langle \sin \omega\tau \rangle^{eff}$ et $\langle \cos \omega\tau \rangle^{eff}$ sont les facteurs de précession de Larmor.

5.2.4 Calibration d'une orientation créée transversalement

Nous avons montré au paragraphe précédent que l'on accède expérimentalement aux projections des orientations atomiques de l'état 7S sur l'axe de propagation du faisceau sonde en évaluant le rapport da/\mathcal{A} du double déséquilibre normalisé sur l'amplification. Nous verrons que l'on peut ainsi mesurer directement l'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$ puisque cette orientation est créée longitudinalement. En revanche, l'orientation $\mathbf{P}^{(PV)}$ est créée transversalement, et il faut la faire précesser dans un champ magnétique pour que le faisceau sonde y soit sensible. La mesure du signal (da/\mathcal{A}) avec la bonne signature ne fournit donc que la résultante selon l'axe porté par $\hat{\mathbf{k}}_{sonde}$. Cette résultante dépend de façon non triviale de plusieurs paramètres : délai pompe-sonde et module du champ magnétique, durées et profils temporels des impulsions pompe et sonde. La prise en compte de ces facteurs avec l'exactitude requise est délicate, et on préfère donc calibrer le signal PV avec celui d'une orientation connue, de façon à éliminer l'effet de ces paramètres par le rapport des deux signaux.

L'orientation la plus facile à mesurer est $\mathbf{P}^{(2)}$, mais elle ne convient pas puisqu'elle est créée longitudinalement. On doit donc envisager une orientation plus petite que $\mathbf{P}^{(2)}$ mais de même géométrie que $\mathbf{P}^{(PV)}$. Nous avons retenu l'orientation $\mathbf{P}^{(1)}$, parce qu'elle est maximum à résonance, alors que l'orientation \mathbf{P}_{hf}^\times possède une grande composante en dispersion, et s'avère donc sensible à de petits écarts de centrage en fréquence.

L'orientation $\mathbf{P}^{(1)}$ est engendrée avec une polarisation d'excitation linéaire, suivant \hat{x} pour "4-4-5" (direction du champ électrique), et change de signe avec le sens de propagation du faisceau d'excitation. L'orientation $\mathbf{P}^{(PV)}$ est créée avec une polarisation circulaire et elle est paire dans le renversement de $\hat{\mathbf{k}}_{exc}$ (voir tableaux du §5.2). Au moins dans un premier temps, nous travaillerons avec une polarisation d'excitation toujours circulaire, d'hélicité ξ basculable, et nous discriminerons entre le signal PV et le signal de calibration avec le renversement de ξ : le signal PV est $\xi - odd$, et le signal de calibration $\mathbf{P}^{(1)}$ est $\xi - even$.

Rappelons l'ordre de grandeur du rapport des signaux $\mathbf{P}^{(PV)}/\mathbf{P}^{(1)} \simeq 0.5 \times 10^{-4}$.

On aura donc, d'après les calculs des $da/\mathcal{A}(\mathbf{P}^{(PV)})$ et $da/\mathcal{A}(\mathbf{P}^{(1)})$ du tableau 5.7 :

$$\boxed{\frac{(da/\mathcal{A})(\xi\text{-odd})}{(da/\mathcal{A})(\xi\text{-even})} = \frac{\Im m E_1^{PV}}{M_1'}} \quad (5.49)$$

Nous exploiterons d'autres basculements que celui de l'hélicité, mais sous la forme actuelle de l'expérience, la dépendance sera la même pour ces deux signaux.

Remarque : un intérêt non négligeable de cette calibration est qu'elle nous affranchit de la mesure du champ électrique E_x . Celui-ci s'élimine en effet dans le rapport puisque les deux signaux sont linéaires en E_x .

5.2.5 Principe d'une expérience PV en champ électrique transverse

La figure 5.3 présente la géométrie de l'expérience en champ électrique transverse. Les faisceaux laser se propagent selon l'axe z , et le champ électrique est appliqué transversalement, selon x . On excite une transition $|6S, F\rangle \rightarrow |7S, F'\rangle$ avec un faisceau pompe polarisé circulairement, d'hélicité ξ .

Les trois orientations atomiques et le comportement dans les trois miroirs

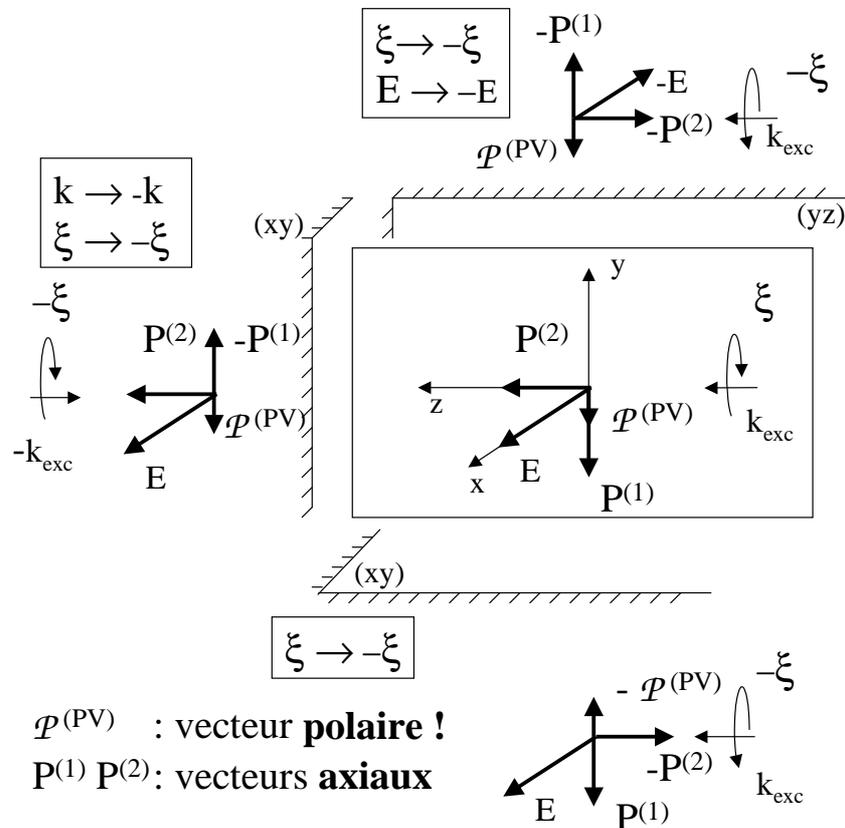


FIG. 5.3 – Géométrie de l'expérience en champ transverse E_x , et les 3 images miroirs.

Dans ces conditions, on crée dans le niveau excité 3 orientations (Fig. 5.3 au centre) : $\mathbf{P}^{(2)}$, $\mathbf{P}^{(1)}$, et $\mathbf{P}^{(PV)}$. L'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$ est créée longitudinalement, tandis que $\mathbf{P}^{(1)}$ et $\mathbf{P}^{(PV)}$ sont créées selon y (haut de Fig. 5.4). On applique donc un champ magnétique (continu à l'échelle de la durée des impulsions) selon x pour obtenir, après précession de Larmor, une

composante de $\mathbf{P}^{(PV)}$ selon z . $\mathbf{P}^{(2)}$ précesse aussi autour de \mathbf{B} , et sa composante selon z disparaît en même temps qu'apparaissent les composantes de $\mathbf{P}^{(1)}$, et $\mathbf{P}^{(PV)}$ (bas de Fig. 5.4). Avec le champ typique appliqué ($B_x=25$ G), les orientations moyennes tournent de $\pi/2$ rad pour un délai pompe-sonde de l'ordre de 22 ns. C'est à ce moment que l'on vient sonder la vapeur avec l'impulsion laser accordée sur la transition $|7S, F' \rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F'' \rangle$.

Précession des orientations autour de B_x

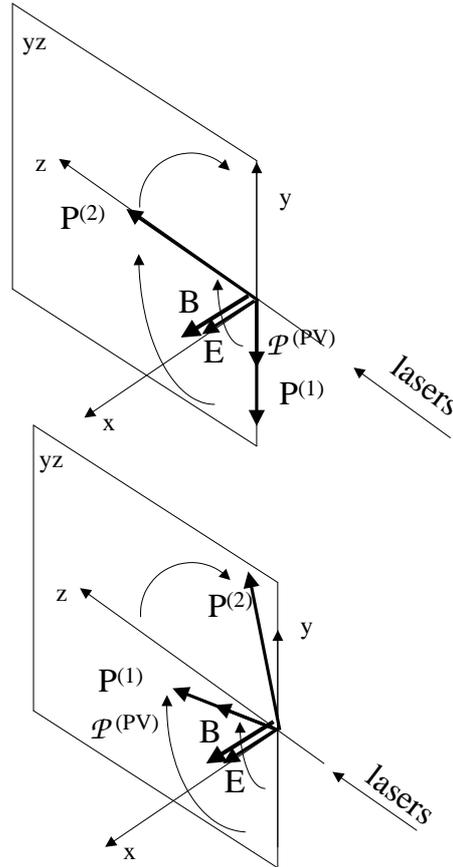


FIG. 5.4 – Précession des orientations dans le champ B_x . En haut : les orientations créées sans champ magnétique. En bas : les orientations après précession dans B_x . Le signal recherché est maximal pour une impulsion moyenne " $\pi/2$ ".

Les 3 autres schémas de la Fig. 5.3 illustrent le comportement de $\mathbf{P}^{(PV)}$ et des deux autres orientations par réflexion dans chacun des trois miroirs (xy) , (yz) , (xz) . La violation de la parité se traduit dans cette expérience par la nature de $\mathbf{P}^{(PV)}$, qui est un **vrai** vecteur, alors qu'un moment cinétique ou magnétique est habituellement un vecteur **axial** en l'absence d'effet dû à l'interaction faible. Expérimentalement, on exploite ces propriétés de symétrie en réalisant les basculements : $B_x \leftrightarrow -B_x$, $E_x \leftrightarrow -E_x$, et $\xi \leftrightarrow -\xi$.

	B_x	E_x	ξ	k_L
$\mathbf{P}^{(PV)}$	-	-	-	+
$\mathbf{P}^{(1)}$	-	-	+	-
$\mathbf{P}^{(2)}$	+	+	-	+

TAB. 5.8 – Signature des trois orientations dans le renversement des paramètres expérimentaux.

Le tableau 5.8 résume les signatures des trois orientations dans les basculements des quatre paramètres B_x , E_x , ξ , et k_L .

On constate donc que la signature de $\mathbf{P}^{(PV)}$ diffère de celles des deux autres orientations par au moins deux signes. En pratique cependant, le basculement $\hat{\mathbf{k}} \leftrightarrow -\hat{\mathbf{k}}$, qui était mis à profit dans l'expérience de première génération⁶ n'est pas facile à mettre en oeuvre dans notre expérience pompe-sonde. Nous verrons les possibilités offertes par l'utilisation d'un miroir dichroïque pour renvoyer le faisceau d'excitation dans la vapeur.

Nous touchons là une différence importante entre l'expérience en champ transverse et celle en champ longitudinal. Dans cette dernière, il n'y a pas d'interférence "Stark- M_1 " à cause du déphasage de $\pi/2$ entre les deux amplitudes (cf. §2.1.5). On peut montrer que ce résultat est valable quelle que soit la polarisation d'excitation, et même en présence de défaut de champ magnétique. Donc le basculement $\hat{k}_{ex} \rightarrow -\hat{k}_{ex}$ n'apporterait pas une signature supplémentaire en configuration longitudinale.

5.3 Exploration expérimentale des signaux en configuration transverse, sur la transition $\Delta F = 0$:

$$|6S, F=4 \rangle \rightarrow |7S, F=4 \rangle$$

5.3.1 Démarche suivie

Les observables à détecter en configuration transverse sont des orientations atomiques, dont la composante suivant l'axe de propagation du faisceau sonde engendre une biréfringence circulaire (pouvoir rotatoire), avec un profil spectral en dispersion, et un dichroïsme circulaire, avec un profil spectral en absorption.

⁶Une cellule à multipassages permettait environ 70 réflexions du faisceau d'excitation, avec comme conséquence une réduction considérable de $\mathbf{P}^{(1)}$ [12]. Ici, l'allongement de la durée de l'impulsion qui résulterait de ces multiples réflexions ne permet pas l'emploi de ce dispositif.

Nous commencerons par exploiter l'orientation la plus grande, et surtout créée directement longitudinalement, $\mathbf{P}^{(2)}$, pour tester et optimiser la méthode de mesure d'une orientation atomique dans le niveau 7S par polarimétrie pompe-sonde impulsionnelle. Nous aborderons ensuite la précession des orientations dans un champ magnétique B_x , dans le but de détecter des composantes d'orientation créées transversalement.

L'objectif de cette étude est la détermination des conditions expérimentales (délai pompe-sonde, valeur du champ magnétique, intensité d'excitation et du faisceau sonde, *etc...*) optimales pour pouvoir effectuer des moyennages permettant d'extraire et de calibrer correctement une petite orientation transverse.

5.3.2 Manipulation des polarisations

Polarisation d'excitation circulaire, d'hélicité basculable :

Les orientations atomiques $\mathbf{P}^{(2)}$ et $\mathbf{P}^{(PV)}$ sont créées avec un faisceau d'excitation de polarisation circulaire, et on souhaite basculer l'hélicité de cette polarisation pour moduler le signe des orientations.

On a donc, à demeure pendant les moyennages, une lame ($\lambda/4$) d'axes à $\pm 45^\circ$ des axes du prisme de Glan qui fixe la polarisation plane du faisceau d'excitation à l'entrée de la table, et on bascule une lame ($\lambda/2$), d'axes selon ceux de la lame ($\lambda/4$), et placée juste avant elle pour renverser l'hélicité de la polarisation.

Il subsiste le choix de l'orientation des axes du prisme de Glan qui fixe la polarisation plane à l'entrée de la table d'optique. Ce choix n'est pas anodin, car ce ne sont pas les mêmes défauts des lames ($\lambda/2$) et ($\lambda/4$) placées après le prisme de Glan qui jouent suivant l'orientation choisie, et donc pas les mêmes défauts sur la polarisation d'excitation, suivant la polarisation plane initiale choisie.

Pour détecter les orientations atomiques, on exploite toujours une polarisation plane pour le faisceau sonde, que l'on cherche à détecter le pouvoir rotatoire ou le dichroïsme circulaire associé à l'orientation atomique. Le pouvoir rotatoire fait tourner (!) cette polarisation plane, et produit donc un déséquilibre du polarimètre en mode linéaire, si les axes d'analyse sont à $\pm 45^\circ$ de la polarisation initiale. Si l'on opère le basculement $\hat{e}^{pr} = \hat{x}, \hat{y}$, le pouvoir rotatoire correspond à la contribution impaire ($\gamma_1 \pm \alpha_2$). Le dichroïsme circulaire amplifie plus l'une des deux composantes circulaires qui composent la polarisation plane, et on mesure l'effet en utilisant le polarimètre en mode circulaire. On retient cette fois la contribution paire dans le basculement $\hat{e}^{pr} = \hat{x}, \hat{y}$ pour discriminer entre γ_2 (dichroïsme circulaire) et α_1 (biréfringence linéaire d'axes \hat{X}, \hat{Y}).

5.3.3 Étude en champ magnétique nul : orientation $\mathbf{P}^{(2)}$

Nous présentons dans ce paragraphe la détection par polarimétrie pompe-sonde pulsée d'une orientation créée longitudinalement, à laquelle le faisceau sonde est donc directement sensible.

a. Profil spectral des anisotropies associées à $\mathbf{P}^{(2)}$

Bien que nous envisagions de moyennner à résonance (au maximum d'amplification du faisceau sonde), il s'est avéré très utile d'étudier le profil spectral des anisotropies optiques associées à l'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$ (pouvoir rotatoire et dichroïsme circulaire) lorsqu'on balaye l'un des deux lasers, en maintenant l'autre à fréquence fixe.

(i) Enregistrement des spectres

Nous avons en général balayé la fréquence du laser d'excitation ν^{exc} autour de la résonance $|6S, F=4\rangle \rightarrow |7S, F=4\rangle$, en imposant une rampe de tension sur une cale piézo-électrique supportant un des miroirs de la cavité Fabry-Perot externe sur laquelle le faisceau continu est asservi. Le pas en tension est de 0.3 V et le pas en fréquence correspondant vaut 12 MHz. Le faisceau sonde est maintenu asservi sur une fréquence fixe (transition $|7S, F=4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F=5\rangle$, voir Annexe B), à savoir celle qui correspond à la résonance pour la classe de vitesse nulle.

Nous enregistrons les signaux sur chacune des photodiodes pour chaque fréquence ν^{exc} , et nous portons sur les spectres, d'une part l'amplification $\mathcal{A} = \ln \frac{(S_X+S_Y)_{amp}}{(S_X+S_Y)_{ref}}$, et d'autre part le double déséquilibre $da \equiv \left(\frac{S_X-S_Y}{S_X+S_Y}\right)_{amp} - \left(\frac{S_X-S_Y}{S_X+S_Y}\right)_{ref}$ (voir Eqs. (5.46) et (5.45)), en fonction du désaccord $\Delta\nu^{exc}$ de la fréquence du laser d'excitation par rapport à la résonance. Nous indiquerons dans chaque cas les polarisations des deux lasers, le mode du polarimètre, et la signature retenue dans les paramètres basculés.

(ii) Mise en évidence d'un effet de déplacement lumineux

Sur la figure 5.5 sont présentés les spectres de pouvoir rotatoire et de dichroïsme circulaire associées à l'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$ créée avec une polarisation d'excitation circulaire. Cette orientation est créée selon z , et on attend un signal maximal à court délai pompe-sonde. Les premiers spectres ont donc été enregistrés avec $\tau = 6$ ns, c'est-à-dire le délai utilisé en champ électrique longitudinal pour rendre maximale l'amplification du faisceau sonde. On obtient un spectre en dispersion pour le signal de biréfringence circulaire (effet α_2), et un spectre en absorption pour le signal de dichroïsme circulaire (effet γ_2).

Allure du spectre :

La largeur typique des spectres (largeur totale à mi-hauteur pour les signaux dont le maximum est à résonance, largeur pic-pic pour les signaux en dispersion) a comme valeur, exprimée en désaccord du faisceau d'excitation, $\Delta\nu^{ex} \simeq 185$ MHz.

On décrit approximativement le profil temporel de l'impulsion d'excitation par une gaussienne de largeur 15 ns. La largeur spectrale (largeur totale à mi-hauteur) correspondante vaut $\Delta\nu^{ex} \simeq 30$ MHz⁷, et intéresse une classe de vitesse de largeur $\delta v/c = \Delta\nu^{ex}/\nu^{ex}$.

La largeur spectrale par transformée de Fourier de l'impulsion sonde, modélisée par un rectangle de durée 20 ns vaut (largeur totale à mi-hauteur) $\Delta\nu^{pr} \simeq 44$ MHz, et intéresse donc une classe de vitesse équivalente en grandeur à celle obtenue avec $\Delta\nu^{ex} = \nu^{ex}/\nu^{pr} \times \Delta\nu^{pr} = 2.7 \times 44 \simeq 120$ MHz. Il faut en toute rigueur convoluer le profil spectral gaussien de l'impulsion d'excitation avec le sinus cardinal au carré de l'impulsion sonde pour obtenir la largeur totale par TF.

L'élargissement homogène de la transition sonde apporte une correction non négligeable. La largeur collisionnelle attendue pour $n_{Cs} = 1.1 \times 10^{14}$ at/cm³ vaut $\gamma \simeq 72$ MHz (largeur totale à mi-hauteur, Eq. (41) de la ref. [72]). Du fait de l'élargissement radiatif, la largeur effective vaut $\gamma^{eff} \simeq 94$ MHz, pour une saturation typique de 0.7.

En combinant quadratiquement les largeurs par TF et l'élargissement homogène, on obtient finalement $\delta\nu \simeq 180$ MHz.

Avec cette approche simple, on peut donc rendre compte de la largeur observée à quelques pourcents près, et nous concluons que la largeur des spectres est dominée par la largeur spectrale de l'impulsion sonde, avec une correction due aux collisions et à la saturation de la transition sonde, comme attendu par le calcul analytique complet de la référence [40].

Effet de déplacement lumineux :

On remarque cependant que les spectres sont dissymétriques et qu'en particulier le maximum d'amplification ne correspond pas au zéro de pouvoir rotatoire.

Lorsqu'on diminue nettement l'intensité du faisceau d'excitation (voir Fig. 5.6 spectre de gauche), le spectre de pouvoir rotatoire devient nettement plus symétrique et centré sur le maximum d'amplification (voir Fig. 5.6 spectre de droite). On produit le même effet lorsque l'on allonge le délai entre les impulsions pompe et sonde, afin qu'elles ne se recouvrent plus temporellement.

⁷Voir le complément du chapitre 2 pour un enregistrement récent du profil temporel de l'impulsion d'excitation.

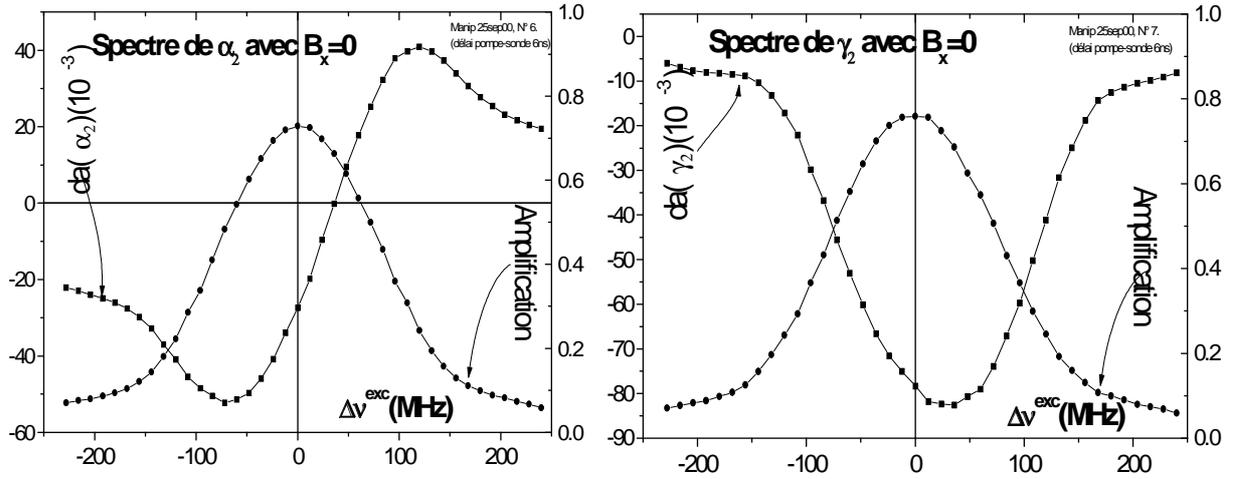


FIG. 5.5 – Détection de l'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$ à court délai pompe-sonde (6ns), et forte énergie (1mJ) : spectres de pouvoir rotatoire (à gauche) et de dichroïsme circulaire (à droite). La polarisation d'excitation est circulaire ($\xi = \pm 1$), la polarisation du faisceau sonde est plane ($\hat{\epsilon}^{pr} = \hat{y}, \hat{x}$). Le polarimètre est linéaire pour détecter α_2 ($\gamma_1 \pm \alpha_2$), et circulaire pour détecter γ_2 ($\gamma_2 \pm \alpha_1$).

Simultanément, on observe sur le signal d'amplification \mathcal{A} un déplacement lumineux de $\simeq 40$ MHz pour $I^{ex} = 1.5$ mJ/mm², qui subsiste lorsque les impulsions pompe et sonde sont temporellement séparées.

Interprétation :

Le faisceau d'excitation engendre une perturbation des 3 niveaux qui entrent en jeu : $6S$, $7S$, $6P_{3/2}$. L'expression générale de la perturbation des niveaux engendrée par un faisceau d'excitation polarisé circulairement s'écrit sous la forme :

$$\Delta E(n, F, m_F) = \alpha_n + \beta_n \cdot \xi \cdot g_F \cdot m_F \quad (5.50)$$

Le premier terme (lié à la polarisabilité dynamique scalaire) correspond à un déplacement en bloc de la multiplicité. Le second terme (lié à la polarisabilité dynamique vectorielle) engendre une levée de dégénérescence, de la même façon que le ferait un champ magnétique appliqué selon l'axe z , et par suite, elle crée une anisotropie optique pour le faisceau sonde, elle aussi $\xi^{ex} - odd$, signature de $\gamma_2(P^{(2)})$. Il faut bien remarquer ici que même une contribution relative très petite du terme vectoriel par rapport au terme scalaire peut engendrer un effet facilement détectable en polarimétrie différentielle.

Qualitativement, on peut alors rendre compte simplement des décalages observés sur

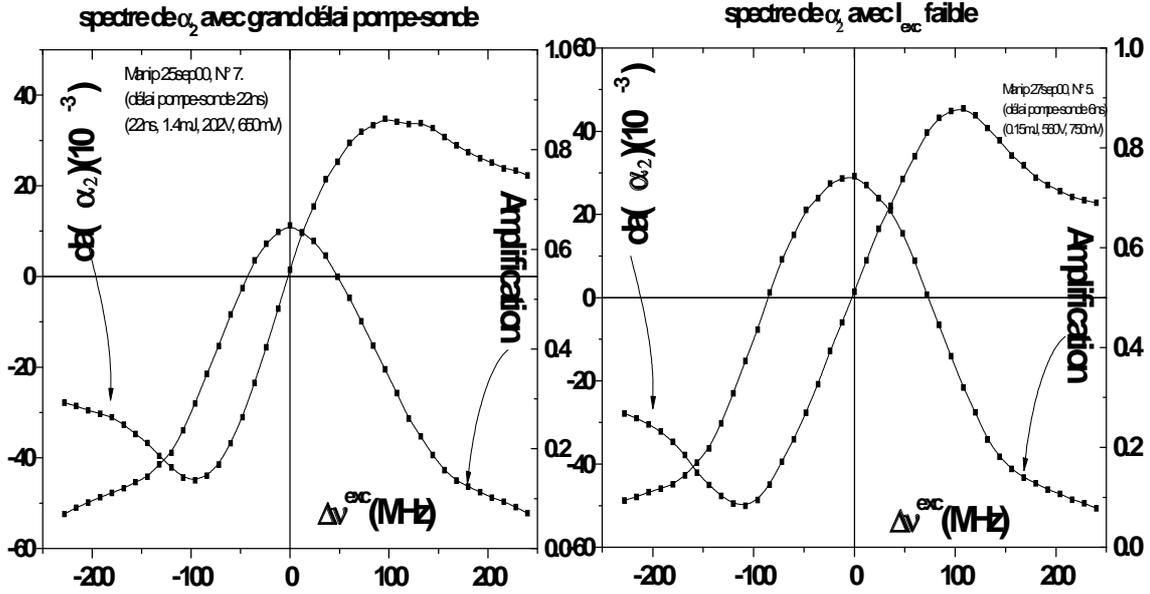


FIG. 5.6 – Effet du délai pompe-sonde et de l'intensité d'excitation sur le spectre de pouvoir rotatoire associé à $P^{(2)}$. Par rapport aux spectres de la figure 5.5, on a augmenté le délai pompe-sonde (6 ns \rightarrow 22 ns) (figure de gauche), soit baissé l'énergie du faisceau d'excitation (1 mJ \rightarrow 0.15 mJ) (figure de droite).

les spectres de la figure 5.5 en ajoutant les contributions de l'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$ et de la levée de dégénérescence associée à la contribution vectorielle du déplacement lumineux.

Considérons le spectre de pouvoir rotatoire (Fig. 5.5 à gauche). L'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$ engendre un effet α_2 avec un profil en dispersion. Au contraire, l'effet de levée de dégénérescence donne une composante qui est la dérivée d'un profil en dispersion. En sommant ces deux contributions avec des poids relatifs 1 et 1/2, on rend approximativement compte du décalage observé (voir Fig. 5.7 en haut).

La démarche est similaire pour le dichroïsme circulaire γ_2 . Cette fois, l'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$ engendre un effet avec un profil maximum à résonance (au maximum d'amplification), alors que la levée de dégénérescence produit un effet en dispersion. En sommant ces deux contributions avec les mêmes poids que pour le pouvoir rotatoire, on observe un décalage de module équivalent, et de même signe (voir Fig. 5.7 en bas).

Le fait que les décalages relatifs entre da et \mathcal{A} disparaissent lorsque les impulsions pompe et sonde sont temporellement séparées indique qu'intervient la perturbation lumineuse dans le niveau $6P_{3/2}$. Au contraire, le déplacement global des signaux (da et \mathcal{A}) qui subsiste avec le délai sonde est dominé par le déplacement des niveaux $6S$ et $7S$ de la transition d'excitation.

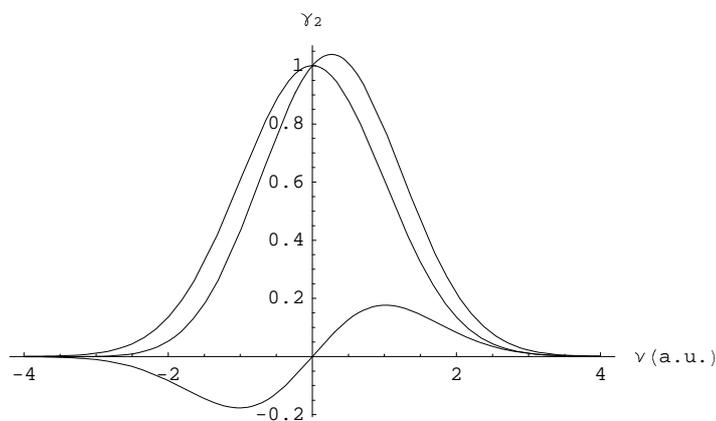
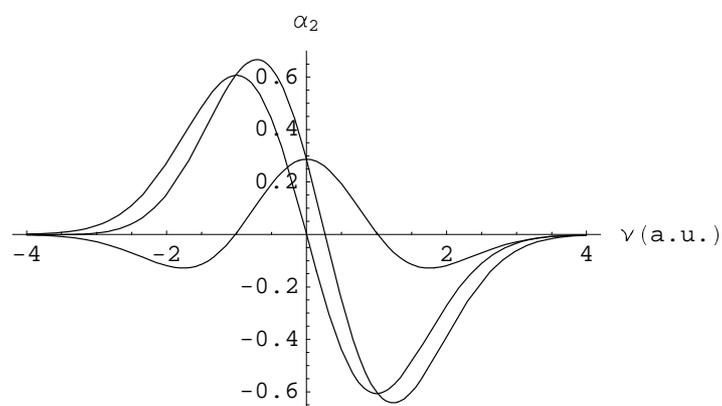


FIG. 5.7 – Simulation des spectres de biréfringence circulaire (haut) et de dichroïsme circulaire (bas), obtenus en sommant les contributions d'une orientation (modélisées ici par une gaussienne pour γ_2 , et la dérivée de cette gaussienne pour α_2) et d'une levée de dégénérescence (différence de deux gaussiennes décalées pour γ_2 , et sa dérivée pour α_2). On rend compte qualitativement des décalages observés sur la figure 5.5.

Nous concluons donc qu'à court délai et forte énergie d'excitation, un effet de déplacement lumineux altère les spectres. En pratique les mesures d'orientation sont réalisées à une fréquence fixée, au maximum d'amplification. Nous prendrons donc soin, par la suite, d'imposer un délai pompe-sonde suffisant, typiquement $\tau > 16 \text{ ns}$, pour éviter simplement ces effets de déplacements lumineux. Dans ces conditions, on pourra donc utiliser toute l'intensité d'excitation disponible.

La contre-partie est la relaxation partielle de la population dans 7S avant que l'on envoie l'impulsion sonde (la relaxation de l'orientation reste très petite). Il en résulte une réduction de l'amplification pour un délai de 20 ns au plus de l'ordre de 20%, et nous verrons que la relaxation de l'orientation n'atteint que quelques pourcents.

b. Comparaison avec une excitation en polarisation plane : biréfringence et dichroïsme linéaires induits par déplacement lumineux

Pour recouper les informations précédentes, il nous a paru intéressant de passer en polarisation d'excitation plane ($\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{x}, \hat{y}$, ou $\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{X}, \hat{Y}$). Les orientations $\mathbf{P}^{(2)}$ et $\mathbf{P}^{(0)}$ sont alors nulles, et en l'absence de champ magnétique il n'y a pas d'autre orientation longitudinale. Par ailleurs, l'alignement engendré dans la multiplicité $\{|7S, F' \rangle\}$ a une géométrie à laquelle n'est pas sensible le faisceau sonde.

Cependant nous observons en utilisant une polarisation d'excitation plane $\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{x}, \hat{y}$, et une polarisation sonde plane à $\pm 45^\circ$, $\hat{\epsilon}^{pr} = \hat{X}, \hat{Y}$, une biréfringence linéaire α_3 et un dichroïsme plan γ_3 (axes \hat{x}, \hat{y}), pairs dans le renversement de E_x et avec des profils spectraux "conjugués" (biréfringence maximum à résonance, dichroïsme en dispersion). Lorsqu'on excite la transition avec $\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{X}, \hat{Y}$, et cette fois en utilisant $\hat{\epsilon}^{pr} = \hat{x}, \hat{y}$, on mesure des effets α_1 et γ_1 (axes \hat{X}, \hat{Y}) équivalents : les axes de biréfringence et de dichroïsme sont bien définis par $\hat{\epsilon}^{ex}$.

De la même façon que les effets discutés précédemment, ces signaux diminuent jusqu'à s'annuler lorsqu'on réduit l'énergie des impulsions d'excitation, ou lorsqu'on augmente le délai pompe-sonde (voir la série de spectres de la fig. 5.8).

Interprétation :

On interprète ces effets par le terme tensoriel d'ordre 2 dans le déplacement lumineux du niveau $6P_{3/2}$ en présence de l'impulsion d'excitation. Ce terme est non nul seulement pour le niveau $6P_{3/2}$ (pas de terme tensoriel d'ordre 2 pour $J=1/2$) et engendre une levée de dégénérescence partielle, avec un déplacement identique pour les sous-niveaux de m_F

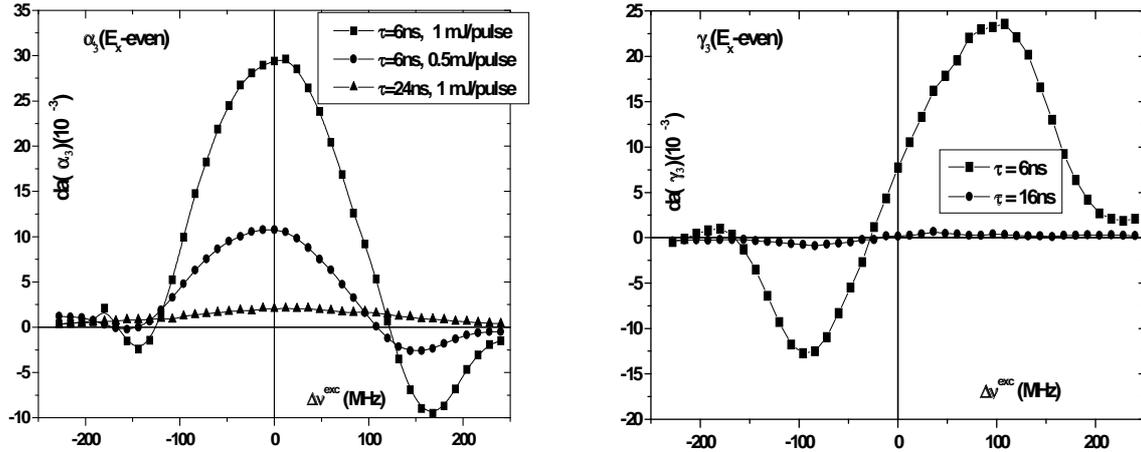


FIG. 5.8 – Mise en évidence d’un effet de déplacement lumineux, avec une polarisation d’excitation plane. Spectres de biréfringence et dichroïsme plan d’axes (\hat{x}, \hat{y}) , avec une polarisation d’excitation $\hat{e}^{ex} = \hat{x}, \hat{y}$, pour différents délais pompe-sonde (τ) à énergie d’excitation fixée.

opposés. L’effet produit est le même que celui d’un alignement, c’est-à-dire un dichroïsme et une biréfringence linéaires, d’axes imposés par la polarisation plane du faisceau d’excitation.

On a donc, du point de vue des profils spectraux autour de la résonance, un effet offrant une certaine similitude avec l’effet produit par l’application d’un champ magnétique transverse, c’est-à-dire des indices différents pour les deux polarisations planes propres du faisceau sonde : $\hat{e}^{pr} \parallel \hat{e}^{ex}$ et $\hat{e}^{pr} \perp \hat{e}^{ex}$. Toutefois dans le cas présent, la biréfringence est maximale et le dichroïsme nul à résonance, alors que le résultat est inversé dans le cas, étudié au paragraphe 5.3.4 suivant, d’un champ magnétique transverse. Cette différence s’explique simplement par le fait que deux sous-niveaux de m_F opposés ont des déplacements lumineux égaux, mais des déplacements Zeeman opposés.

En pratique on évite simplement ces anisotropies créées par déplacement lumineux en choisissant un délai pompe-sonde supérieur à 16 ns.

Remarque 1 :

Les effets de déplacement lumineux en polarisation d’excitation circulaire (α_2, γ_2) mentionnés précédemment (§ a (ii)) sont les analogues des effets de biréfringence et de dichroïsme linéaires (α_3, γ_3) en polarisation plane. Cependant, alors que les effets α_3 et γ_3 discutés ici sont observés sur fond noir, les précédents sont superposés aux grandes anisotropies α_2, γ_2 associés à l’orientation $\mathbf{P}^{(2)}$ et se trouvaient de ce fait plus difficiles à isoler.

Remarque 2 :

Dans l'expérience réalisée en champ longitudinal, le délai pompe-sonde choisi est court ($\simeq 6$ ns) et on peut à juste titre s'inquiéter de l'existence d'un dichroïsme plan associé aux déplacements lumineux. On montre cependant facilement que cet effet n'est pas gênant car trois critères permettent d'établir une discrimination efficace vis-vis de l'effet γ_1^{PV} recherché :

- le dichroïsme γ_1^{PV} a ses axes tournés de 45° par rapport à la polarisation plane d'excitation et non pas parallèles comme l'effet γ_3 de déplacement lumineux discuté ci-dessus,
- γ_1^{PV} est impair en E et non pas pair comme γ_3 ,
- γ_1^{PV} a un profil spectral pair dans l'excentrage en fréquence, et non pas impair comme γ_3 .

c. Mesure absolue de l'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$ à résonance

La première mesure quantitative qui permet de tester la méthode de détection est la mesure de l'orientation $P^{(2)}$, créée avec une polarisation d'excitation circulaire. Les paramètres basculés pour cette mesure sont : l'hélicité de la polarisation d'excitation ξ , la polarisation plane du faisceau sonde ($\hat{e}^{pr} = \hat{x}, \hat{y}$), la lame $(\frac{\lambda}{2})_{det}^{xy}$, et le signe du champ électrique E_x . On moyenne le signal da/\mathcal{A} (cf § 5.2.3) correspondant au dichroïsme circulaire γ_2 , maximum à résonance, avec le polarimètre en mode circulaire (sensible à $\gamma_2 \pm \alpha_1$). On retient le signal de signature $(\xi^{odd}, (\frac{\lambda}{2})_{det}^{odd}, E_x^{even}, (\frac{\lambda}{2})_{pr}^{even})$. La valeur attendue est $\beta/\alpha = (-101 \pm 1) \times 10^{-3}$ [73][74].

Nous utilisons un délai pompe-sonde de 6 ns, qui maximise l'amplification. Les premières mesures réalisées ont donné des valeurs de $\mathbf{P}^{(2)}$ plus élevées que celle attendue, et nous avons en particulier mis en évidence une dépendance avec l'amplification du faisceau sonde, lorsque l'intensité de celui-ci n'est pas faible devant l'intensité de saturation.

La valeur extrapolée à amplification nulle, avec une intensité non faible devant l'intensité de saturation donne

$$\left[\frac{da(P^{(2)})}{A} \right]_{lim A \rightarrow 0} = (-100 \pm 1) \times 10^{-3} \quad (5.51)$$

Nous avons ensuite moyenné à faible saturation ($I \simeq I_{sat}/10$). La valeur obtenue ne dépend alors plus de l'amplification, et une moyenne statistique sur 10 valeurs, correspondant à des amplifications comprises entre 0.1 et 1, obtenues en variant le champ électrique entre 130 V/cm et 310 V/cm avec une énergie d'excitation de 1 mJ, donne

$$\left[\frac{da(P^{(2)})}{A} \right] = (-103 \pm 1) \times 10^{-3} \quad (5.52)$$

Cette détermination directe de l'orientation, c'est-à-dire **sans recours à une calibration**, fournit donc, moyennant la précaution de désaturer la transition sonde, une valeur compatible avec des mesures indépendantes du rapport β/α , au niveau de 1%.

Remarque : des mesures de $\frac{da(P^{(2)})}{A}$ menées avec un délai pompe-sonde $\tau = 24$ ns donnent des valeurs inférieures de seulement 4%. On en déduit un temps de relaxation de l'orientation de l'ordre de 250 ns, de telle sorte que la valeur mesurée dans les conditions précédentes n'est pas affectée.

5.3.4 Étude en champ magnétique transverse : précession de Larmor

a. Détection de $\mathbf{P}^{(1)}$

Lorsqu'on applique un champ magnétique selon x , et que la polarisation d'excitation possède une composante suivant x , on obtient une contribution de l'orientation $\mathbf{P}^{(1)}$ aux anisotropies de la vapeur excitée.

Les spectres de la figure 5.9 présentent les signaux obtenus avec un champ magnétique $B_x = 18$ G et un délai pompe sonde $\tau = 20$ ns. Nous avons en fait utilisé pour ces spectres une polarisation circulaire ($\xi = \pm 1$). Les paramètres basculés sont B_x , ξ , E_x , $(\frac{\lambda}{2})_{det}$, et on retient la contribution $(B_x^{odd}, \xi^{even}, E_x^{odd}, (\frac{\lambda}{2})_{det}^{odd})$ pour avoir le signal correspondant à $\mathbf{P}^{(1)}$. Dans les mêmes conditions, on obtient la contribution de $\mathbf{P}^{(2)}$ en retenant la signature $(B_x^{even}, \xi^{odd}, E_x^{even})$.

b. Mesures à résonance

(i) Précession de Larmor de $\mathbf{P}^{(1)}$ et $\mathbf{P}^{(2)}$

En fixant cette fois la fréquence du laser d'excitation au maximum de l'amplification, nous avons relevé les signaux da/\mathcal{A} correspondants aux projections selon z de $\mathbf{P}^{(1)}$ et $\mathbf{P}^{(2)}$, pour un délai pompe-sonde fixé à 20 ns, en fonction du champ magnétique B_x . Les points expérimentaux sont reportés sur la figure 5.10.

Nous donnons dans le paragraphe suivant un modèle simple pour décrire la précession des orientations, afin d'obtenir à partir de ces courbes une détermination du rapport $P^{(1)}/P^{(2)}$, et la comparer à la valeur attendue dans un champ E_x connu.

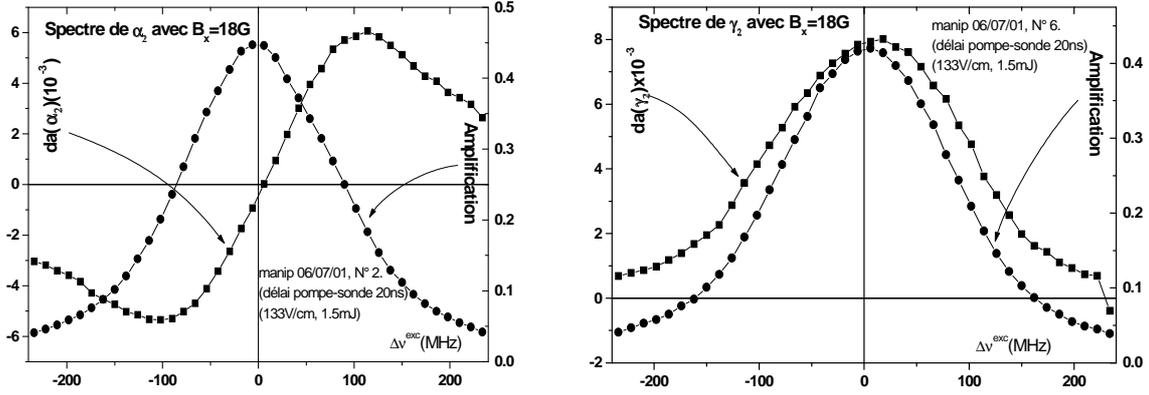


FIG. 5.9 – Détection de l'orientation $\mathbf{P}^{(1)}$: à gauche pouvoir rotatoire α_2 obtenu avec le polarimètre en mode linéaire ($\gamma_1 \pm \alpha_2$), à droite dichroïsme circulaire γ_2 obtenu avec le polarimètre en mode circulaire ($\gamma_2 \pm \alpha_1$). La polarisation sonde est fixée $\hat{\epsilon}^{pr} = \hat{x}$. On a retenu le signal de signature (E_x^{odd}, B_x^{odd})

(ii) *Modèle simplifié pour la précession*

La précession des orientations atomiques de l'état 7S est a priori compliquée à calculer à cause des durée finies et des profils temporels des impulsions pompe et sonde d'une part, et à cause de la relaxation d'autre part. Puisque le champ magnétique est appliqué pendant toute la durée des impulsions laser, les premiers atomes excités, au début de l'impulsion d'excitation, vont effectuer une précession plus importante que les derniers : les spins des différents atomes se placent en "éventail" et la résultante fournit l'orientation dans l'état 7S à un instant donné. De plus, la détection elle non plus n'est pas instantanée.

Nous donnons ci-dessous un modèle très simplifié, dans lequel nous négligerons la durée de l'impulsion sonde, et nous prendrons approximativement la relaxation en compte. Ces deux approximations sont cependant moins grossières qu'il paraît au premier abord dans la mesure où d'une part, aux amplification auxquelles nous opérons ($\mathcal{A} \simeq 0.5$ à 1), l'émission stimulée a effectivement lieu pendant une durée (quelques ns) courte devant la durée de l'impulsion sonde⁸ (20 ns), et d'autre part, nous mesurons expérimentalement un temps de relaxation de l'orientation long ($T_2 > 200$ ns) devant la durée de l'expérience. Nous prenons essentiellement en compte dans ce modèle l'effet d'éventail.

Notons T la durée de l'impulsion d'excitation, que l'on suppose ici rectangulaire⁹, et τ

⁸Cela est vrai surtout si l'intensité du faisceau sonde n'est pas faible devant l'intensité de saturation, ce qui correspond aux conditions dans lesquelles sont réalisées les mesures discutées ici.

⁹L'impulsion d'excitation a en réalité un profil dont on peut rendre compte avec la somme de trois gaussiennes décalées d'environ 6 ns, Cf complément du chapitre 2.

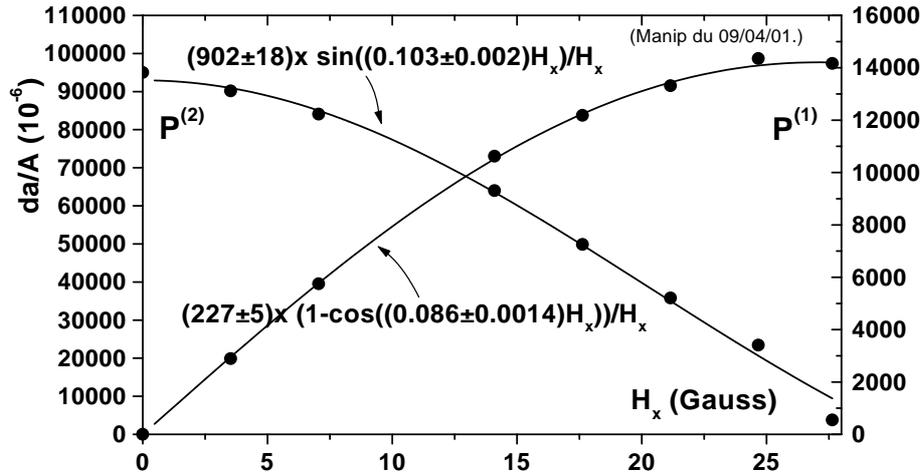


FIG. 5.10 – Précession de Larmor des orientations $\mathbf{P}^{(1)}$ et $\mathbf{P}^{(2)}$ dans le champ B_x . $\xi = \pm 1$, $I^{exc} = 0.9 \text{ mJ/impulsion}$, $\hat{e}^{pr} = \hat{x}$, délai pompe-sonde 20 ns, $E_x = 185 \text{ V/cm}$. Les courbes en trait plein sont des ajustements indépendants avec respectivement $\sin(\omega_L \tau) / \omega_L \tau$ pour $\mathbf{P}^{(2)}$ et $((1 - \cos(\omega_L \tau)) / \omega)$ pour $\mathbf{P}^{(1)}$.

le temps auquel on envoie l'impulsion sonde, supposée très courte.

- 1° cas : $\tau < T$

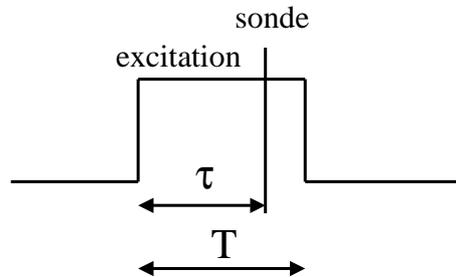


FIG. 5.11 – Modèle (très) simplifié pour la chronologie et le profil des tirs lasers. T est la durée de l'impulsion d'excitation, τ le délai entre le début de cette impulsion et l'instant, supposé ici très court devant T , de l'impulsion sonde.

- *Relaxation supposée négligeable*

La population dans la multiplicité $\{|7S, F' \rangle\}$ relaxe avec une constante de temps $T_1 = 48 \text{ ns}$, mais on néglige la relaxation de l'orientation dans l'état excité. On mesure

alors la composante longitudinale de l'orientation $\mathbf{P}^{(1)}$:

$$\mathbf{P}^{(1)}.\hat{z} = P^{(1)}.\frac{1}{\tau}\int_0^\tau \sin(\omega_L t)dt = P^{(1)}.\frac{1 - \cos(\omega_L \tau)}{\omega_L \tau} \quad (5.53)$$

Et la projection longitudinale de l'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$:

$$\mathbf{P}^{(2)}.\hat{z} = P^{(2)}.\frac{1}{\tau}\int_0^\tau \cos(\omega_L t)dt = P^{(2)}.\frac{\sin(\omega_L \tau)}{\omega_L \tau} \quad (5.54)$$

On peut par ailleurs mesurer l'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$ lorsqu'on n'applique pas de champ magnétique :

$$\mathbf{P}^{(2)}.\hat{z}(B_x = 0) = P^{(2)} \quad (5.55)$$

On utilise le rapport

$$\frac{P^{(2)}(B_x)}{P^{(2)}(B_x = 0)} = \frac{\sin(\omega_L \tau)}{\omega_L \tau} \quad (5.56)$$

pour déterminer $\omega_L \tau$, que l'on peut ensuite injecter dans

$$\boxed{\frac{P^{(1)}}{P^{(2)}} = \frac{P^{(1)}(B_x)}{P^{(2)}(B_x=0)} \times \frac{\omega_L \tau}{1 - \cos(\omega_L \tau)}} \quad (5.57)$$

-Effet de la relaxation des orientations :

Notons T_2 le temps de relaxation des orientations. On a alors :

$$\mathbf{P}^{(1)}.\hat{z} = P^{(1)}.\frac{1}{\tau}\int_0^\tau e^{-\frac{t}{T_2}} \sin(\omega_L t)dt \quad (5.58)$$

$$\mathbf{P}^{(2)}.\hat{z} = P^{(2)}.\frac{1}{\tau}\int_0^\tau e^{-\frac{t}{T_2}} \cos(\omega_L t)dt \quad (5.59)$$

En développant au premier ordre en τ/T_2 et en $1/\omega_L T_2$, on obtient :

$$\mathbf{P}^{(1)}.\hat{z} \simeq P^{(1)}\left(\frac{1 - \cos \omega_L \tau}{\omega_L \tau} + \frac{1}{\omega_L T_2}\left(\cos \omega_L \tau - \frac{\sin \omega_L \tau}{\omega_L \tau}\right)\right) \quad (5.60)$$

$$\mathbf{P}^{(2)}.\hat{z} \simeq P^{(2)}\left(\frac{1 - \cos \omega_L \tau}{(\omega_L \tau)(\omega_L T_2)} + \frac{\sin \omega_L \tau}{\omega_L \tau}\left(1 - \frac{\tau}{T_2}\right)\right) \quad (5.61)$$

Par rapport au cas $T_2 \rightarrow \infty$, on a donc, toujours au premier ordre en τ/T_2 et en $1/\omega_L T_2$

$$\mathbf{P}^{(1)}.\hat{z} = \mathbf{P}^{(1)}.\hat{z}(T_2 \rightarrow \infty) + \delta\mathbf{P}^{(1)}.\hat{z} \quad (5.62)$$

$$\frac{\delta\mathbf{P}^{(1)}.\hat{z}}{P^{(1)}} \simeq \frac{1}{\omega_L T_2}\left(\cos \omega_L \tau - \frac{\sin \omega_L \tau}{\omega_L \tau}\right) \quad (5.63)$$

et

$$\mathbf{P}^{(2)}. \hat{z} = \mathbf{P}^{(2)}. \hat{z}(T_2 \rightarrow \infty) + \delta \mathbf{P}^{(2)}. \hat{z} \quad (5.64)$$

$$\frac{\delta \mathbf{P}^{(2)}. \hat{z}}{P^{(2)}} \simeq \frac{1}{\omega_L T_2} \left(\frac{1 - \cos \omega_L \tau}{\omega_L \tau} - \sin \omega_L \tau \right) \quad (5.65)$$

Au même ordre, on peut estimer l'erreur relative faite sur la rapport $P^{(1)}/P^{(2)}$ avec la différence (5.63)-(5.65).

Pour évaluer cette erreur, on peut estimer le temps de relaxation T_2 en comparant les mesures de $\mathbf{P}^{(2)}. \hat{z}$ réalisées en champ magnétique nul ($\omega_L = 0$) à délai pompe-sonde $\tau = 6$ ns, puis à délai $\tau = 24$ ns. Dans ce cas, on obtient simplement :

$$\mathbf{P}^{(2)}. \hat{z}(B = 0, \tau) = P^{(2)} \left(1 - \frac{\tau}{2T_2} \right) \quad (5.66)$$

Expérimentalement, on mesure $\mathbf{P}^{(2)}. \hat{z}(B = 0, \tau = 24 \text{ ns}) \simeq 0.96 \times \mathbf{P}^{(2)}. \hat{z}(B = 0, \tau = 6 \text{ ns})$, et on déduit donc un ordre de grandeur du temps de relaxation : $T_2 \simeq (24 - 6)/(2 \times 0.04) = 225$ ns. Cette valeur justifie les approximations faites plus haut, puisque, avec le champ magnétique utilisé, on a $2\pi/\omega_L \simeq 26$ ns. Avec cette valeur de T_2 , la correction sur le rapport $P^{(1)}/P^{(2)}$ due à la relaxation des orientations, estimée avec (5.63) et (5.65) est positive et inférieure à 1% pour $0 < \tau < 15$ ns.

- 2° cas : $\tau > T$

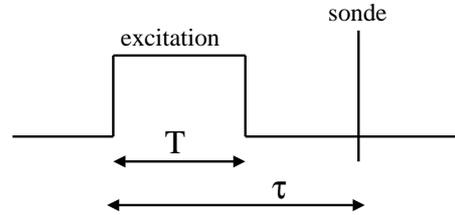


FIG. 5.12 – Modèle (très) simplifié pour la chronologie et le profil des tirs lasers.

On a cette fois pour la composante longitudinale de l'orientation $\mathbf{P}^{(1)}$:

$$\mathbf{P}^{(1)}. \hat{z} = \eta P^{(1)}. \frac{1}{\tau} \int_0^T \sin(\omega_L(\tau - t)) dt = \eta. P^{(1)}. \frac{\cos(\omega_L(\tau - T)) - \cos(\omega_L \tau)}{\omega_L \tau} \quad (5.67)$$

Et la composante longitudinale de l'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$:

$$\mathbf{P}^{(2)}. \hat{z} = \eta P^{(1)}. \frac{1}{\tau} \int_0^T \cos(\omega_L(\tau - t)) dt = \eta. P^{(2)}. \frac{\sin(\omega_L \tau) - \sin(\omega_L(\tau - T))}{\omega_L \tau} \quad (5.68)$$

Application à une calibration approchée du champ électrique E_x

Nous avons cherché à exploiter des mesures du rapport $P^{(1)}/P^{(2)}$ pour vérifier la compatibilité du champ électrique qu'on en déduit¹⁰ avec la valeur attendue d'après les calculs électrostatiques. On a en effet, d'après les Eqs. (5.8) et (5.7) :

$$\frac{P^{(1)}}{P^{(2)}} \times E_x = \frac{M_1}{\beta} \left(1 + g_F \frac{\beta}{\alpha}\right) \quad (5.69)$$

Dans un premier temps, nous avons mesuré les signaux de dichroïsme circulaire

$da/\mathcal{A}(B_x^{odd}, E_x^{odd}, \xi^{even})$ et $da/\mathcal{A}(B_x^{even}, E_x^{even}, \xi^{odd})$ correspondant respectivement aux orientations $\mathbf{P}^{(1)}$ et $\mathbf{P}^{(2)}$, en fonction de la valeur du champ magnétique B_x , pour un délai pompe-sonde fixé $\tau = 20$ ns.

Nous avons pu ajuster les données expérimentales relatives à $\mathbf{P}^{(1)}$ et $\mathbf{P}^{(2)}$ avec des équations du type (5.53) et (5.54) respectivement (voir Fig. 5.10). Les valeurs ajustées de $\omega_L \tau$ indépendamment pour $\mathbf{P}^{(1)}$ et $\mathbf{P}^{(2)}$ diffèrent d'environ 15%, ce qui traduit l'imperfection du modèle. Nous avons ensuite mesuré les rapports $P^{(1)}/P^{(2)}$ pour un délai pompe-sonde fixé $\tau = 8$ ns, un champ magnétique fixé $B_x = 24$ G, en fonction du champ électrique. On réalise 3 mesures pour chaque valeur de champ électrique :

$$\mathbf{P}^{(1)}. \hat{z}(B_x) : \frac{da}{\mathcal{A}}(B_x^{odd}, E_x^{odd}, \xi^{even})(B_x = 24 \text{ G}) \quad (5.70)$$

$$\mathbf{P}^{(2)}. \hat{z}(B_x) : \frac{da}{\mathcal{A}}(B_x^{even}, E_x^{even}, \xi^{odd})(B_x = 24 \text{ G}) \quad (5.71)$$

$$\mathbf{P}^{(2)}. \hat{z}(B_x = 0) : \frac{da}{\mathcal{A}}(B_x^{even}, E_x^{even}, \xi^{odd})(B_x = 0) \quad (5.72)$$

et on détermine le rapport $P^{(1)}/P^{(2)}$ selon la démarche exposée précédemment (Eqs. (5.56) et (5.57)). Les rapports $P^{(1)}/P^{(2)} \times E_x^{nom}$ obtenus pour un ensemble de valeurs du champ électrique nominal E_x^{nom} entre 150 V/cm et 350 V/cm ($E_x^{nom}(V/cm) = 1.235 \times U(V)$ résulte d'un calcul numérique à partir de la géométrie et des constantes diélectriques) sont compatibles avec une constante comme attendu, et en traitant statistiquement ces données, on obtient :

$$P^{(1)}/P^{(2)} \times E_x^{nom} = (-33 \pm 1.0) V/cm \quad (5.73)$$

La valeur attendue (5.69) est

$$P^{(1)}/P^{(2)} \times E_x^{nom} = (-29.1 \pm 0.3) V/cm \quad (5.74)$$

¹⁰Données du 26/01/01.

et on déduit une calibration du rapport (5.73)/(5.74) :

$$E_x = (0.89 \pm 0.05(stat)) \times E_x^{nom}$$

Expérimentalement, nous avons pris soin de minimiser la réflexion du faisceau d'excitation sur la fenêtre de sortie de la cellule (voir § 3.4.4). Rappelons en effet que l'orientation $\mathbf{P}^{(1)}$ est impaire dans le renversement de \mathbf{k}^{ex} , et que sans cette précaution, on sous-estime facilement $P^{(1)}$ de plusieurs pour cent.

L'incertitude ne prend pas en compte les limites du modèle :

-le profil temporel de l'impulsion d'excitation n'est pas carré, mais ajustable par trois gaussiennes décalées de 6ns,

-le profil temporel de l'impulsion sonde est en fait un rectangle de durée 20ns, et l'émission stimulée se produit pendant un temps fini, connu en champ magnétique nul (typiquement 8 ns), au début de l'impulsion sonde¹¹. Ce temps est vraisemblablement rallongé lorsqu'on applique $B_x = 24$ G du fait de l'élargissement spectral.

On note que l'angle de précession obtenu, $\omega_L \tau \simeq 1.54$ rad (*via* Eq.(5.56)) correspond à un temps $\tau = 29$ ns surprenamment long et inconsistant avec les hypothèses de départ. Pour comprendre l'origine de ce désaccord, on peut noter que le modèle simplifié omet de prendre en compte un effet important : c'est la même onde qui agit sur tous les atomes entre le début et la fin de l'impulsion laser, alors que l'approche simple suivie ici suppose que les atomes portés dans l'état 7S à des instants différents sont excités par une succession d'impulsions de champ laser non corrélées. Dans un calcul rigoureux, on peut traiter le problème en passant en représentation d'interaction pour le hamiltonien du système à deux niveaux + hamiltonien Zeeman, et en traitant la perturbation due au laser résonnant à l'ordre le plus bas causant un effet (2^{nd} ordre). Le calcul montre que dans l'évolution des orientations intervient la transformée de Fourier de l'enveloppe du champ laser d'excitation, prise à la fréquence de Larmor $\omega_L/2\pi$. Or la durée de l'impulsion d'excitation est telle que $\omega_L T_{ex}$ n'est pas petit devant 1, ce qui implique des différences non négligeables avec le modèle d'excitations non corrélées. En particulier ce calcul prédit que le maximum de $P^{(1)}$ et le zéro de $P^{(2)}$ se produisent au même instant, ainsi qu'il est observé expérimentalement.

D'un point de vue pratique, nous n'avons pas eu le temps de développer la solution rigoureuse prenant en compte la valeur de tous les paramètres de l'expérience mais par contre, comme nous le verrons à la fin de ce chapitre, nous avons réussi à mettre en place une autre détermination polarimétrique du champ électrique, qui exploite des orientations

¹¹Une détermination du temps caractéristique de la durée de l'émission stimulée a été obtenue à partir de mesures de précession de Larmor de l'alignement Stark, en configuration longitudinale. A délai court, on obtient typiquement 8 ns, avec un champ magnétique $B_z = 1$ G.

longitudinales, mesurées en champ magnétique nul, et dont l'exploitation est exempte de tout effet de précession.

c. Autres conséquences de l'application d'un champ magnétique

(i) *Perturbation de la transition sonde par un champ magnétique transverse : effet Cotton-Mouton*

L'effet le plus simple engendré par l'application d'un champ magnétique est la levée de dégénérescence par effet Zeeman. La perturbation de la transition sonde par le champ B_x amène à distinguer entre les configurations $\hat{\epsilon}^{pr} \parallel \hat{B}$ et $\hat{\epsilon}^{pr} \perp \hat{B}$.

Nous avons donc enregistré les spectres de biréfringence linéaire (effet α_3) et du dichroïsme plan associé (effet γ_3) qui apparaissent en présence du champ magnétique B_x (voir Fig. 5.13). On utilise une polarisation d'excitation plane $\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{x}$, on bascule la polarisation sonde entre $\hat{\epsilon}^{pr} = \hat{X}$ et $\hat{\epsilon}^{pr} = \hat{Y}$. On retient le signal de signature $((\frac{\lambda}{2})_{pr}^{odd}, B_x^{even}, E_x^{even})$ avec le polarimètre circulaire ($\gamma_2 \pm \alpha_3$) pour extraire le signal de biréfringence, et la signature $((\frac{\lambda}{2})_{pr}^{even}, B_x^{even}, E_x^{even})$ avec le polarimètre en mode linéaire ($\gamma_3 \pm \alpha_2$) pour le signal de dichroïsme.

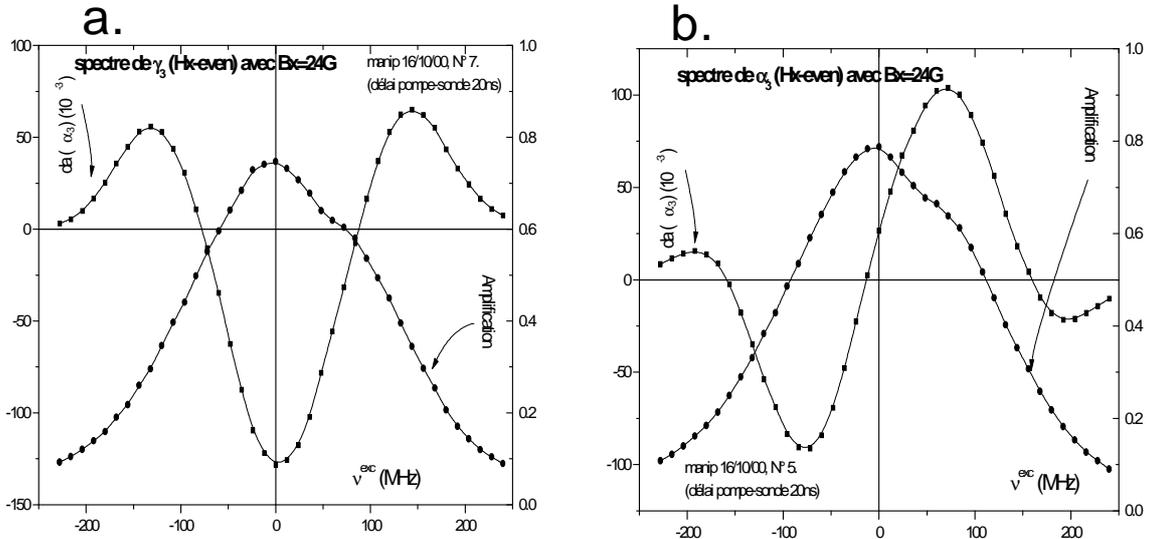


FIG. 5.13 – a. Dichroïsme linéaire d'axes (\hat{x}, \hat{y}) , b. biréfringence linéaire d'axes (\hat{x}, \hat{y}) observés lors de l'application du champ magnétique B_x .

Interprétation qualitative en terme d'effet Zeeman sur la transition sonde :

On peut interpréter facilement l'allure des spectres de γ_3 et α_3 présentés sur la figure

5.13, en prenant seulement en compte la levée de dégénérescence Zeeman sous l'effet du champ magnétique. Nous nous limiterons à une approche très simplifiée, en considérant une transition $J = 0 \rightarrow J = 1$.

Pour prendre en compte simplement la levée de dégénérescence, on décompose la polarisation du faisceau sonde $\hat{\epsilon}^{pr} = \hat{x}, \hat{y}$ suivant la base standard, avec l'axe de quantification choisi suivant le champ magnétique. La figure 5.14 ci-dessous précise les notations.

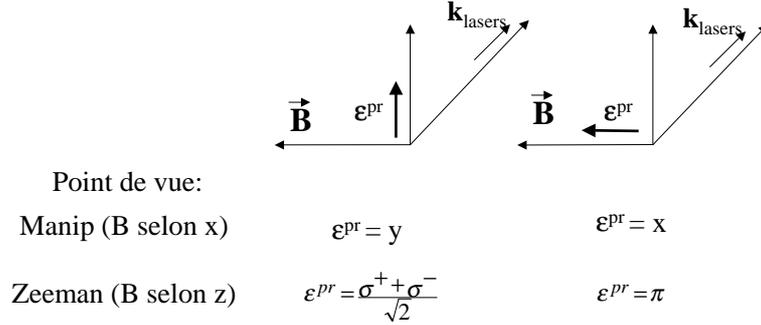


FIG. 5.14 – Notations pour les axes : dans le point de vue de l'expérience, les faisceaux se propagent suivant z . Il est plus facile de choisir l'axe z suivant le champ magnétique pour traiter l'effet Zeeman.

On peut alors tracer simplement le profil d'absorption pour un faisceau sonde de polarisation \hat{x} ou \hat{y} (voir Fig. 5.15). On obtient le spectre de dichroïsme (effet γ_3) en prenant la différence entre les spectres d'absorption (amplification) pour ces deux polarisations (Fig. 5.16). Le spectre de droite sur cette même figure est obtenu en prenant la dérivée du spectre de gauche, ce qui donne une bonne approximation de la partie réelle de l'indice à partir de sa partie imaginaire.

Remarque : si l'on change le signe du champ magnétique, on inverse seulement le rôle des polarisations σ^+ et σ^- , et on s'attend donc à ne rien changer sur les spectres de γ_3 et de α_3 . Expérimentalement, nous observons effectivement des effets pairs dans le renversement de B_x .

Bien que ce modèle soit très rudimentaire, on constate qu'il rend compte de l'allure des spectres expérimentaux (comparer les Figs. 5.13 et 5.16). Une première amélioration serait la prise en compte des multiplicités réellement en jeu : $F = 5$ pour le niveau $6P_{3/2}$ et $F = 4$ pour le niveau $7S_{1/2}$. Il faudrait de plus prendre en compte la perturbation des fonctions d'onde.

En pratique, nous avons choisi pour la suite de n'utiliser que la polarisation sonde

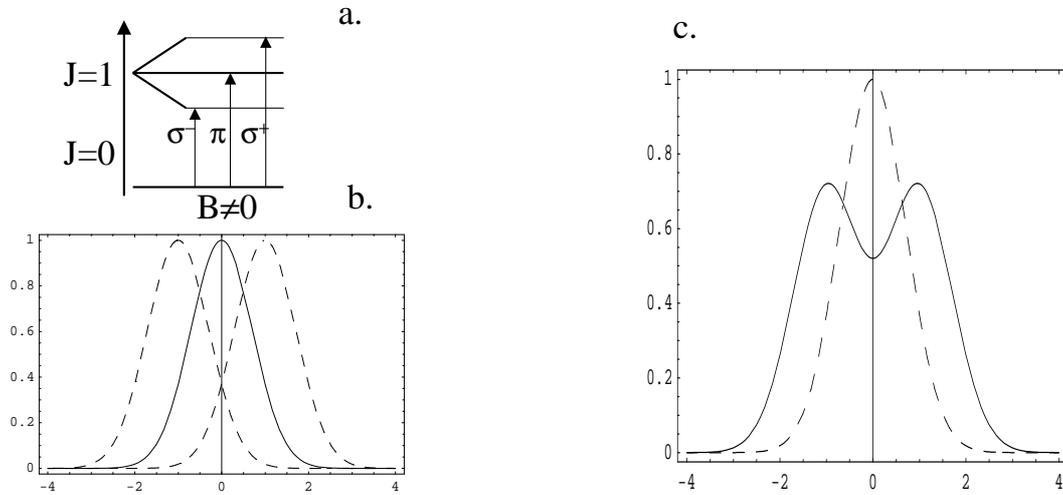


FIG. 5.15 – a. Levée de dégénérescence Zeeman. b. Profils d'absorption pour les 3 polarisations sonde σ^- , π , σ^+ (les courbes utilisées sont des gaussiennes). c. Profils d'absorption pour les polarisations planes $\hat{e}^{pr} = \frac{\sigma^+ + \sigma^-}{\sqrt{2}}$ (en trait continu) et $\hat{e}^{pr} = \pi$ (en pointillé).

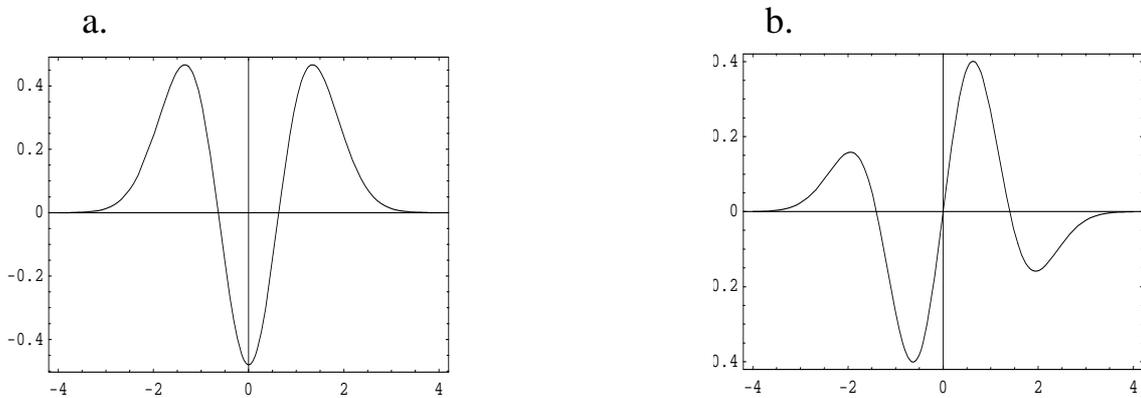


FIG. 5.16 – a. Dichroïsme plan γ_3 obtenu en traçant la différence d'absorption pour les deux polarisations du faisceau sonde (\hat{x} et \hat{y} dans le point de vue habituel de l'expérience). b. En traçant la dérivée (multipliée par $1/\pi$), on obtient une bonne approximation de la biréfringence α_3 associée. L'allure de ces courbes, tracées avec un modèle très simplifié en particulier concernant l'algèbre angulaire, rend compte qualitativement des spectres expérimentaux (voir Fig.5.13).

parallèle au champ magnétique appliqué, pour laquelle la situation est identique à celle sans champ magnétique. La conséquence est que l'on ne dispose plus du basculement qui permet de discriminer entre effet γ_2 et α_1 . Cela n'est pas un réel handicap dans la mesure où il n'y a pas de source de signal α_1 , ce que nous avons pu vérifier en enregistrant le signal bidifférentiel du polarimètre dans la configuration où il est sensible à α_1 au premier ordre.

(ii) *Observation de l'orientation \mathbf{P}_{hf}^\times*

Nous avons enregistré le profil spectral du dichroïsme circulaire γ_2 associé à l'orientation \mathbf{P}_{hf}^\times , créée transversalement, en présence d'un champ magnétique B_x , avec une polarisation d'excitation $\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{X}, \hat{Y}$. On bascule la polarisation plane du laser d'excitation, la polarisation sonde est fixe $\hat{\epsilon}^{pr} = \hat{x}$.

Le spectre de dichroïsme associé, extrait grâce à sa signature ($(\hat{\epsilon}^{ex})^{odd}, B_x^{even}, E_x^{even}$) (voir Fig. 5.17) révèle le signal prédit par le calcul (cf Tab.5.4), avec une forme spectrale essentiellement dispersive, parce que la largeur de raie est sub-Doppler (environ 4 fois plus étroite que pour la détection par fluorescence)(voir p.132 l'expression de \mathbf{P}_{hf}^\times).

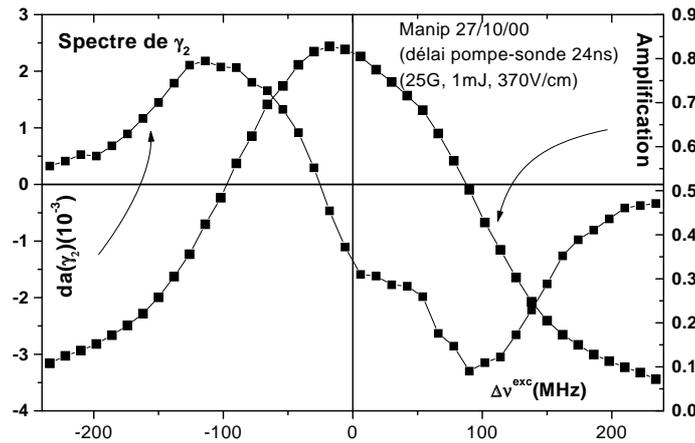


FIG. 5.17 – Détection de l'orientation \mathbf{P}_{hf}^\times : on notera la grande composante dispersive sur ce signal de dichroïsme $da(\gamma_2)$. Excitation plane $\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{X}, \hat{Y}$, signature retenue ($(\hat{\epsilon}^{ex})^{odd}, B_x^{even}, E_x^{even}$).

Pour cette raison, cette orientation, candidate potentielle pour calibrer l'orientation PV, n'est en fait pas adéquate à cause de sa grande sensibilité aux désaccords des lasers.

(iii) *Élargissement et déformation de la résonance d'amplification*

Cet effet apparaît nettement si l'on compare les spectres d'amplification des figures 5.13 et 5.17 où $B_x = 24\text{ G}$ à ceux des figures 5.5 et 5.6 où $B_x = 0\text{ G}$. L'élargissement est dû à l'effet Zeeman non résolu mis en jeu. La déformation (épaulement du côté $\Delta\nu^{ex} > 0$) s'interprète par la perturbation au second ordre dans le champ B_x (effet Back-Goudsmit

[75]) dans la multiplicité $\{|6P_{3/2}, F = 5 \rangle\}$. Dans les domaines de champ magnétique où $g_J g_F \mu_B B$ n'est plus très petit devant l'écart hyperfin, on attend une dissymétrie $m_F, -m_F$ dans les écarts d'énergie : $E(F, m_F) - E(F, m_F - 1) \neq E(F, -m_F) - E(F, -m_F + 1)$. Dans notre cas¹², avec $g_{J=3/2} = 4/3$, $g_{F=5} = 3/10$, on obtient un écart Zeeman maximal $(E(6P_{3/2}, m_F = 5) - E(6P_{3/2}, m_F = -5))/h = 134$ MHz pour $B = 24$ G, à comparer avec l'écart hyperfin de 250 MHz entre $F=5$ et $F=4$.

Justifions l'apparition et la position de l'épaule observé sur le spectre d'amplification représenté Fig. 5.17. Les sous-niveaux Zeeman $m_F < 0$, dont l'énergie en champ faible décroît linéairement avec le champ appliqué, voient leur énergie globalement remonter et les écarts entre m_F négatifs différents se rapprocher lorsque le champ magnétique devient plus fort. En simplifiant, la contribution de l'ensemble des m_F négatifs ou petits est centrée sur une fréquence, tandis que celle des m_F grands reste décalée. On attend donc un épaulement créé par la contribution des quelques m_F grands (décalée) ajoutée à la contribution de tous les autres (à peu près sur une même fréquence). Pour les atomes dont le décalage Zeeman est positif dans le niveau $6P_{3/2}$, la fréquence de la transition sonde est diminuée. Puisque le laser sonde a une fréquence fixe (asservissement sur la classe de vitesse nulle dans une cellule externe), ces atomes sont résonnants s'ils ont une vitesse $v_z > 0$, telle que l'effet Doppler compense l'effet Zeeman. En conséquence, il faut décaler le laser d'excitation de $\Delta\nu^{ex} > 0$ pour exciter ces atomes. Nous concluons que l'épaule doit être du côté $\nu^{ex} > 0$, ce qui est observé sur les spectres.

5.3.5 Application d'un champ B_z

a. Effet Faraday sur la transition sonde

La mesure du pouvoir rotatoire associé à l'effet Faraday, dans la configuration de champ électrique longitudinal, permet une mesure atomique précise du champ magnétique longitudinal pendant les acquisitions. Cet effet peut aussi s'avérer utile en configuration transverse. Nous avons donc cherché à étalonner en présence d'un grand champ magnétique B_x , cet effet que nous connaissons bien en champ $B_x = 0$.

Les spectres de biréfringence circulaire (effet α_2) et de dichroïsme circulaire (effet γ_2), impairs dans le renversement d'un champ B_z de 1 G, enregistrés en présence d'un champ magnétique transverse de 24 G, sont présentés sur la figure 5.18.

Les signaux sont les mêmes qu'en champ $B_x = 0$, seule leur amplitude est réduite,

¹²Les facteurs de Landé sont définis par $\langle \mathbf{L} + 2\mathbf{S} \rangle_J = g_J \mathbf{J}$ et $\langle \mathbf{J} \rangle_F = g_F \mathbf{F}$. On rend compte de la structure hyperfine du niveau $6P_{3/2}$ avec la perturbation $A\mathbf{I}\cdot\mathbf{J}$, $A = 50$ MHz.

Atom.	$(\frac{\lambda}{4})_{det}^{xy}$	$(\frac{\lambda}{2})_{det}^{bis}$	$(\frac{\lambda}{2})_{pr}^{bis}$	$(\frac{\lambda}{2})_{exc}^{bis}$	$(\frac{\lambda}{4})_{exc}^{xy}$	B_x	E_x	$(\frac{\lambda}{2})_{det}$	$(\frac{\lambda}{2})_{exc}$	$(\frac{\lambda}{2})_{pr}$
$P^{(2)}$	ON	OFF	OFF	OFF	ON	+	+	-	-	+
$P^{(1)}$	ON	OFF	OFF	OFF	OFF	-	-	-	ON^*	+
$P^{(0)}$	ON	OFF	OFF	OFF	ON	+	+	-	-	+
$P_{hf}^{(\times)}$	ON	OFF	ON	ON	OFF	+	+	-	-	+

TAB. 5.9 – Résumé des configurations polarimétriques utilisées en configuration de champ électrique transverse pour détecter le dichroïsme circulaire γ_2 . Les 5 premières colonnes précisent la configuration polarimétrique qui maximise le signal recherché, et les cinq dernières indiquent la signature dans les paramètres basculables. Le signe + ou - désigne la signature paire ou impaire dans le basculement de la grandeur en question, ON^* signifie que l'effet est non nul seulement avec la lame dans le faisceau. Les orientations $P^{(1)}$ et $P_{hf}^{(\times)}$ ne sont détectables qu'en présence d'un champ B_x ; c'est la projection selon z , après précession de Larmor que l'on détecte avec les configurations et les signatures ci-dessus.

de 34%. Cette réduction est attendue parce qu'une contribution au signal $\alpha_2(B_z^{odd})$ vient d'une orientation longitudinale, créée dans l'état 7S, qui disparaît par précession dans le champ B_x transverse.

b. Dichroïsme circulaire sur la transition d'excitation

La perturbation des fonctions d'onde $|6S\rangle$ et $|7S\rangle$ par un champ magnétique longitudinal engendre une composante de la population 7S proportionnelle à l'hélicité du faisceau d'excitation. L'effet, qui en grandeur relative est particulièrement important sur les transitions telles que $\Delta F = \pm 1$ [70], doit se manifester par une différence d'amplification pour les deux hélicités excitatrices de signes opposés (noté CD pour Circular Dichroism).

Nous n'avons pas cherché à réaliser une mesure précise, mais à exploiter cet effet pour déterminer le signe de l'hélicité du faisceau d'excitation.

On excite la transition $6S_{1/2, F=3} \rightarrow 7S_{1/2, F=4}$ avec une polarisation circulaire, d'hélicité basculable, d'abord avec $+B_z$, puis avec $-B_z$ ($\pm 10.4G$). On retient la contribution de l'amplification sur la transition $7S_{1/2, F=4} \rightarrow 6P_{3/2, F=5}$ qui est impaire à la fois dans les renversements de ξ et de B_z :

$$CD \equiv \frac{\mathcal{A}(B_z, \xi) - \mathcal{A}(B_z, -\xi) - \mathcal{A}(-B_z, \xi) + \mathcal{A}(-B_z, -\xi)}{\mathcal{A}(B_z, \xi) + \mathcal{A}(B_z, -\xi) + \mathcal{A}(-B_z, \xi) + \mathcal{A}(B_z, -\xi)} \quad (5.75)$$

Nous avons obtenu des valeurs plus petites que celle observée sur les signaux de fluorescence en excitant la transition 6S-7S en continu, avec un écart qui décroît lorsque l'on désature la transition sonde.

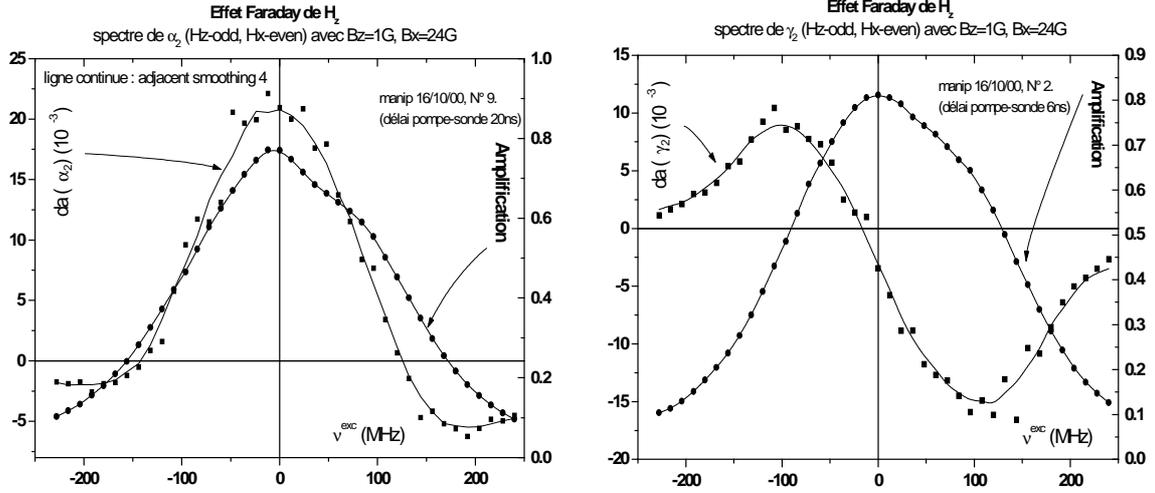


FIG. 5.18 – Effet Faraday dû au champ magnétique longitudinal. Spectres de biréfringence et dichroïsme circulaires enregistrés en présence du champ magnétique B_x appliqué pour les mesures d'orientations créées transversalement. Excitation plane. Polarimètre a) linéaire ($\gamma_1 \pm \alpha_2$), b) circulaire ($\gamma_2 \pm \alpha_3$).

$$CD^{exp} \simeq 0.079 \text{ pour } I \simeq I_{sat}/2$$

$$CD^{exp} \simeq 0.086 \text{ pour } I \simeq I_{sat}/5$$

On attend $CD = 0.099$ d'après les mesures réalisées en continu [70].

Bien que la transition sonde ne soit pas encore complètement désaturée, les valeurs obtenues sont proches des valeurs attendues, et on peut donc très largement utiliser leur signe pour en déduire le signe absolu de l'hélicité du faisceau d'excitation, connaissant par ailleurs le signe du champ B_z :

On a trouvé $CD < 0$ pour $+B_z > 0, +\xi$, or

$$CD^{the} = +0.097 \xi / 10G$$

donc $\xi = -1$ dans le premier état (lampe $(\frac{\lambda}{2})_{ex} - OFF$) dans cette mesure¹³.

Ce signe est par ailleurs en accord avec le signe mesuré pour le rapport $P^{(1)}/P^{(2)}$, connaissant le signe du champ électrique.

5.3.6 Conclusion

Nous retiendrons de cette étude que pour des mesures précises en configuration de champ électrique transverse, il est nettement préférable d'imposer un délai pompe-sonde

¹³Mesures du 30/10/00.

tel que les impulsions du laser d'excitation et du laser sonde ne se recouvrent pas. On élimine ainsi les déformations spectrales induites par des déplacements lumineux. On utilisera en pratique un délai de 20 ns pour la suite des expériences, délai pour lequel l'amplification du faisceau sonde (la population 7S) reste importante ($\simeq 80\%$ du maximum). Compte tenu de ce délai, le champ magnétique nécessaire pour réaliser une précession de $\pi/2$ des orientations est de 28 G ce qui est accessible avec les bobines actuellement sur le montage.

L'étude des effets autres que le dichroïsme circulaire montre que la perturbation de la transition sonde par le champ magnétique B_x appliqué nous conduit pour l'instant à n'exploiter que la polarisation sonde parallèle à ce champ magnétique.

Par ailleurs, l'étude des spectres des dichroïsmes correspondants à $\mathbf{P}^{(1)}$ et \mathbf{P}_{hf}^\times impose le choix de l'orientation $\mathbf{P}^{(1)}$, moins sensible à un décalage en fréquence que l'orientation \mathbf{P}_{hf}^\times , pour calibrer l'orientation $\mathbf{P}^{(PV)}$.

Enfin, nous avons pu tester la méthode de détection des orientations par polarimétrie pompe-sonde en régime impulsionnel. D'abord sans champ magnétique, nous avons mesuré l'orientation longitudinale $\mathbf{P}^{(2)}$, puis en exploitant la précession de Larmor, le rapport $P^{(1)}/P^{(2)}$. Rappelons que l'orientation $\mathbf{P}^{(1)}$ résulte de l'interférence entre une amplitude associée au dipôle Stark et une amplitude associée au dipôle magnétique M_1 qui équivaut à un dipôle électrique seulement de l'ordre de $10^{-7}e.a_o$.

5.4 Mesures atomiques du champ électrique transverse

Une mesure du champ électrique appliqué pendant le tir du laser d'excitation est *indispensable* dans l'expérience en configuration longitudinale, puisque l'on calibre un effet linéaire en E_z (l'alignement PV) avec un effet quadratique (alignement Stark). Une mesure de violation de parité en configuration longitudinale donne en effet accès au rapport $\Im m E_1^{PV}/\beta E_z$. Dans l'expérience en champ transverse, on se propose de calibrer l'orientation $\mathbf{P}^{(PV)}$ avec l'orientation $\mathbf{P}^{(1)}$. Les deux orientations sont linéaires en E_x , qui s'élimine donc dans le rapport. Il est néanmoins utile de contrôler que le champ électrique a une valeur proche de celle attendue d'après les calculs électrostatiques, lesquels mettent en jeu, outre la géométrie du montage, des constantes diélectriques dans des conditions de température et à des fréquences où les valeurs ne sont pas connues très précisément. Il est clair cependant que l'indétermination sur les valeurs précises des constantes diélectriques n'empêche pas de déterminer par le calcul la qualité de l'homogénéité du champ pour la

Cellule	Date	Amp	$\hat{\epsilon}^{exc}$	I^{exc}	Sat. Sonde	$T_{res}(^{\circ}C)$	$T^{cell}(^{\circ}C)$	HT(V)
Sark 3 (E_z)	20/12/99	0.55	$\hat{\epsilon}^{exc} \parallel \hat{\epsilon}^{pr}$	0.92 mJ	950 mV	141	243	9900
Sark 5 (E_x)	22/09/00	0.55	$\hat{\epsilon}^{exc} = \hat{y}$	0.62 mJ	700 mV	141	225	1800

TAB. 5.10 – Conditions expérimentales des mesures d'amplification du faisceau sonde sur la transition 3-4-5, pour la détermination du champ électrique.

géométrie de notre montage, ce qui est un point effectivement important. Par ailleurs, des composantes non attendues dans le champ électrique qui ne sont pas dues à la géométrie imparfaite mais à une charge d'espace, peuvent être sources de nouveaux effets à prendre en compte pour évaluer le niveau des effets systématiques correspondants.

5.4.1 Mesures d'amplification

Une première estimation de la valeur du champ électrique dans la configuration de champ transverse peut être obtenue en comparant les amplifications du faisceau sonde mesurées dans des conditions expérimentales assez proches de celles où on l'a mesurée dans la configuration de champ électrique longitudinal.

Le tableau 5.10 rassemble les conditions expérimentales dans lesquelles ont été réalisées les mesures d'amplification dans les deux configurations différentes de champ électrique.

En prenant pour le champ électrique E_z dans la cellule Sark3 celui correspondant au calcul électrostatique pour la tension appliquée, on obtient à partir de ces mesures

$$\begin{aligned}
 E_x(Sark5) &= (1.850 \text{ kV/cm}) \times \sqrt{\frac{0.55 \cdot 0.92}{0.62 \cdot 0.55}} \\
 &= 2.250 \text{ kV/cm}
 \end{aligned}
 \tag{5.76}$$

L'incertitude sur cette estimation du champ dans la cellule Sark 5 est de l'ordre de 15 %, et cette première détermination, $E_x(\text{V/cm}) = (1.25 \pm 0.20) \times U(\text{V})$ est bien compatible avec la valeur calculée ($1.236 \times U$).

5.4.2 Mesures par polarimétrie atomique :

a. Quel signal pour mesurer E_x ?

Nous avons vu que l'on accède aux orientations électroniques en évaluant les doubles déséquilibres normalisés, divisés par l'amplification : $\mathbf{P} = da/\mathcal{A}$. On peut donc *a priori* chercher à exploiter l'orientation $\mathbf{P}^{(1)}$ qui est inversement proportionnelle au champ électrique

E_x appliqué, et en déduire le champ électrique E_x en utilisant les valeurs des polarisabilités α et β et des dipôles magnétiques M_1 et M_1^{hf} , maintenant connus au niveau de quelques 10^{-3} [22].

La mesure de E_x n'est cependant pas directe du fait que l'orientation $\mathbf{P}^{(1)}$ est créée transversalement, selon \hat{y} , de telle sorte qu'on doit faire précesser $\mathbf{P}^{(1)}$ pour en obtenir une composante longitudinale. Il faut donc utiliser un modèle pour la précession de Larmor de l'orientation et de sa détection par émission stimulée. C'est ce que nous avons fait au § 5.3.4, où nous avons alors précisé les limites du modèle utilisé. Un modèle plus réaliste est en cours d'élaboration.

Si l'on veut se passer d'un modèle, il faut exploiter une autre orientation, de grandeur connue, et créée selon la même direction que $\mathbf{P}^{(1)}$ de façon à ce qu'elle précesse dans le champ B_x de manière identique. L'orientation $\mathbf{P}_{hf}^{(\times)}$ créée dans le champ B_x selon la même direction que $\mathbf{P}^{(1)}$, semblerait un bon candidat. Malheureusement $\mathbf{P}_{hf}^{(\times)}$ a pour origine le mélange hyperfin des fonctions d'onde en présence de B_x , et possède une grande composante dispersive (§ 5.3.4.c (ii)), qui n'est pas favorable à une mesure précise.

Finalement, nous avons choisi une toute autre approche qui elle consiste à calibrer le signal différentiel polarimétrique da associé à l'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$ ($\propto E_x^2$) à l'aide de celui correspondant à l'orientation $\mathbf{P}^{(0)}$ ($\propto M_1^2$), détectée **en champ électrique nul**. Ces orientations sont toutes deux créées longitudinalement, en polarisation d'excitation circulaire et champ magnétique nul.

b. Principe de la mesure exploitant une calibration en champ électrique nul

Alors que sur le signal d'amplification \mathcal{A} , la transition 6S-7S en champ nul (donc associée à M_1 seul) est inobservable car noyée dans la transition induite par collisions entre atomes Cs, ce n'est plus le cas pour le signal différentiel polarimétrique da si la population 7S est orientée avec une polarisation d'excitation circulaire. La population orientée (orientation $P^{(2)}$ en champ E_x , et $P^{(0)}$ en champ électrique nul) est source de dichroïsme circulaire γ_2 de signature ξ^{odd} pour le faisceau sonde, et par suite d'un double déséquilibre $da(\xi^{odd})$. Si l'on choisit la même transition sonde ($7S_{1/2, F=4} \rightarrow 6P_{3/2, F=5}$), le rapport $da(P^{(2)})/da(P^{(0)})$ des signaux en champ E_x et en champ électrique nul, on élimine de manière précise le facteur de proportionnalité du signal da aux orientations atomiques. Ce rapport est donné par E_x^2/M_1^2 , à un facteur proche de 1 évalué par algèbre angulaire.

Notons que considérer le signal da , exploité ici au lieu du rapport da/\mathcal{A} , est l'équivalent pour une expérience où l'on excite la transition 6S-7S en continu, avec détection par fluorescence, de considérer le signal de fluorescence polarisée et non pas le rapport de l'intensité de fluorescence polarisée à l'intensité de fluorescence totale, *i.e.* non polarisée [76].

S'il est préférable d'utiliser la même transition sonde, on peut par contre choisir des transitions d'excitation différentes pour mesurer $\gamma_2(\mathbf{P}^{(2)})$ d'une part et $\gamma_2(\mathbf{P}^{(0)})$ d'autre part. En champ électrique transverse E_x , l'orientation $P^{(2)}$ est non nulle dans le seul cas des transitions $\Delta F = 0$. Au contraire, en champ E_x nul, les transitions $\Delta F = \pm 1$ sont plus favorables : (i) population orientée plus grande (ainsi l'excitation $F = 3 \rightarrow F' = 4$ est 10 fois plus intense que $F = 4 \rightarrow F' = 4^{14}$) et (ii) suppression (ou absence) de la sensibilité aux éventuels champs électriques transverses résiduels contrastant avec la grande sensibilité dans le cas des transitions $\Delta F = 0$, où quelques volts par centimètre simulent M_1 .

En définitive, on considère donc connus α , β , M_1 et M_1^{hf} , et on déduit le champ électrique de la mesure du rapport

$$\frac{da(\mathbf{P}^{(2)})(\Delta F = 0)}{da(\mathbf{P}^{(0)})(\Delta F = 1)} \propto E_x^2 \quad (5.77)$$

où $\Delta F \equiv F' - F$ correspond à l'excitation $|6S, F\rangle \rightarrow |7S, F'\rangle$, et les da sont les doubles déséquilibres normalisés (eq. 5.45), avec la signature correspondant aux dichroïsmes circulaires $\gamma_2(\mathbf{P}^{(2)})$ et $\gamma_2(\mathbf{P}^{(0)})$, c'est-à-dire $(\xi^{odd}, \frac{\lambda}{2}_{pr}^{even}, \frac{\lambda}{2}_{det}^{odd})$.

On calcule les valeurs attendues à partir des formules (5.7)(5.9) et (5.10) du § 5.2.1. Les rapports attendus pour les transitions étudiées dans la suite sont rassemblés dans le tableau 5.11.

Le couple le plus adapté du point de vue du rapport signal sur bruit est la combinaison du signal $da(\mathbf{P}^{(2)})$ sur la transition "4-4-5" et $da(\mathbf{P}^{(0)})$ sur la transition "3-4-5". Néanmoins, dans le but d'obtenir des recoupements, nous avons aussi exploité d'une part le couple $da(\mathbf{P}^{(2)})$ sur la transition "3-3-2" et $da(\mathbf{P}^{(0)})$ sur la transition "4-3-2", et d'autre part nous avons mesuré les rapports $da(\mathbf{P}^{(0)})(\Delta F = 0)/da(\mathbf{P}^{(0)})(\Delta F = \pm 1)$.

c. Une précaution indispensable pour les mesures en champ électrique nul : mesurer le fond polarisé ("background") :

Parce que les mesures en champ électrique nul ne permettent évidemment pas de bénéficier du basculement $E \leftrightarrow -E$, et que les signaux sont faibles (la transition 6S-7S est très interdite), il est indispensable de mesurer le "fond polarisé", c'est-à-dire le signal de dichroïsme ne provenant pas de l'excitation résonnante de la transition 6S-7S, mais qui possède par ailleurs la signature du signal recherché : un dichroïsme circulaire impair dans le renversement de l'hélicité du faisceau d'excitation (effet $\gamma_2(\xi - odd)$). On mesure donc systématiquement le signal $\gamma_2(\xi - odd)$ "hors résonance", en désaccordant de quelques gigahertz le faisceau d'excitation, et on soustrait cette valeur à celles mesurées à résonance.

¹⁴Voir Eq.5.9 et rappelons que $g_{34} = 7/8$ alors que $g_{44} = 1/8$.

<i>Sonde sur 4 – 5</i>	$\frac{da(\mathbf{P}^{(2)})(44)}{da(\mathbf{P}^{(0)})(34)}$	$= -\frac{\alpha\beta E_x^2}{g_{34}(M_1 + M_1^{hf})^2}$	$= 9.11 \times 10^{-3}(E_x(\text{V/cm}))^2$	(5.78)
<i>Sonde sur 3 – 2</i>	$\frac{da(\mathbf{P}^{(2)})(33)}{da(\mathbf{P}^{(0)})(43)}$	$= -\frac{\alpha\beta E_x^2}{g_{43}(M_1 - M_1^{hf})^2}$	$= 1.53 \times 10^{-2}(E_x(\text{V/cm}))^2$	(5.79)
<i>Sonde sur 4 – 5</i>	$\frac{da(\mathbf{P}^{(0)})(34)}{da(\mathbf{P}^{(0)})(44)}$	$= \frac{g_{34}(1 + \frac{M_1^{hf}}{M_1})^2}{g_{44}}$	$= 9.91$	(5.80)
<i>Sonde sur 3 – 2</i>	$\frac{da(\mathbf{P}^{(0)})(43)}{da(\mathbf{P}^{(0)})(33)}$	$= \frac{g_{43}(1 - \frac{M_1^{hf}}{M_1})^2}{g_{33}}$	$= -5.90$	(5.81)

TAB. 5.11 – Rapports attendus des doubles déséquilibres da associés aux orientations $\mathbf{P}^{(2)}$ et $\mathbf{P}^{(0)}$. Sonde sur "4-5" signifie accordée sur $7S_{1/2,F=4} \rightarrow 6P_{3/2,F=5}$, et "3-2" sur $7S_{1/2,F=3} \rightarrow 6P_{3/2,F=2}$. "44", "34", "34" et "33" correspondent aux valeurs F et F' de la composante hyperfine de la transition d'excitation $6S_{1/2,F} \rightarrow 7S_{1/2,F'}$. Nous avons utilisé $\frac{M_1}{\alpha} = 3.0$, $\frac{M_1}{\beta} = -29.5$ et $\frac{M_1^{hf}}{M_1} = 0.19$ ([12], table IV). Les rapports figurant dans les deux dernières lignes permettent des tests supplémentaires. En pratique, le signal $da(\mathbf{P}^{(0)})(332)$ est très petit et on utilise plutôt le rapport $da(\mathbf{P}^{(0)})(345)/da(\mathbf{P}^{(0)})(432)$ (valeur attendue 3.71) comme test de cohérence de l'ensemble des données.

transition	$da(P^{(0)})(10^{-6})$	Bckgd (10^{-6})	$da(P^{(0)})^{co}(10^{-6})$	$da(P^{(2)})(10^{-6})$
4-4-5	45 ± 6	26 ± 5	19 ± 7	33340 ± 60 ($E_x^{nom} = 153$ V/cm)
3-4-5	218 ± 5	26 ± 5	192 ± 7	-
3-3-2	4 ± 9	< 5	4 ± 9	28840 ± 200 ($E_x^{nom} = 200$ V/cm)
4-3-2	53 ± 5	< 5	53 ± 5	-

TAB. 5.12 – Valeurs typiques des signaux exploités pour la calibration du champ électrique dans les conditions suivantes : délai pompe-sonde $\tau = 20$ ns, $I^{exc} = 1$ mJ/impulsion, $T_{res} = 142$ °C, $T_{cell} = 290$ °C, ($[Cs] = 1.1 \times 10^{14}$ cm $^{-3}$, $[Cs_2] = 0.37 \times 10^{10}$ cm $^{-3}$), $I_{sonde} \simeq I_{sat}/5$. (Données du 23/11/00).

Ce fond polarisé décroît appréciablement lorsque l'on augmente la température de la cellule (facteur 6 entre $T^{cell} = 190$ °C et $T^{cell} = 280$ °C). On observe une dépendance quasi-linéaire avec l'énergie d'excitation, indiquant un processus à un photon. Nous donnerons au § 5.5.2.b une interprétation possible pour ce fond polarisé.

d. Conditions de mesure

Donnons les valeurs typiques des paramètres expérimentaux que nous avons finalement retenus pour les mesures. De façon à réduire le fond polarisé, nous avons privilégié une température de cellule élevée, en pratique entre $T^{cell} = 270$ °C et $T^{cell} \simeq 300$ °C, de telle sorte que le fond polarisé ne dépasse pas 12 % du signal $da(P^{(0)})(3-4-5)$. Le délai pompe-sonde est maintenu suffisamment grand afin d'éviter les effets de déplacement lumineux induit par l'impulsion d'excitation. En pratique nous avons choisi $\tau = 20$ ns. Enfin l'intensité du faisceau sonde est choisie assez faible ($I < I_{sat}/5$) pour désaturer la transition sonde. Nous avons cherché à calibrer un champ électrique "faible" (de l'ordre de 200 V/cm), le plus susceptible d'être utilisé par la suite, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, et aussi dans le souci d'opérer à coefficient d'amplification \mathcal{A} faible devant l'unité afin de ne pas induire d'effets non linéaires (absents en champ nul où $\mathcal{A} \simeq 0$).

e. Résultat de mesure de E_x par calibration en champ nul ¹⁵ :

Le tableau 5.12 donne quelques valeurs expérimentales typiques des différents signaux, sur les deux couples de transitions, dans les conditions retenues pour la calibration du champ électrique.

Parmi l'ensemble des rapports exploités (cf. Tab. 5.11), le rapport $\frac{da(\mathbf{P}^{(0)})(345)}{da(\mathbf{P}^{(0)})(445)}$ (signaux

¹⁵Résumé des données du 29/11/00.

corrigés du fond polarisé) a toujours eu une valeur sensiblement plus faible que la valeur attendue (Eq. (5.80)), par un facteur de l'ordre de 2. La valeur de ce rapport dépend peu de la température de la cellule, ce qui exclut une interprétation par une mauvaise prise en compte du fond polarisé, et est aussi très peu dépendante de l'intensité du faisceau d'excitation. En fait, la transition 4-4-5 est très sensible à un champ électrique transverse, et l'on peut facilement rendre compte de l'écart de ce rapport à sa valeur théorique par un petit champ électrique transverse résiduel de distribution isotrope, de l'ordre de quelques volts par centimètre, présent à tension nulle appliquée sur les électrodes. Nous proposerons une interprétation de ce champ résiduel ainsi que du fond polarisé non résonnant dans le paragraphe 5.5.2.b suivant. En pratique, nous utilisons le rapport $\frac{da(\mathbf{P}^{(0)})(345)}{da(\mathbf{P}^{(0)})(445)}$, pour estimer le défaut de champ électrique résiduel $\sqrt{\delta E_{\perp}^2} \simeq 6\text{V/cm}$, et nous apportons la petite correction correspondante (typ. 0.5%) au signal $da(\mathbf{P}^{(0)})(345)$ due à la composante δE_z^2 du champ résiduel supposé isotrope.

Une seconde petite correction au signal $da(\mathbf{P}^{(0)})(345)$ vient de la prise en compte de l'amplitude E_2 de la transition 6S-7S quadrupolaire électrique qui ne peut être négligée en champ électrique nul [77]. Compte tenu de ce terme, on doit remplacer $M_1'^2$ par :

$$(M_1'')^2 = (1 + 3\epsilon)(M_1')^2 \quad (5.82)$$

$$\epsilon = E_2/4M_1 = 2.5 \times 10^{-3} \quad (5.83)$$

En définitive, bien que le fond polarisé dépende de la température, les rapports exploités pour déterminer E_x *via* $M_1'^2$, lorsqu'on prend soin de soustraire ce fond, sont indépendants de la température de la cellule (sur 100 °C), ainsi que de l'intensité du faisceau d'excitation (de 0.4 à 1.3 mJ/impulsion). De plus, les résultats des deux couples de transition sont compatibles. On peut donc légitimement exploiter ces résultats pour une calibration, et on obtient en moyenne¹⁶ :

$$\sqrt{E_x^2} \simeq (0.94 \pm 0.01) \times E_x^{nominal} \quad (5.84)$$

Rappelons que $E_x^{nominal} = 1.236 \times V$.

f. Discussion :

Le résultat de la mesure indique un écart significatif de 6% par rapport à la valeur nominale. Une petite contribution à cet écart peut venir de la géométrie imparfaite du montage, mais les calculs numériques indiquent une faible dépendance dans les petites variations de géométrie envisageables. On peut aussi envisager que les valeurs numériques

¹⁶Données du 18 au 28 Novembre 2000.

des constantes diélectriques dont on dispose ne correspondent pas exactement aux valeurs réelles dans les conditions de température et aux fréquences qui nous intéressent. Il faut cependant une variation de la constante diélectrique de la céramique de 10% pour modifier la valeur du champ électrique de 3% seulement. Il paraît plus raisonnable que la contribution dominante vienne de perturbations du champ associées à la charge d'espace, non prises en compte dans le calcul électrostatique. Nous verrons dans le paragraphe suivant des indications pour de telles perturbations.

5.4.3 Extension de la méthode polarimétrique de calibration du champ électrique au cas du champ longitudinal E_z

Au chapitre 3 (§ 3.4.2), nous avons donné sans détailler la méthode, le résultat d'une calibration directe de E_z par une mesure polarimétrique. Les éléments présentés dans ce chapitre permettent de comprendre le principe de la mesure, qui est simplement l'extension au champ longitudinal de la méthode que nous venons de présenter pour le champ électrique transverse.

Un avantage est que dans ce cas l'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$ en champ $E_z \neq 0$ est présente aussi sur les transitions d'excitation $\Delta F = \pm 1$ et l'on peut comparer $da(P^{(2)})$ et $da(P^{(0)})$ sur la même transition, au lieu de comparer $da(P^{(2)})$ sur 4-4 à $da(P^{(0)})$ sur 3-4. L'interprétation est simple puisque les coefficients angulaires sont les mêmes pour les deux signaux (*cf.* Eqs. (5.7) et (5.9) avec $F \neq F'$) :

$$da \propto (\beta^2 E_z^2 + M_1'^2) \quad (5.85)$$

Il convient de corriger le signal sans champ appliqué du fond polarisé non résonnant et des deux effets discutés précédemment pour la calibration de E_x : défaut de champ résiduel $\sqrt{\delta E_z^2}$ et amplitude quadrupolaire électrique E_2 . Pour estimer le champ résiduel, nous mesurons $\sqrt{\delta E_\perp^2}$, et nous écrivons $\sqrt{\delta E_z^2} = \sqrt{\delta E_\perp^2}/2$.

De cette façon, nous avons obtenu (pour une tension appliquée de 7 kV, soit $E_z^{nom} = 1.2 \text{ kV/cm}$) :

$$\frac{\sqrt{E_z^2}}{E_z^{nom}} = 0.95 \pm 0.01, \quad (5.86)$$

résultat qui peut traduire un défaut de champ électrique dans la cellule. Les résultats du chapitre 4 permettent d'appréhender, à cause de la charge d'espace, une diminution du champ électrique $\sqrt{E_z^2}$ appliqué sur les atomes d'environ 5% par rapport au champ électrique nominal. En conclusion, il est donc indispensable, en présence d'effets de charge

d'espace, de disposer d'une mesure atomique du champ électrique, dans les conditions réelles de l'expérience.

5.5 Problème de la charge d'espace en configuration transverse

Une des motivations pour explorer une configuration de champ électrique transverse est l'étude des effets de charge d'espace, qui jouent un rôle majeur dans les cellules en saphir en configuration longitudinale, comme nous l'avons montré au chapitre 4. Nous abordons dans ce paragraphe les effets de charge d'espace en configuration transverse, d'une part pour interpréter un ensemble d'observations qui pour l'instant ont simplement été mentionnées, et d'autre part dans le but d'établir une comparaison avec la situation correspondant à la configuration longitudinale.

5.5.1 Quelques observations importantes

a. Champ électrique résiduel à tension nulle

Lors des mesures du champ électrique E_x exploitant les signaux auxiliaires mesurés avec une tension nulle appliquée sur les électrodes (§ 5.4.2), nous avons mentionné que parmi l'ensemble des rapports des doubles déséquilibre da , nous avons obtenu systématiquement un écart aux valeurs attendues, lorsqu'intervient dans le rapport un signal $da(P^{(0)})$ sur une transition d'excitation où $\Delta F = 0$. Cela s'interprète par un petit champ électrique de quelques volts par centimètre, présent à tension nulle appliquée sur les électrodes, qui ajoute une contribution résonnante $da(P^{(2)})$ au signal $da(P^{(0)})$. Nous n'avons pour l'instant donné aucune explication à ce petit champ résiduel, qui, rappelons-le, n'engendre qu'une très petite perturbation, par ailleurs prise en compte, sur la valeur de l'étalonnage.

Ce petit champ résiduel ($\simeq 6$ V/cm) ne dépend pas de l'énergie des impulsions d'excitation, et il ne dépend pas non plus du centrage des faisceaux dans la cellule.

Nous avons aussi mentionné qu'en configuration longitudinale, on obtient un champ électrique transverse non nul, de l'ordre de 8V/cm, si l'on extrapole la courbe $E_x(H.T.)$ à tension nulle sur les électrodes (Fig. 4.4 du § 4.3.1).

b. Orientation 7S non résonnante (fond polarisé)

Nous avons par ailleurs indiqué que, lors des mesures du dichroïsme γ_2 associé à l'orientation $\mathbf{P}^{(0)}$ en champ électrique nul, on rencontre une petite orientation dans l'état 7S,

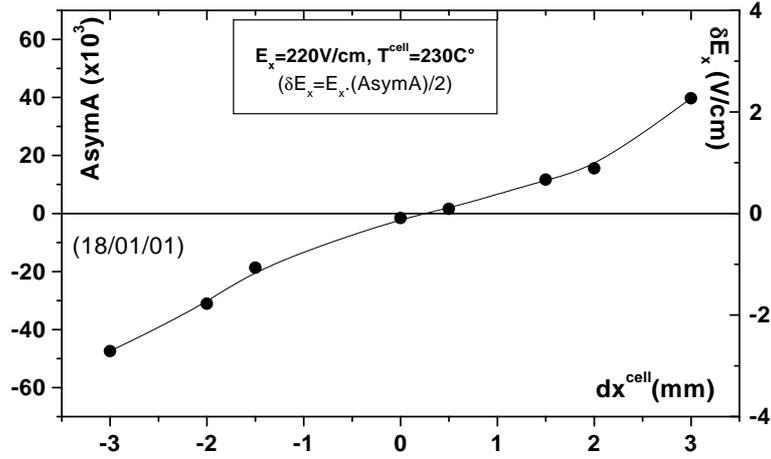


FIG. 5.19 – Asymétrie d'amplification du faisceau sonde et perturbation correspondante du champ électrique en fonction de l'excentrage des faisceaux pompe et sonde par rapport à l'axe de la cellule. L'origine de dx^{cell} n'est pas déterminée précisément. Conditions expérimentales : transition "4-4-5", $\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{x}$, $E_x = 220 \text{ V/cm}$, $T^{cell} = 230 \text{ }^\circ\text{C}$.

le "fond polarisé", dont le profil spectral est plat sur plusieurs gigahertz. Nous avons tenu compte de cette contribution pour pouvoir exploiter les rapports $da(P^{(0)})/da(P^{(2)})$, mais sans donner d'interprétation.

c. Mesure de l'asymétrie de l'amplification du faisceau sonde de signature ($E_x - odd$, $\delta x - odd$)

Lorsque les deux faisceaux pompe et sonde sont excentrés d'une distance dx par rapport à l'axe de la cellule, nous observons une asymétrie de l'amplification du faisceau sonde (\mathcal{A}) dans le renversement du champ électrique :

$$Asym(dx) \equiv \frac{\mathcal{A}(+E_x, +dx) - \mathcal{A}(-E_x, +dx)}{\mathcal{A}(+E_x, +dx) + \mathcal{A}(-E_x, +dx)} \quad (5.87)$$

On observe de plus que cette asymétrie change de signe lorsqu'on excentre les faisceaux d'une quantité opposée $-dx$.

$$Asym(dx) = -Asym(-dx) \quad (5.88)$$

On désignera donc cette asymétrie d'amplification par $Asym\mathcal{A}(E_x^{odd}, dx^{odd})$.

Puisque l'amplification est imposée par le champ électrique E_x , la perturbation de l'amplification traduit la perturbation du champ E_x . Étant donnée l'allure de l'asymétrie de l'amplification en fonction de l'excentrage (Fig. 5.19), on peut supposer en première

approximation que la perturbation δE_x de la composante E_x du champ électrique est linéaire dans l'excentrage dx . On écrira dans ce cas :

$$E_x(\pm dx) = (E(0) \pm \delta E_x)^2 \quad (5.89)$$

ce qui implique

$$\mathcal{A}(\pm dx) \propto (E(0) \pm \delta E_x)^2 \quad (5.90)$$

et il vient alors

$$Asym(dx) = 2 \frac{\delta E_x}{E(0)} \quad (5.91)$$

Le gradient d'asymétrie d'amplification révèle donc un gradient suivant x du champ électrique vu par les atomes.

Les deux paramètres expérimentaux qui influent sensiblement sur cette perturbation sont la température du tube de la cellule (T^{cell}), et la valeur du champ moyen appliqué E_x . En particulier *ni l'énergie des impulsions du faisceau laser d'excitation, ni la durée du plateau de haute tension qui précède les impulsions laser ne modifient l'asymétrie d'amplification*. Les ordres de grandeur, pour les champs électriques appliqués typiques, correspondant respectivement aux transitions d'excitation "4-4-5" ($\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{x}$) et "3-4-5" ($\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{y}$) sont :

- pour $E_x = 220$ V/cm, avec $T^{cell} = 230^\circ C$, $\partial_x E_x \simeq 2$ V/cm/mm
- pour $E_x = 2350$ V/cm/mm, avec $T^{cell} = 230^\circ C$, $\partial_x E_x \simeq 50$ V/cm/mm

Signe de la perturbation δE_x :

Le signe de l'asymétrie d'amplification en fonction de l'excentrage (Fig. 5.19) indique que $\partial_x E_x > 0$. Supposons, pour l'instant, que l'on puisse négliger les termes $\partial_y E_y$ et $\partial_z E_z$, alors l'équation de Maxwell-Gauss $div E = \rho/\epsilon_o$ impose une charge d'espace **positive**.

5.5.2 Interprétation en terme d'un plasma $Cs^+ + e^-$

a. Hypothèse d'un plasma neutre $Cs^+ + e^-$ préexistant.

Les seuls candidats raisonnables pour les charges positives présentes dans la vapeur sont des ions Cs^+ . Or, aucun mécanisme de collision ne peut raisonnablement expliquer leur apparition en un temps aussi court que 50 ns, le temps d'établissement du plateau de tension sur les électrodes. Il faut donc que ces ions préexistent dans la vapeur, avant même l'impulsion de tension et les tirs laser.

Par ailleurs, puisque l'on n'observe pas de dépendance du champ résiduel à tension appliquée nulle avec l'excentrage des faisceaux par rapport à l'axe de la cellule (*cf.* § 5.5.1.a ci-dessus), il ne peut y avoir de charge globale de la vapeur. On est donc conduit à envisager l'existence d'**un plasma neutre, formé d'ions Cs^+ et d'électrons**. Nous justifierons plus loin les influences respectives des électrons et des ions sur les signaux observés à tension nulle sur les électrodes. Donnons au préalable l'ordre de grandeur du taux d'ionisation qu'il faut pour rendre compte des gradients de champ électrique observés lorsqu'on applique une tension non nulle. Dans ce cas, les électrons du plasma sont très rapidement éjectés vers la zone de potentiel positif (en quelques nanosecondes, même à 200 V/cm), et les ions, quasi-statiques à l'échelle de la durée des impulsions, développent une charge d'espace positive. On doit alors avoir $\rho = \epsilon_0 \partial E_x / \partial x$, et on obtient, d'après les mesures d'asymétrie d'amplification à $T^{cell} = 230^\circ C$:

$$\begin{aligned} n_{ion} &\simeq 2.8 \times 10^8 \text{ cm}^{-3} \text{ pour } E_x = 2350 \text{ V/cm,} & \text{ soit } n_{ion}/n_{Cs} &\simeq 2.5 \times 10^{-6} \\ n_{ions} &\simeq 10^7 \text{ cm}^{-3} & \text{ pour } E_x = 220 \text{ V/cm,} & \text{ soit } n_{ion}/n_{Cs} &\simeq 10^{-7} \end{aligned}$$

Nous ne prétendons pas ici interpréter la dépendance observée avec le champ électrique appliqué. Indiquons seulement que la situation est rendue nettement plus complexe lorsque le champ électrique n'est plus très faible, à cause de plusieurs phénomènes :

- émission thermoionique des parois assistée par le champ électrique,
- émission secondaire par la surface de saphir bombardée par les électrons,
- nouvelles ionisations dans la vapeur (effet Auger par exemple) lors des collisions atome-électrons d'énergie supérieure à 1 keV.

b. Interprétation du fond polarisé et du champ électrique résiduel

Nous cherchons ici à justifier le champ électrique résiduel vu par les atomes de césium pendant l'impulsion d'excitation résonnante, en présence d'un plasma neutre $Cs^+ + e^-$, ainsi que l'origine d'une orientation 7S non résonnante. L'argument repose sur les propriétés dynamiques très différentes des électrons, très rapides, et des ions, quasi-statiques sur 20 ns.

La distance typique entre ions, dans un modèle où ils sont distribués de façon homogène, vaut, $d \simeq 15 \mu\text{m}$ (avec $n_{ion} \simeq 3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$). Les vitesses thermiques des électrons et des ions à $250^\circ C$ valent respectivement $9 \times 10^4 \text{ m.s}^{-1}$ et 180 m.s^{-1} , de sorte qu'ils parcourent la distance d en respectivement $\tau_{e^-} \simeq 0.17 \text{ ns}$ et $\tau_{Cs^+} \simeq 85 \text{ ns}$. Prenons ces valeurs comme une estimation des temps de corrélation des champs électriques aléatoires créés respectivement par les ions et les électrons, nous concluons alors que les ions peuvent créer, par effet Stark, une résonance 6S-7S étroite ($\tau_{Cs^+} \gg \tau_{impulsion\ laser} = 15 \text{ ns}$), alors que les électrons

créent une résonance beaucoup plus large, de l'ordre du gigahertz. Nous proposons donc d'interpréter d'une part le champ résiduel qui perturbe la mesure de $da(P^0)$ sur les transitions $\Delta F = 0$ par la contribution ionique au champ électrique et d'autre part d'interpréter l'orientation 7S "non résonnante", créée à tension nulle sur les électrodes, en partie par la contribution électronique.

Dans la mesure où le champ électrique vu par les différents atomes de césium varie de manière aléatoire d'une collision $Cs - Cs^+$ à l'autre, il faut encore montrer que l'on obtient effectivement une contribution non nulle de l'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$ lorsque l'on moyenne sur la distribution angulaire du champ électrique apparaissant au cours de ces collisions. Nous repartons de l'expression générale de l'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$ (Eq. 5.7) :

$$\mathbf{P}^{(2)} \propto -\alpha\beta \left(\delta_{FF'} E^2 \xi \hat{\mathbf{k}} - (\delta_{FF'} + g_{FF'} \frac{\beta}{\alpha}) (\mathbf{E} \cdot \xi \hat{\mathbf{k}}) \cdot \mathbf{E} \right) \quad (5.92)$$

Le premier terme dans la parenthèse donne, en moyenne sur les directions de \mathbf{E} :

$$\langle E^2 \xi \hat{\mathbf{k}} \rangle = \langle E^2 \rangle \xi \hat{\mathbf{k}} \neq \mathbf{0} \quad (5.93)$$

Le second terme est proportionnel à :

$$\langle (\mathbf{E} \cdot \xi \hat{\mathbf{k}}) \cdot \mathbf{E} \rangle = \xi \begin{pmatrix} \langle E_z E_x \rangle \\ \langle E_z E_y \rangle \\ \langle E_z E_z \rangle \end{pmatrix} = \xi \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \langle E_z^2 \rangle \end{pmatrix} \quad (5.94)$$

Nous nous intéressons aux transitions où $\Delta F = 0$, et on a dans ce cas, en rassemblant les deux contributions :

$$\langle \mathbf{P}^{(2)} \rangle \propto -\alpha\beta\xi (\langle E^2 \rangle - \langle E_z^2 \rangle) \hat{\mathbf{k}} = -\frac{2}{3}\alpha\beta\xi \langle E^2 \rangle \hat{\mathbf{k}} \quad (5.95)$$

La moyenne sur les contributions des différentes collisions est donc non nulle, bien que le champ moyen soit nul ($\langle \mathbf{E} \rangle = \mathbf{0}$).

Sur les transitions $\Delta F = \pm 1$, la contribution du champ des ions est, d'après Eq. (5.92) :

$$\mathbf{P}^{(2)} \propto \frac{1}{3}\beta^2 g_{FF'} \xi \langle E^2 \rangle \hat{\mathbf{k}} \quad (5.96)$$

Rappelons la valeur obtenue $\frac{2}{3} \langle E^2 \rangle \simeq (6 \text{ V/cm})^2$ à partir des mesures réalisées à tension nulle (5.4.2.e) soit $\langle E^2 \rangle^{1/2} \simeq 7$ à 8 V/cm .

c. Autres conséquences de la présence du plasma

Lorsqu'on applique une tension sur les électrodes, l'hypothèse d'un plasma présent dans la vapeur a d'autres conséquences que les deux effets discutés ci-dessus.

Considérons d'abord la configuration transverse. Lorsqu'on applique le champ électrique E_x , on confine en quelques nanosecondes les électrons du côté où le potentiel est le plus haut, tandis que les ions Cs^+ restent distribués uniformément dans la cellule. Puisque cette distribution de charge préserve la symétrie $+z/-z$, on attend donc que la composante moyenne selon z du champ électrique reste très petite. Par contre, le champ E_z devient inhomogène en z . En particulier, on peut attendre $\sqrt{E_z^2} \gg \langle E_z \rangle$. Expérimentalement, nous avons vérifié d'une part que le champ électrique moyen $\langle E_z \rangle$ est très faible ($\simeq 10^{-3}|E_x|$), même pour un champ électrique E_x de l'ordre de 2kV/cm, et d'autre part, nous avons obtenu un champ quadratique moyen $\sqrt{E_z^2}$ assez important, jusqu'à 10% de E_x . Les procédures permettant de mesurer $\langle E_z \rangle$ et $\sqrt{E_z^2}$ sont détaillées dans le complément placé à la fin de ce chapitre. De même que la mesure de $\partial_x E_x$, cette mesure de $\sqrt{E_z^2}$ suggère fortement que le nombre d'ions dans la vapeur croît rapidement avec le champ électrique appliqué. Les deux mesures indiquent une augmentation par environ 20 quand on passe d'une valeur de E_x de 200 V/cm à 2000 V/cm.

On peut essayer d'estimer la valeur quadratique moyenne du champ E_z en prenant une distribution uniforme d'ions Cs^+ dans la cellule, et une distribution linéique d'électrons le long d'une génératrice. On prend le même nombre d'ions et d'électrons, mais on affecte d'un facteur $2/(\epsilon_r + 1)$ la charge des électrons, du fait de la présence du diélectrique. On obtient ainsi $\sqrt{E_z^2}$ en fonction de n_{ion} . Lorsqu'on applique un champ $E_x = 200$ V/cm, le champ $\sqrt{E_z^2}$ observé est à peine supérieur au champ isotrope observé à tension nulle ($\sqrt{E_z^2} = 4$ V/cm). Avec le calcul précédent, on peut en rendre compte en prenant $n_{ion} = 4 \times 10^7$ cm $^{-3}$ ce qui est supérieur à l'estimation déduite de la mesure de $\partial_x E_x$, mais ne paraît pas aberrant. La différence peut venir des inhomogénéités de la distribution des ions, que nous avons supposé parfaitement uniforme dans le calcul. L'allure de la courbe 5.19 suggère en effet une inhomogénéité en x puisque la pente $d(\delta E_x)/dx$ est plus élevée pour $|x|$ plus grand.

Dans la configuration longitudinale, nous devons aussi avoir, avant application de la tension, un plasma $Cs^+ + e^-$ dans la vapeur. Lorsqu'on applique le champ E_z , on envoie les électrons sur la fenêtre "anode", et les ions restant développent un champ électrique radial, centrifuge. Or, nous avons mesuré, dans cette configuration, un champ transverse *centripète*, que nous avons interprété par la présence d'électrons, émis par les fenêtres, et multipliés au cours de leur interaction par collision contre les parois de la cellule suivie d'émission secondaire. Comparons alors les densités de charges invoquées dans chaque processus afin de déterminer si l'on obtient une contradiction. Nous avons indiqué un taux

d'ionisation maximum de l'ordre de 10^{-6} , correspondant à $n_{Cs^+} \simeq 2.8 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$. Le nombre d'électrons invoqués pour rendre compte du champ centripète, et surtout mesuré avec les fenêtres métallisées, est, à un instant donné, de l'ordre de $6 \times 10^8 \text{e}^- \cdot \text{cm}^{-3}$. Il apparaît donc que le nombre d'électrons dans la vapeur, après multiplication, est suffisant pour dominer le nombre d'ions que nous invoquons, et l'on peut donc effectivement observer un champ électrique radial centripète. L'émission d'électrons étant photoinduite, on peut s'attendre de plus à ce, que proche de l'axe de la cellule, la densité d'électrons soit en moyenne plus importante que celle des ions.

Remarque importante :

Dans les cellules en verre avec des électrodes internes, il n'a pas été observé de champ électrique parasite ayant un temps de corrélation long, contribuant au spectre dont les transitions hyperfines sont résolues : les intensités observées s'avèrent compatibles avec celles attendues pour $E = 0$ [76]. Cela peut s'expliquer par la présence d'électrodes internes placées au potentiel $V = 0$ qui éliminent les charges libres apparaissant dans la vapeur.

d. Formation du plasma

Le rôle des interactions entre césium et alumine a été étudié en particulier dans le cadre de l'étude des propriétés catalytiques de petites particules ou de films de césium (ou d'autre métaux) à la surface d'oxydes comme Al_2O_3 . La littérature correspondante souligne la grande affinité des atomes de césium pour les liaisons pendantes des atomes d'oxygène d' Al_2O_3 [78]. On trouve par ailleurs des protocoles pour la réalisation de sources d'ions positifs en faisant interagir un oxyde d'alcalin avec un oxyde de fer, *en présence d'alumine* (source de Kunsman [79]).

L'interaction des atomes de césium, très électropositifs, avec les parois des cellules en saphir peut donc conduire à la production d'ions Cs^+ , par transfert d'un électron vers la surface. Les électrons sont réémis, par exemple par émission thermoionique. On peut donc concevoir que l'interaction de la vapeur atomique avec les parois internes de la cellule conduise à un équilibre dynamique où une fraction de l'ordre de 10^{-7} des atomes de la vapeur sont ionisés.

Remarque : si un tel processus d'ionisation se produit avec le saphir, il ne semble pas exclu qu'on l'observe également avec la silice et les silicates, qui présentent eux aussi des atomes d'oxygène en surface dont les liaisons sont incomplètement satisfaites.

5.5.3 Comparaison des effets de charge d'espace dans les deux configurations de champ électrique étudiées

Dans le cadre de l'interprétation que nous proposons ici, un plasma $Cs^+ + e^-$ est présent avant les impulsions de tension et de faisceau laser, et cela dans les deux configurations.

En configuration longitudinale, on assiste à une émission d'électrons, déclenchée par l'impulsion d'excitation, et ces électrons se multiplient par interaction avec les parois. La présence des ions Cs^+ doit influencer le mouvement des premiers électrons émis, en exerçant une force de rappel vers l'axe de la cellule. Dans ces conditions, la charge électronique domine dans la vapeur la charge des ions, et il se développe d'une part un champ électrique transverse centripète, et d'autre part une variation importante de E_z^2 au niveau de la fenêtre anode. D'après les résultats du chapitre 4, le phénomène le plus gênant semble être lié aux inhomogénéités locales de E_z^2 et des effets associés (apparition de champs électriques et magnétiques transverses, donc des effets magnéto-optiques locaux).

En configuration transverse, nous n'avons pas d'évidence d'une émission d'électron induite par l'impulsion laser d'excitation, ni de multiplication, ce qui correspond à ce que nous attendions avec cette géométrie de champ électrique. Néanmoins, on observe des champs parasites qui s'interprètent par la présence de charges positives dans le volume d'interaction, avec une densité sensiblement plus faible que la densité d'électrons dans la configuration longitudinale. Ces charges positives développent un gradient suivant x du champ électrique E_x . Avec les tensions utilisées pour exciter la transition "4-4", la variation relative du champ E_x sur le diamètre du faisceau sonde est de l'ordre de 1% à $T^{cell} = 230^\circ C$. Par ailleurs, bien que la composante E_z reste très faible en moyenne (quelques $10^{-3} E_x$), la moyenne quadratique $\sqrt{E_z^2}$ peut atteindre 10% de $|E_x|$.

On peut noter qu'en configuration longitudinale, la température du corps de la cellule T^{cell} n'influe pas sur les défauts de champ électrique alors qu'elle joue un rôle important en configuration transverse.

5.6 Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons d'abord décrit la mise en place d'une configuration de champ électrique transverse, réalisée avec des électrodes externes. Nous avons ensuite présenté une revue des observables importantes pour une mesure PV dans cette configuration, et précisé la mesure et la calibration des orientations atomiques, longitudinales et transverses. Un point important est la nécessité d'appliquer un champ magnétique, colinéaire au champ électrique, pour accéder à la mesure des orientations créées *transver-*

sablement. Nous avons ensuite présenté une étude expérimentale au cours de laquelle nous avons accordé une grande importance aux profils spectraux des différentes anisotropies. Cela nous a permis d'identifier chaque observable et de dégager les conditions expérimentales adaptées à la mesure et la calibration d'orientations atomiques dans l'état 7S par polarimétrie pompe-sonde impulsionnelle. Nous avons montré comment les mesures polarimétriques différentielles peuvent être sensibles d'une part aux effets de déplacement lumineux de caractère tensoriel engendrés par la forte énergie de l'impulsion d'excitation, et d'autre part aux conséquences de l'application du champ magnétique : précession de Larmor, effets Zeeman, Cotton-Mouton et Back-Goudsmit.

Nous avons par ailleurs développé deux méthodes d'étalonnage du champ électrique E_x appliqué sur les atomes, basées sur des signaux polarimétriques. Ces deux calibrations s'avèrent compatibles. Nous avons ensuite étendu la méthode la plus significative de mesure du champ électrique, exploitant les signaux en champ nul, au cas du champ E_z . Nous avons ainsi amélioré sensiblement la précision ainsi que la commodité et la fiabilité par rapport à la mesure de E_z par amplification présentée au chapitre 3.

Dans une dernière partie, nous avons discuté, dans un cadre élaboré en recoupant les informations venues de procédés de mesures très différents, des effets de charge d'espace rencontrés en configurations transverse et longitudinale. Les effets photoinduits semblent largement réduits ou même absents dans la configuration transverse explorée dans ce chapitre, mais nous observons néanmoins une charge d'espace dont les effets ne sont pas encore négligeables. Nous l'avons interprétée en terme d'ionisation partielle de la vapeur atomique de césium, au niveau de 10^{-6} à 10^{-7} , résultant d'un équilibre physico-chimique entre la vapeur de césium et les parois de la cellule.

Comme dans le cas longitudinal, la solution à ce problème pourra être trouvée grâce à une reconception de la cellule telle que la vapeur soit mise en contact direct avec les électrodes métalliques, celles-ci ayant pour rôle d'évacuer toutes les charges libres avant même qu'il y ait eu application des potentiels. La suite logique de cette revue des principaux signaux concerne la mise en place de moyennages de l'effet de signature PV et l'étude des effets systématiques susceptibles de perturber la mesure d'une petite orientation transverse. Ma participation à ce travail, activement poursuivi dans l'équipe, a été interrompue du fait de la rédaction de ce mémoire.

5.7 Complément au chapitre 5 : Diagnostics des champs δE_y et δE_z en configuration transverse

1. Composante de champ électrique longitudinal δE_z

a. Signaux quadratique en δE_z

(i) *Mesure d'une orientation longitudinale $\mathbf{P}^{(2)}$ sur une transition d'excitation $\Delta F = \pm 1$, avec une polarisation circulaire :*

Avec un champ électrique $\mathbf{E} = E_x \hat{x}$, l'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$ créée dans l'état 7S est nulle lorsqu'on excite une transition où $\Delta F \neq 0$. Nous avons cependant observé un signal avec toutes les signatures du dichroïsme circulaire γ_2 associé à l'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$, en travaillant sur la transition "3-4-5". Le seul candidat pour interpréter ces signaux est une composante de champ électrique δE_z .

Les équations (5.7) et (5.9) donnent en effet, avec une polarisation d'excitation circulaire, et sur la transition d'excitation "3-4-5" :

$$da(\mathbf{P}^{(2)})(3-4-5) \propto \frac{3}{4}(\beta^2 \delta E_z^2 + M_1^2) \quad (5.97)$$

$$da(\mathbf{P}^{(0)})(3-4-5) \propto \frac{3}{4}(M_1^2) \quad (5.98)$$

et l'équation (5.10) donne

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(3-4-5) &= \beta^2 \left(\frac{(E_\perp)^2}{2} + \delta E_z^2 \right) \\ &\simeq \beta^2 \frac{E_x^2}{2} \end{aligned} \quad (5.99)$$

On a supposé que $|E_x| \gg |\delta E_z|, M_1$. Il vient alors :

$$\frac{da(\mathbf{P}^{(2)})(3-4-5) - da(\mathbf{P}^{(0)})(3-4-5)}{\mathcal{A}(3-4-5)} = \frac{3 \delta E_z^2}{2 E_x^2} \quad (5.100)$$

En choisissant une température pas trop élevée (mais suffisante pour pouvoir détruire thermiquement les dimères Cs_2), au centre de la cellule (plus précisément dans la position où $\text{Asym} \mathcal{A} = 0$), l'ordre de grandeur du rapport $\sqrt{\delta E_z^2}/E_x$ est 10%, dans le domaine $E_x > 500$ V/cm, et seulement 5% à 200 V/cm. Ce rapport est grand, d'autant plus qu'un champ

E_z est *a priori* interdit par la géométrie du montage. Nous avons donc cherché à obtenir, sur d'autres signaux, des confirmations de l'existence de ce champ électrique longitudinal.

(ii) *Mesures d'amplification :*

Repartons de l'équation (5.10), en envisageant en plus du champ E_x , une composante de champ δE_z . Il vient alors, pour une excitation en polarisation plane et pour une transition où $\Delta F = \pm 1$ (la transition "3-4-5" en pratique) :

$$n_{7S} \propto (\delta E_z^2 + E_x^2)\epsilon_y^2 + \delta E_z^2\epsilon_x^2 \quad (5.101)$$

En supposant à nouveau que $|\delta E_z| \ll |E_x|$, on peut alors déduire δE_z à partir des mesures de l'amplification du faisceau sonde réalisé soit avec une polarisation suivant \hat{x} , soit suivant \hat{y} :

$$n_{7S}(\epsilon_y) \propto \delta E_z^2 + E_x^2 \simeq E_x^2 \quad (5.102)$$

$$n_{7S}(\epsilon_x) \propto \delta E_z^2 \quad (5.103)$$

D'où finalement, en formant le rapport (5.102)/(5.103) :

$$(\langle \delta E_z^2 \rangle)^{1/2} \simeq |E_x| \sqrt{\frac{\mathcal{A}(\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{x})}{\mathcal{A}(\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{y})}} \quad (5.104)$$

La détermination de $\sqrt{\delta E_z^2}/E_x$ en exploitant ces mesures d'amplification est effectivement en accord avec celle issue du dichroïsme circulaire associée à l'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$.

(iii) *Mesure de l'alignement Stark (selon les axes $\hat{\epsilon}^{exc}$, $\hat{\epsilon}^{exc} \times \hat{\mathbf{E}}$) avec une excitation plane parallèle au champ transverse sur une transition $\Delta F = 1$ ¹⁷.*

Nous savons qu'en excitant la transition 3-4 avec une polarisation plane en présence d'un champ δE_z , on engendre un alignement dans le niveau 7S dont les axes sont définis par $\hat{\epsilon}^{ex}$: c'est l'alignement Stark utilisé en configuration longitudinale pour calibrer les déséquilibres du polarimètre (cf § 2.2.4). Si l'on choisit $\hat{\epsilon}^{ex}$ parallèle au champ transverse pour une transition $\Delta F = \pm 1$, pratiquement seule la composante δE_z du champ électrique contribue à l'amplitude de transition. Nous avons donc une chance de pouvoir détecter cet alignement qui manifeste la présence de δE_z . Pour le détecter le dichroïsme plan (γ_3) correspondant, on envoie une polarisation sonde qui bascule entre \hat{X} et \hat{Y} , et le polarimètre est utilisé en mode linéaire, avec ses axes suivant \hat{x} et \hat{y} .

¹⁷Manip 22/12/00 : comparaison des mesures extraites de $P^{(2)}$ et de γ_3 .

En accord avec la référence [26], nous noterons α_{\parallel} et α_{\perp} les gains par unité de longueur pour le faisceau sonde, lorsque $\hat{e}^{pr} \parallel \hat{e}^{ex}$ (respectivement $\hat{e}^{pr} \perp \hat{e}^{ex}$). Le double déséquilibre normalisé et l'amplification s'écrivent alors :

$$da \equiv \frac{S_x - S_y}{S_x + S_y} = \frac{e^{2\alpha_{\parallel}L} - e^{2\alpha_{\perp}L}}{e^{2\alpha_{\parallel}L} + e^{2\alpha_{\perp}L}} \quad (5.105)$$

$$\mathcal{A} \equiv \ln \frac{(S_x + S_y)_{amp}}{(S_x + S_y)_{ref}} \quad (5.106)$$

Posons $\eta = \alpha_{\perp}/\alpha_{\parallel}$, il vient à la limite où $\mathcal{A} \ll 1$,

$$\frac{da}{\mathcal{A}} = \frac{1 - \eta}{1 + \eta} = \left\{ \begin{array}{l} -0.48 \text{ sur } 3 - 4 - 4 \\ 0.14 \text{ sur } 3 - 4 - 5 \end{array} \right\}$$

Les rapports η sont donnés¹⁸ dans la table page 109 de la référence [26].

Le tableau 5.13 rassemble des résultats expérimentaux pour les deux transitions sonde, et la comparaison avec les valeurs calculées. On notera la faible valeur de l'amplification due au choix d'une polarisation d'excitation \hat{e}^{ex} parallèle au champ électrique transverse appliqué, pour une transition où $\Delta F = 1$. L'accord observé entre valeurs expérimentales et prédites, avec le changement de signe attendu entre les deux transitions sonde, conforte l'interprétation en termes d'alignement associé à E_z .

transition	$\mathcal{A}(\hat{e}^{ex} = \hat{x})$	da	$\frac{da^{exp}}{\mathcal{A}}$	$\frac{da^{attendu}}{\mathcal{A}}$
344	$(35 \pm 4) \times 10^{-3}$	$(-15 \pm 0.5) \times 10^{-3}$	-0.43 ± 0.05	-0.48
345	$(70 \pm 5) \times 10^{-3}$	$(9.5 \pm 0.5) \times 10^{-3}$	0.14 ± 0.01	0.14

TAB. 5.13 – Comparaison des effets γ_3 associés à un champ E_z sur les deux transitions 3-4-4 et 3-4-5. Conditions expérimentales : $T^{cell} = 293^\circ C$, $E_x = 3 \text{ kV/cm}$, $\tau_{pompe-sonde} = 14 \text{ ns}$, $\hat{e}^{ex} = \hat{x}$, $\hat{e}^{pr} = \hat{X}, \hat{Y}$, polarimètre linéaire sensible à γ_3 .

Ces résultats confirment l'interprétation de la mesure du dichroïsme γ_2 associé à l'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$ sur la transition "3-4-5" faisant intervenir la composante de champ électrique δE_z . Celle-ci se trouve donc révélée par un ensemble de signaux de natures différentes, qui indiquent un rapport $\sqrt{\delta E_z^2}/E_x$ de l'ordre de 10% dans les conditions typiques $T^{cell} = 230^\circ C$ et $E_x = 1 \text{ kV/cm}$.

¹⁸ $\eta(344) = 17/6$, $\eta(345) = 3/4$.

b. Signal linéaire en E_z

En présence d'une composante de champ électrique δE_z en plus du champ principal E_x , l'orientation $\mathbf{P}^{(2)}$ créée en excitant la transition 4-4 possède une composante linéaire en δE_z , créée selon x . L'équation (5.7) donne en effet :

$$\begin{aligned}\mathbf{P}^{(2)} &\propto \xi(-\alpha\beta E_x^2 \hat{z} + \alpha\beta \delta E_z E_x \hat{x}) \\ &\propto \xi(-\hat{z} + \frac{\delta E_z}{E_x} \hat{x})\end{aligned}\quad (5.107)$$

On accède à la composante créée transversalement en exploitant la précession de Larmor dans un champ magnétique B_y . La composante du signal de dichroïsme qui est paire dans le basculement $B_y \leftrightarrow -B_y$ donne la contribution créée selon z et la composante impaire donne la contribution recherchée, créée selon x .

Avec un champ magnétique de 13 G et un délai pompe-sonde de 20 ns, les deux composantes de l'orientation précessent d'environ $\pi/4$, *i.e.* $\langle \cos(\omega\tau) \rangle^{eff} \simeq \langle \sin(\omega\tau) \rangle^{eff} \simeq 0.7$, et on obtient alors E_z via :

$$\frac{\delta E_z}{E_x} = \frac{da(\mathbf{P}^{(2)}(4-4-5)(B_y^{odd}))}{da(\mathbf{P}^{(2)}(4-4-5)(B_y^{even}))}\quad (5.108)$$

Nous avons obtenu de cette façon¹⁹, avec un champ électrique $E_x = 230V/cm$:

$$\frac{\delta E_z}{E_x} \simeq (3 \pm 0.6) \times 10^{-3}\quad (5.109)$$

ce qui correspond à $\delta E_z < 1V/cm$. La comparaison avec les valeurs de $\langle \delta E_z^2 \rangle$ montre que la moyenne de δE_z est très inférieure à la moyenne quadratique et souligne l'intérêt des deux mesures.

Remarque : cette mesure présente l'avantage de pouvoir être réalisée avec un champ électrique appliqué faible ($\simeq 200V/cm$), ce qui n'est pas le cas des mesures sensibles à la valeur quadratique moyenne.

2. Composante de champ électrique transverse δE_y

Considérons dans un premier temps la transition "4-4-5", la plus sensible à un champ transverse.

En présence d'un champ transverse $\mathbf{E} = E_x \hat{x} + \delta E_y \hat{y}$, l'amplification du faisceau sonde est imposée par la partie scalaire du dipôle 6S-7S :

$$\mathcal{A} \propto (\mathbf{d}^{eff} \cdot \hat{\epsilon}^{ex})^2$$

¹⁹Données acquises le 23/01/01.

$$\begin{aligned}
&\propto (\alpha \mathbf{E} \cdot \hat{\epsilon}^{ex})^2 \\
&\propto \alpha^2 (E_x \cdot \epsilon_x^{ex} + \delta E_y \cdot \epsilon_y^{ex})^2
\end{aligned} \tag{5.110}$$

On a donc

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}(\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{X}) &\propto (E_x + \delta E_y)^2 \\
\mathcal{A}(\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{Y}) &\propto (E_x - \delta E_y)^2
\end{aligned} \tag{5.111}$$

On formera l'asymétrie de l'amplification entre les deux polarisations d'excitation :

$$Asym(\hat{X}, \hat{Y}) \equiv \frac{\mathcal{A}(\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{X}) - \mathcal{A}(\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{Y})}{\mathcal{A}(\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{X}) + \mathcal{A}(\hat{\epsilon}^{ex} = \hat{Y})} \tag{5.112}$$

$$\simeq 2 \frac{\delta E_y}{E_x} \tag{5.113}$$

Une composante de champ électrique E_y peut apparaître tout simplement parce que les polarisations des lasers ne sont pas parfaitement orientées par rapport aux électrodes qui permettent d'appliquer le champ électrique. Puisque la mesure que nous proposons est linéaire, on peut extraire cette contribution, en distinguant la contribution de l'asymétrie $Asym(\hat{X}, \hat{Y})$ qui est paire dans le renversement de E_x (on notera $Asym\mathcal{A}(\hat{X}, \hat{Y})(E_x^{even})$) de la contribution impaire ($Asym(\hat{X}, \hat{Y})(E_x^{odd})$). On décompose aussi le champ électrique δE_y en une partie paire dans le renversement de E_x et une partie impaire : $\delta E_y = \delta E_y(E_x^{even}) + \delta E_y(E_x^{odd})$. En négligeant ici l'asymétrie dans le renversement du champ électrique appliqué E_x , elle-même expérimentalement corrigée à l'aide d'une procédure spécifique indépendante, on peut alors écrire :

$$Asym\mathcal{A}(\hat{X}, \hat{Y})(E_x^{even}) = \frac{\delta E_y(E_x^{odd})}{E_x} \tag{5.114}$$

$$Asym\mathcal{A}(\hat{X}, \hat{Y})(E_x^{odd}) = \frac{\delta E_y(E_x^{even})}{E_x} \tag{5.115}$$

Il est utile de mesurer aussi la composante δE_y lorsqu'on travaille sur la transition "3-4-5", avec un champ électrique appliqué de l'ordre de 2.5 kV/cm. Dans ce cas, l'amplification dépend aussi de la composante δE_z :

$$\begin{aligned}
\mathcal{A} &\propto \beta^2 (\mathbf{E} \times \hat{\epsilon}^{ex})^2 \\
&\propto (E_x \cdot \epsilon_y - \delta E_y \cdot \epsilon_x)^2 + \delta E_z^2 (\epsilon_x^2 + \epsilon_y^2)
\end{aligned} \tag{5.116}$$

Dans la limite $\delta E_z^2 \ll E_x^2$, on peut en fait ignorer la contribution de $(\delta E_z)^2$ puisqu'elle s'élimine dans la différence $\mathcal{A}(\hat{X}) - \mathcal{A}(\hat{Y})$.

$\langle E_x \rangle$	transition	$Asym\mathcal{A}(\hat{X}, \hat{Y})(E_x^{even})$	$\frac{\delta E_y(E_x^{odd})}{E_x}$	$Asym\mathcal{A}(\hat{X}, \hat{Y})(E_x^{odd})$	$\frac{\delta E_y(E_x^{even})}{E_x}$
160 V/cm	4-4-5	-7×10^{-3}	3.5×10^{-3}	-1.5×10^{-2}	7×10^{-3}
2500 V/cm	3-4-5	6.5×10^{-3}	3.5×10^{-3}	6.3×10^{-2}	3×10^{-3}

TAB. 5.14 – Composantes E_y du champ électrique, déduites des mesures d’asymétrie d’amplification, dans les deux domaines de champ électrique. Les faisceaux sont centrés dans la cellule (Données du 16/02/01).

On pourra donc utiliser les Eqs. (5.114) et (5.115) pour déterminer le rapport $\delta E_y/E_x$ sur la transition ”3-4-5”, en changeant simplement le signe du rapport obtenu.

Les résultats du diagnostic de la composante δE_y sont rassemblés dans le tableau 5.14.

On obtient donc des rapports $\delta E_y/E_x$ assez faibles, de l’ordre de 0.5%. La contribution $\delta E_y(E_x^{odd})$ peut s’interpréter par un petit angle de l’ordre de 3 mrd entre les polarisations et le plan des électrodes. On pourra en pratique utiliser cette mesure pour diagnostiquer l’alignement du four avec les polarisations et réaliser un ajustement mécanique précis²⁰. La contribution $\delta E_y(E_x^{even})$ peut éventuellement résulter de la charge d’espace responsable des autres défauts de champ électrique, dont la géométrie briserait la symétrie haut-bas au niveau de quelques 10^{-3} .

²⁰Cela nécessite au préalable d’avoir régler l’orientation des cubes polariseurs et des lames $\lambda/2$ sur les faisceaux pompe et sonde, puisque le diagnostic proposé ici permet en fait de régler le champ électrique selon la bissectrice des axes de la lame $(\lambda/2)^{ex}$ insérée pour basculer \hat{e}^{ex} entre \hat{X} et \hat{Y} .

Chapitre 6

Conclusion

Les expériences de violation de la parité dans les atomes ont un rôle important à jouer en tant que test à très basse énergie du modèle standard électrofaible. Des mesures avec une exactitude de l'ordre du pour cent sont en effet complémentaires des expériences en cours ou en préparation dans les accélérateurs. Notre expérience consiste à exciter, en régime impulsif, la transition interdite 6S-7S du césium, en présence d'un champ électrique statique \mathbf{E} . On crée ainsi dans le niveau 7S une anisotropie atomique (orientation ou alignement en fonction du champ \mathbf{E} et de la polarisation d'excitation). La vapeur excitée constitue alors un milieu amplificateur anisotrope pour l'impulsion de faisceau sonde, accordée sur la transition $7S - 6P_{3/2}$. Une petite composante de cette anisotropie brise les plans de symétrie de l'expérience, cette brisure ayant pour origine la violation de la parité par les interactions faibles neutres dans l'atome. La petite modification de la polarisation du faisceau sonde, impaire en \mathbf{E} , qui en résulte est mesurée à l'aide d'un polarimètre à deux voies utilisé en mode équilibré, et de nombreux critères permettent d'identifier l'asymétrie PV cherchée. Parmi les spécificités de notre expérience, on peut mentionner la détection par émission stimulée, qui permet d'exploiter tous les atomes excités, la détection sur fond noir et l'absence de recours à l'analyse d'une forme de raie. Il est possible aussi de bénéficier d'une amplification de l'asymétrie elle-même au cours de la propagation du faisceau sonde dans la vapeur.

Lorsque ce travail a débuté, les limitations qui empêchaient d'atteindre la exactitude souhaitée étaient liées aux cellules en verre qui contenaient la vapeur de césium placée dans un champ électrique E_z longitudinal. Les principales limitations étaient la dégradation de la transmission optique et de l'état de surface des fenêtres, l'apparition d'un champ électrique radial lié à la présence de dimères de césium, et une composante de champ magnétique longitudinal, impaire dans le renversement du champ électrique ($B_z(E_z^{odd})$),

due aux courants surfaciques sur les parois internes de la cellule en verre, et susceptible de simuler l'effet recherché.

Le saphir paraissait alors être en mesure d'apporter une solution à l'ensemble des problèmes rencontrés avec les cellules en verre. Sa conductivité électrique très faible en présence de la vapeur dense de césium était apparue comme un élément prometteur : d'une part on pouvait espérer réduire la composante $B_z(E_z^{odd})$ jusqu'à la rendre négligeable, et d'autre part on devait pouvoir exploiter des électrodes externes pour appliquer le champ électrique dans la cellule. Le travail rapporté dans ce mémoire a donc consisté à explorer précisément les voies ouvertes par des cellules à césium en saphir.

Nous avons effectivement montré que l'on peut utiliser des électrodes externes pour appliquer le champ électrique avec la valeur attendue. Cela constitue en soi un résultat intéressant puisque l'on bénéficie par rapport à la situation dans une cellule en verre, d'une réduction importante des courants *résistifs* pouvant se développer sur les parois internes de la cellule, et donc aussi d'une réduction des champs magnétiques associés (en particulier le champ $B_z(E_z^{odd})$, identifié auparavant dans les cellules en verre). Conjointement à la mise en place de nouvelles cellules, plusieurs améliorations du montage ont été réalisées, concernant notamment la production des impulsions de champ électrique et le (double) chauffage de la cellule à césium. Ces modifications ont permis d'une part d'obtenir un profil temporel trapézoïdal pour les impulsions de champ électrique assistant la transition d'excitation, et d'autre part de surchauffer nettement le corps de la cellule par rapport au réservoir de césium. Les conséquences immédiates sont la réduction importante des courants *capacitifs* pouvant apparaître dans la cellule (donc du champ $B_z(E_z^{odd})$ associé), et la destruction thermique des dimères de césium. La destruction des dimères est suffisamment efficace pour que le centrage relatif des faisceaux pompe et sonde ne soit plus critique. Un point à souligner est la souplesse des changements de cellules avec le nouveau montage, ce qui a permis de procéder à de nombreux tests en un temps réduit.

Un autre acquis particulièrement important est que les fenêtres en saphir conservent parfaitement leurs propriétés optiques au cours des moyennages. On n'observe ni perte de transparence ni dégradation de leurs surfaces. Leur qualité optique nous a même permis, en exploitant leurs effets d'étalon, d'éteindre la réflexion du faisceau d'excitation sur les fenêtres de la cellule, résultat susceptible de retombées intéressantes.

Le problème qui demeure avec les cellules en saphir déborde assez largement le cadre, pourtant particulièrement riche ici, de la seule physique atomique. Sous différents aspects, nous sommes en effet confrontés au problème de l'émission de charges par les matériaux isolants, et par le saphir en présence de césium en particulier. En fonction des conditions expérimentales (température, énergie des impulsions d'excitation, géométrie du champ élec-

trique par rapport à la cellule...), on rencontre les effets d'une émission électronique, thermostimulée ou photo induite, de l'émission secondaire des parois de la cellule bombardée par des électrons, de l'adsorption du césium sur le saphir. Ces effets conduisent à une charge d'espace dans la cellule, qui déforme la carte du champ électrique appliqué, et qui est susceptible de perturber les mesures atomiques. Une mise en évidence très claire de l'émission des charges dans la configuration où l'on applique un champ longitudinal (E_z) est obtenue avec la mesure de l'impulsion de courant qui apparaît de manière concomitante à l'impulsion lumineuse d'excitation. Pour diagnostiquer les champs parasites qui en résultent, notre méthode repose sur un aspect important de l'expérience : la nature très interdite de la transition d'excitation 6S-7S et la sensibilité du polarimètre aux anisotropies dans l'état 7S constituent un outil extrêmement sensible aux champs électriques présents pendant l'impulsion d'excitation, et nous apportent les moyens d'en étudier les diverses composantes. Nous avons cherché en particulier à identifier l'origine du problème dominant pour l'expérience PV elle-même, dans la configuration où l'on applique un champ longitudinal (E_z).

Les diagnostics atomiques révèlent un effet équivalent en tous points à celui que produirait une composante $B_z(E_z^{odd})$, avec un niveau effectivement susceptible de perturber une mesure PV. Les deux mécanismes qui nous semblent pouvoir produire un tel effet sont d'une part la combinaison des fortes altérations de E_z^2 au voisinage de la fenêtre "anode" avec un gradient du champ magnétique résiduel, et d'autre part une petite chiralité du courant électronique qui traverse la cellule pendant les impulsions d'excitation. Nous avons montré que ces effets dérivent et fluctuent en des temps typiques qui rendent inexploitable l'accumulation de données au cours de moyennages longs.

Lorsque ce travail a commencé, l'évaluation du champ électrique vu par les atomes reposait sur une mesure des potentiels appliqués et la géométrie des électrodes. En présence de charge d'espace, on peut craindre à juste titre que cette évaluation soit mise en défaut. Or une mesure de violation de parité en configuration longitudinale doit nécessairement être accompagnée d'une mesure du champ électrique pour pouvoir accéder à la grandeur pertinente $\Im m E_1^{PV} / \beta$. Dans notre travail, nous avons mis en oeuvre une mesure atomique du champ électrique dans la cellule, dans les conditions réelles de l'expérience. Le principe repose sur la calibration des signaux obtenus avec le champ électrique \mathbf{E} en exploitant des signaux mesurés sans champ électrique appliqué. La méthode utilisée fonctionne à la fois dans les configurations transverse et longitudinale.

Dans la configuration de champ électrique transverse, jusqu'ici inexplorée par la méthode pompe-sonde, nous avons montré que les problèmes de charge d'espace revêtent des

caractères très différents. Il est prématuré de vouloir conclure si les champs électriques associés constituent une limitation sérieuse sur la précision d'une mesure PV. Rappelons que sur la transition "4-4-5", on peut appliquer un champ électrique E_x dix fois plus faible que le champ E_z utilisé en configuration longitudinale, pour une même amplification du faisceau sonde. Cette possibilité permet en particulier de minimiser les effets dus à l'émission électronique et à la charge d'espace. Nous avons pu réaliser une étude expérimentale, axée sur la détection par polarimétrie atomique pompe-sonde en régime impulsionnel, des orientations atomiques créées dans l'état excité 7S. En l'absence de champ magnétique, on ne détecte que les signaux associés aux orientations créées longitudinalement, et nous avons testé la méthode sur la mesure de $\mathbf{P}^{(2)}$ au niveau du pourcent. L'application d'un champ B_x nous a ensuite permis de détecter, après précession de Larmor, les orientations créées transversalement. Cette étude a permis de dégager quelques spécificités liées à l'excitation pulsée et à la détection par émission stimulée (nouvelles anisotropies et déformations des spectres résultant des déplacements lumineux induits par le faisceau d'excitation), et aussi de préciser la façon d'éviter ces effets. Nous avons par ailleurs examiné expérimentalement les conséquences de l'application du champ magnétique, autres que la précession de Larmor. A l'issue du travail réalisé dans cette configuration, il s'avère qu'une expérience en configuration transverse constitue une alternative crédible pour une mesure de violation de parité exploitant la détection par émission stimulée.

En cherchant à rester dans un contexte expérimental proche de celui étudié dans cette thèse, il s'agit donc, pour la suite, de surmonter les limites actuelles des cellules en saphir, liées à l'émission électronique et aux effets de charge d'espace. L'idée générale pour conserver les avantages des cellules en saphir (qualités optiques des fenêtres, faible conductivité électrique des parois internes, surchauffage), sans pâtir de la charge d'espace qui s'y développe, serait de chercher à imposer les potentiels avec des électrodes *internes*. Le rôle des électrodes internes, avec des cellules de faible conductivité de surface, serait à la fois de capter les charges libres et de limiter au maximum l'émission secondaire par les parois grâce à une géométrie bien adaptée.

Le travail en cours consiste donc d'une part à poursuivre l'étude des effets systématiques dans la configuration de champ électrique transverse, et d'autre part, pour la configuration longitudinale, à réaliser une cellule en alumine, avec des électrodes internes, destinées à réduire fortement la multiplication des charges et à capter les charges libres présentes dans la vapeur.

Dans le but de se débarrasser des interactions avec les parois, une autre idée naturelle consiste à tirer profit d'un échantillon d'atomes piégés. Prenons un cas très favorable selon

l'état de l'art des pièges magnéto-optiques (PMO) à césium [80] : 10^{10} atomes à $100 \mu\text{K}$. Le nombre maximal d'atomes utiles, lorsqu'on prend en compte la largeur spectrale de l'impulsion d'excitation (15 ns), est limité à $N_{PMO} \leq 10^9$ atomes. Il faut comparer avec le nombre d'atomes résonnants avec l'impulsion d'excitation dans notre cellule, avec la même largeur spectrale pour le faisceau d'excitation ($L=83 \text{ mm}$, $\omega^{ex} = 1 \text{ mm}$, $N_{Cs} = 2 \times 10^{14} \text{ at/cm}^3$, $T = 250 \text{ }^\circ\text{C}$), soit $N_{vapeur} \simeq 10^{12}$ atomes. On peut sans doute ajuster les conditions expérimentales, mais la perte initiale sur le rapport signal sur bruit est *a priori* très grande. Une raison est d'ailleurs la température (pour nous) trop faible des atomes dans le piège. Les critères requis pour notre expérience sont très atypiques, puisque l'objectif n'est pas une grande densité dans l'espace des phases, mais un grand nombre total d'atomes, avec une température idéale de l'ordre du kelvin ! Avant d'envisager une expérience PV sur les atomes froids de césium piégés, la réalisation d'un tel piège atypique semble bien constituer un objectif prioritaire et certes intéressant en soi.

Annexe A

Asservissements des lasers

Nous indiquons succinctement dans cette annexe les signaux qui permettent l'asservissement des lasers. Le principe des asservissements repose sur une technique de spectroscopie de polarisation sans effet Doppler, et elle consiste à mesurer des anisotropies optiques (biréfringence ou dichroïsme) présentant un spectre en forme de dispersion.

A.1 Laser sonde

Le laser sonde est asservi de façon absolue grâce à des signaux obtenus avec une cellule annexe contenant une vapeur de césium. Une décharge dans cette cellule permet de peupler les niveaux 6P, et la fraction du faisceau prélevé à la sortie de la cavité du laser à centres colorés est séparée en deux : un faisceau pompe, et un faisceau sonde nettement moins intense. Dans la cellule, les deux sont contrapropageants de sorte qu'ils interagissent avec des classes de vitesse différentes sauf lorsqu'il s'agit de la classe de vitesse nulle. L'objectif est justement de s'asservir très proche de cette classe de vitesse nulle.

Transition $7S_{1/2, F=4} \rightarrow 6P_{3/2, F=4}$:

Le faisceau pompe est polarisé linéairement, et crée donc un alignement dans la vapeur. Cet alignement engendre une biréfringence linéaire pour le faisceau sonde, avec un profil en dispersion lorsqu'on balaye la fréquence du laser. L'effet est maximum lorsque la polarisation pompe est à $\pm 45^\circ$ de la polarisation sonde (on crée un effet α_1), et on module l'effet grâce à une lame ($\lambda/2$) tournante sur le faisceau pompe. Pour diagnostiquer une biréfringence linéaire, il faut un polarimètre en mode circulaire, ici réduit à une lame ($\lambda/4$) placée devant un prisme d'analyse. Ce prisme est légèrement décroisé par rapport au prisme d'entrée pour améliorer le signal de modulation. On extrait le signal de modulation avec une détection synchrone. Le signal de référence est obtenu en envoyant une fraction du faisceau

pompe (polarisation plane tournante) vers une photodiode précédée d'un polaroïde.

Transition $7S_{1/2,F=4} \rightarrow 6P_{3/2,F=5}$:

On module cette fois l'hélicité du faisceau pompe grâce à une lame ($\lambda/4$) placée après la lame ($\lambda/2$) tournante. Ce faisceau elliptique crée une orientation dans la vapeur, qui engendre un pouvoir rotatoire pour le faisceau sonde. L'effet est maximum lorsque la polarisation pompe est circulaire. Pour diagnostiquer le pouvoir rotatoire il suffit du prisme d'analyse. Le signal de référence est obtenu de la même façon que précédemment.

A.2 Laser d'excitation

Le laser continu est asservi sur une cavité externe, stabilisée en température, et isolée acoustiquement. Pendant les acquisitions on réajuste régulièrement la longueur de la cavité et donc la fréquence de consigne en exploitant des signaux atomiques obtenus avec le faisceau pulsé et le polarimètre.

A.2.1 Sonde sur la transition $7S_{1/2,F=4} \rightarrow 6P_{3/2,F=5}$ (et $7S_{1/2,F=3} \rightarrow 6P_{3/2,F=2}$)

On insère une lame ($\lambda/4$) sur le laser d'excitation pour rendre sa polarisation circulaire. On crée alors une orientation dans le niveau $7S$, et on exploite le pouvoir rotatoire, en forme de dispersion, qui apparaît sur le faisceau sonde de polarisation plane, lequel a été asservi de façon absolue au préalable ([39], Fig. 4). On obtient ainsi un signal d'erreur qui permet de réagir sur la tension appliquée sur les cales piézo-électriques ajustant la longueur de la cavité externe sur laquelle est asservi le faisceau continu à 539 nm.

A.2.2 Sonde sur la transition $7S_{1/2,F=4} \rightarrow 6P_{3/2,F=4}$ (et $7S_{1/2,F=3} \rightarrow 6P_{3/2,F=3}$)

On laisse le faisceau d'excitation polarisé linéairement. A l'alignement Stark correspond d'une part le dichroïsme plan (utilisé pour la calibration des alignements) et, d'autre part, une biréfringence linéaire (effet α_3), avec un profil en dispersion ([39], Fig. 6). On insère une lame ($\lambda/4$) sur le faisceau sonde avant la cellule, et on exploite le polarimètre en mode linéaire (sensible à $\gamma_1 \pm \alpha_3$ avec la polarisation sonde incidente circulaire) .

A.3 Résonances "parasites"

Mentionnons deux erreurs qui peuvent se produire et qu'il est bon d'avoir à l'esprit lors de l'asservissement des lasers. On commence toujours par asservir le faisceau sonde avec la cellule annexe, et ensuite on recherche l'amplification de ce faisceau dans la cellule de l'expérience PV lorsqu'on balaye la fréquence du faisceau d'excitation. On veut bien sûr que les deux faisceaux soient résonnants pour la classe de vitesse nulle, de façon à avoir le plus grand signal possible, mais en pratique, il est possible de s'asservir sur une classe de vitesse non nulle.

A.3.1 Résonances "3-3-2" et "3-3-3"

Lorsque le faisceau sonde est résonnant pour la classe de vitesse nulle sur la transition $7S_{1/2,F=3} \rightarrow 6P_{3/2,F=2}$, il est aussi résonnant sur la transition $7S_{1/2,F=3} \rightarrow 6P_{3/2,F=3}$ pour les atomes de vitesse v_z telle que $\delta\nu^{pr}/\nu^{pr} = v_z/c$ avec $\delta\nu^{pr} = 150$ MHz, soit $v_z = 220$ m.s⁻¹. Le sens de la vitesse est tel que les atomes voient un décalage vers le rouge. On peut donc trouver une amplification lorsque le faisceau d'excitation est résonnant sur la transition $6S_{1/2,F=3} \rightarrow 7S_{1/2,F=3}$ pour cette classe de vitesse, c'est-à-dire décalé de $\delta\nu^{ex} = \nu^{ex}v_z/c \simeq 400$ MHz.

L'ordre de grandeur de l'amplitude de cette résonance parasite est donnée par le facteur de Boltzmann, qui vaut pour $T = 250$ °C, et $v_z = 220$ m.s⁻¹, $\exp(-\frac{mv_z^2}{2kT}) \simeq 0.4$. On voit donc facilement l'amplification.

A.3.2 Résonances "4-4-4" et "4-4-5"

De la même façon, lorsque le faisceau sonde est à résonance sur $7S_{1/2,F=4} \rightarrow 6P_{3/2,F=4}$ pour $v_z = 0$, il est résonnant sur $7S_{1/2,F=4} \rightarrow 6P_{3/2,F=5}$ pour $v_z = 380$ m.s⁻¹. On trouve une amplification lorsque le faisceau d'excitation est décalé de 680 MHz, et le facteur de Boltzmann vaut alors 0.08 environ. L'amplitude est sensiblement plus petite parce que l'écart hyperfin vaut 251 MHz au lieu de 151 MHz.

Annexe B

Estimation des capacités et du temps de relaxation du champ électrique dans les cellules

Nous donnons dans cette annexe une estimation du temps de relaxation du champ électrique dans les cellules à césium, calculés à partir de la résistance des parois internes des cellules (déduite des mesures dont le principe est exposé au chapitre 3) et des capacités qui interviennent dans le montage (calculées à partir de la géométrie).

Pour les applications numériques, nous utiliserons les valeurs de résistances carrées du tableau B.1.

Cellule	début	fin	$R_c^{avant}(M\Omega)$	$R_c^{apres}(M\Omega)$
Sark1	jan 99	mai 99	70	2.5
Sark3	juin 99	février 00	45	0.15
Sark4	fév 00	juillet 00	23	1.5
Sark5	sep 00	juillet 01	34	50
Pyrex 1	fév 00	fev 00	1.3	-

TAB. B.1 – Résistances carrées des cellules à césium, dans les conditions typiques de l'expérience : $T_{res} \simeq 140^\circ C$, $T^{cell} \simeq 240^\circ C$ (sauf pour pyrex 1 : $T^{cell} = 310^\circ C$). R_c^{avant} et R_c^{apres} désignent le résultat des mesures avant utilisation sur le montage PV et après plusieurs dizaines d'heures d'exploitation.

B.1 Configuration longitudinale

B.1.1 Tension entre deux électrodes adjacentes

Dans cette configuration, la cellule est placée entre deux demi-coques qui forment un cylindre, autour duquel on place les électrodes annulaires (voir Fig. B.1.a. ci-contre). Nous nous intéressons à un tronçon constitué de deux électrodes adjacentes, que nous modélisons avec le schéma de la figure B.1.b.

Nous évaluerons les capacités avec la formule simplifiée : $C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{S}{e}$.

Nous prendrons $S \simeq \pi \Phi^{cell} \times l$ et $e = d$ pour C_{Cs} , $e = 1.5$ mm pour C_{coque} et $e = 1.65$ mm pour C_{cell} . $\phi^{cell} = 10$ mm, $l = 4$ mm, $d = 9$ mm.

Nous donnons dans le tableau B.2 les valeurs numériques des constantes diélectrique et des capacités correspondantes pour différents matériaux.

Capacité	C_{Cs}	$2C_{cell}(saphir)$	$2C_{cell}(pyrex)$	$2C_{coque}(alumine)$	$2C_{coque}(silice)$	$2C_{coque}(macor)$
ϵ_r	1	9.5(\perp)	4.6	9.2	3.7	6
capa(pF)	0.12	7	3.4	8.2	3.2	5.3

TAB. B.2 – Valeurs numériques des capacités intervenant en configuration longitudinale.

La résistance des parois internes de la cellule vaut, pour ce tronçon :

$$R_{cell} = R_c \times \frac{d}{\pi \Phi^{cell}} \quad (\text{B.1})$$

Le temps de relaxation recherché est celui de la tension aux bornes de la résistance R_{cell} , c'est-à-dire la constante de temps pour le dipôle représenté Fig. B.1.c, soit

$$\tau = R_{cell} \times C_{eq} \quad (\text{B.2})$$

avec

$$C_{eq} = (C_{coque}^{-1} + C_{cell}^{-1})^{-1} + C_{Cs} \quad (\text{B.3})$$

Les valeurs obtenues sont rassemblées dans le tableau B.5

B.1.2 Calcul pour la cellule entière

On s'intéresse à la géométrie de la figure B.2. On prendra $S = \pi \frac{(\Phi^{cell})^2}{4}$, et $e = L^{cell}$ pour C_{Cs} , $S = \pi \frac{(\Phi^{cell})^2}{4}$, et $e =$ épaisseur des fenêtres (0.5 mm pour le saphir, 2 mm pour le pyrex) pour C_W . Nous donnons dans le tableau B.3 les valeurs numériques des capacités.

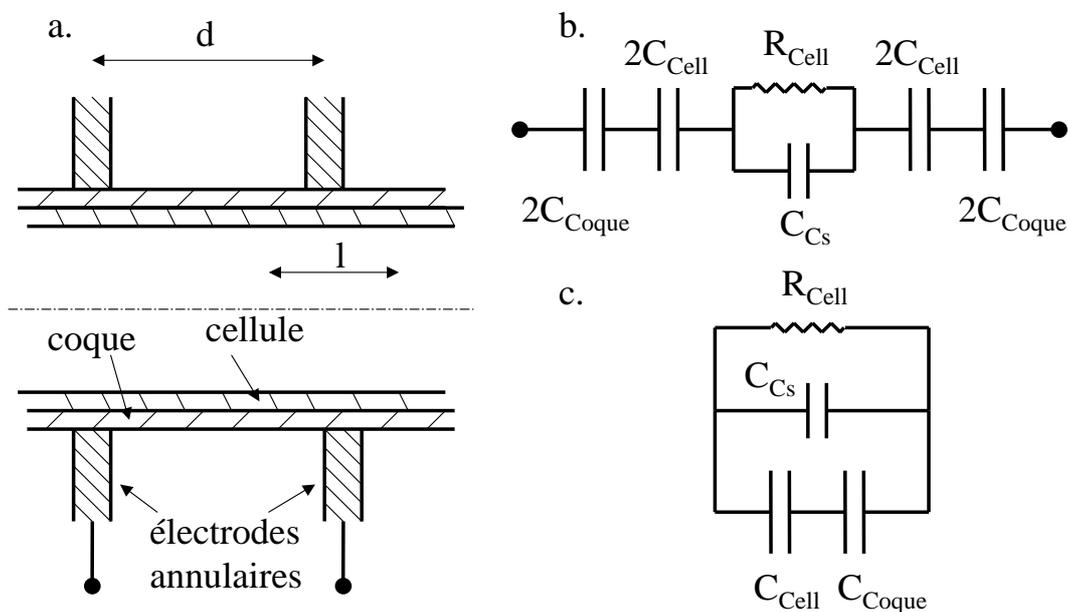


FIG. B.1 – a. Géométrie de la cellule et des électrodes en configuration longitudinale. b. Modèle retenu pour décrire la relaxation de la tension entre deux électrodes. c. Dipôle équivalent pour la relaxation du champ électrique dans la cellule.

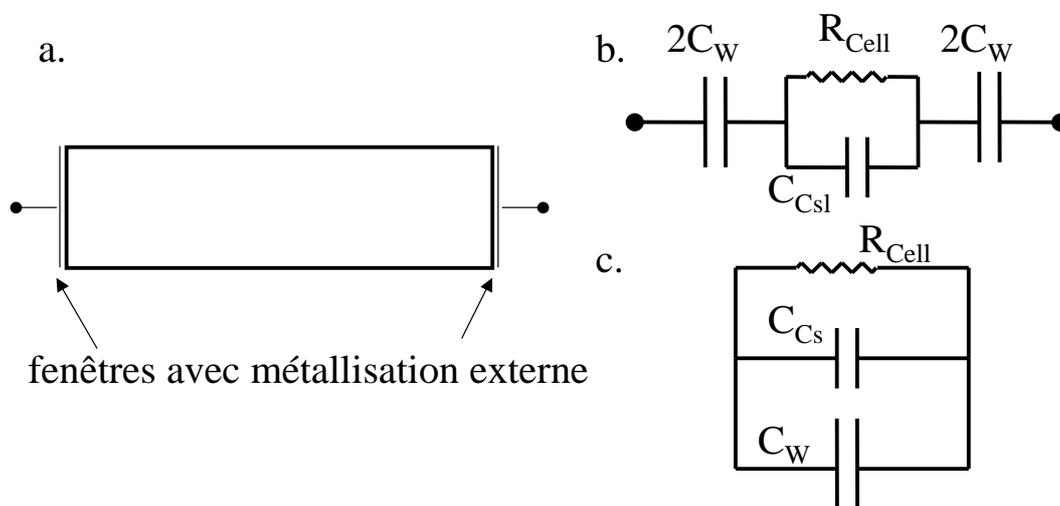


FIG. B.2 – Modèle pour la relaxation du champ E_z dans la cellule : on considère alors un condensateur formé par deux électrodes plaquées contre les fenêtres de la cellule. La cellule dont les fenêtres ont été métallisées se rapproche de cette situation, bien que l'on néglige ici l'influence des électrodes placées entre les fenêtres.

Capacité	C_{Cs}	$2C_W(\text{saphir})$	$2C_W(\text{pyrex})$
ϵ_r	1	11.8(//)	4.6
Capa(pF)	0.008	16	1.6

TAB. B.3 – Valeurs numériques des capacités intervenant en configuration longitudinale pour la situation de la figure B.2.

La résistance des parois internes de la cellule vaut

$$R = R_c \times \frac{L^{cell}}{\pi \Phi^{cell}} \quad (\text{B.4})$$

et le temps de relaxation vaut

$$\tau = R \times C_{eq} \quad (\text{B.5})$$

avec

$$C_{eq} = C_W + C_{Cs} \quad (\text{B.6})$$

Les valeurs obtenues sont rassemblées dans le tableau B.6 à la fin de l'annexe.

B.2 Configuration transverse

Dans cette configuration, la cellule est placée entre deux demi-coques, et les électrodes planes sont plaquées contre l'extérieur de ces coques (Fig. B.3a.). Nous modéliserons le circuit électrique selon le schéma de la figure B.3b.

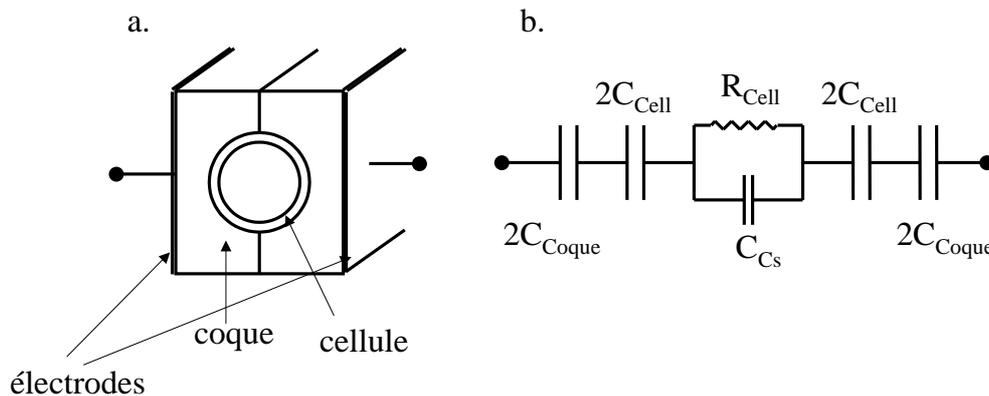


FIG. B.3 – a. Géométrie de la configuration transverse. b. Modèle pour la relaxation du champ électrique dans la cellule.

Nous prendrons ici $S = \Phi^{cell} \times L^{cell}$, et $e = \Phi^{cell}$ pour C_{Cs} et $S = \phi^{cell} \times L^{cell}$ et $e = 7 \text{ mm}$ pour C_{coque} , $e = 1.5 \text{ mm}$ pour C_{Cell} .

Nous donnons dans le tableau B.4 les valeurs numériques des capacités. La résistance

Capacité	C_{Cs}	$2C_{cell}(saphir)$	$2C_{cell}(pyrex)$	$2C_{coque}(alumine)$	$2C_{coque}(silice)$	$2C_{coque}(macor)$
ϵ_r	1	9.5(\perp)	4.6	9.5	3.7	6
Capa(pF)	0.73	47	23	13	5.0	8.2

TAB. B.4 – Valeurs numériques des capacités intervenant en configuration transverse.

des parois internes de la cellule vaut

$$R = \frac{1}{2}R_c \times \frac{\pi\Phi^{cell}/2}{L^{cell}} \quad (B.7)$$

Le temps de relaxation vaut

$$\tau = R \times C_{eq} \quad (B.8)$$

avec

$$C_{eq} = (C_{coque}^{-1} + C_{cell}^{-1})^{-1} + C_{Cs} \quad (B.9)$$

Les valeurs obtenues sont rassemblées dans le tableau B.7.

210ANNEXE B. ESTIMATION DES CAPACITÉS ET DU TEMPS DE RELAXATION

Cellule	Sark 1		Sark 3		Sark 4	
	avant	après	avant	après	avant	après
τ (μ s)	91	3.3	58	0.2	30	2

TAB. B.5 – Temps de relaxation calculés pour la tension entre deux électrodes adjacentes dans la configuration longitudinale (Fig.B.1), dans le cas des cellules en saphir. Coque en alumine, $C_{eq} = 3.9$ pF.

Cellule	Sark 1		Sark 3		Sark 4	
	avant	après	avant	après	avant	après
τ (μ s)	1500	53	950	3.2	490	32

TAB. B.6 – Temps de relaxation calculés pour le champ électrique dans la configuration longitudinale (Fig.B.2), dans le cas cellule en saphir. Coque en alumine, $C_{eq} = 8$ pF.

Cellule	Sark 5 avant	Sark 5 après	Pyrex 1 (avant)
τ (μ s)	20	27	0.7

TAB. B.7 – Temps de relaxation calculés pour le champ électrique dans la configuration transverse. Coques en alumine $C_{eq} = 5.8$ pF.

Bibliographie

- [1] S. Weinberg. *Rev. Mod. Phys.*, **52**, 515, (1980).
- [2] A. Salam. *Rev. Mod. Phys.*, **52**, 539, (1980).
- [3] Glashow. *Rev. Mod. Phys.*, **52**, 525, (1980).
- [4] Aitchison and Hey. *Gauge theories in Particle Physics*. IOP Publisher, seconde édition, (1989). Pour une introduction pédagogique au Modèle Standard.
- [5] P. Fayet in. *Parity Violation in Atoms and Polarised Electron Scattering*. B. Frois and M.A. Bouchiat, (1999). p.19. World Scientific.
- [6] M. Green, J. Schwarz, and E. Witten. *Superstring theory*. Cambridge University Press, (1987).
- [7] M.A. Bouchiat. *A paraître dans Proceedings of the XXXVth Rencontres de Moriond on Electroweak Interaction and Unified Theories, March 11-18 2000*.
- [8] M.A. Bouchiat and C. Bouchiat. *Parity violation induced by weak neutral currents in atomic physics. Part I*. *J. Phys. (France)*, **35**, 899, (1974).
- [9] M.A. Bouchiat and C. Bouchiat. *Parity violation induced by weak neutral currents in atomic physics. Part II*. *J. Phys. (France)*, **36**, 493, (1975).
- [10] C. Bouchiat and C.A. Piketty. *Measurement of the $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ Transition Probability in Atomic Cesium and Improved Test of the Standard Model*. *Z. Phys. C*, **49**, 91, (1991).
- [11] C. Bouchiat in. *Parity Violation in Atoms and Polarised Electron Scattering*. B. Frois and M.A. Bouchiat, (1999). p.142 World Scientific.
- [12] M.A. Bouchiat, J. Guéna, and L. Pottier. *Atomic parity violation measurement in the highly forbidden $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ caesium transition I*. *J. Physique*, **46**, 1897, (1985).
- [13] M.A. Bouchiat, J. Guéna, and L. Pottier. *Atomic parity violation measurement in the highly forbidden $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ caesium transition II. Analysis and control of systematic effects*. *J. Physique*, **47**, 1175, (1986).

- [14] M.A. Bouchiat, J. Guéna L. Pottier, and L. Hunter. Phys. Lett. B, **117**, (1982).
- [15] M.A. Bouchiat, J. Guéna L. Pottier, and L. Hunter. Phys. Lett. B, **134**, (1984).
- [16] M.A. Bouchiat, J. Guéna, L. Pottier, and L. Hunter. *Atomic parity violation measurement in the highly forbidden $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ caesium transition III. Data Acquisition and Processing. Results and Implications.* J. Physique, **47**, 1709, (1986).
- [17] J.N.H. Edwards, S.J. Philips, P.E.G. Baird, and S. Nakayama. Phys. Rev. Lett., **74**, 2654, (1995).
- [18] P. Vetter *et al.* Phys. Rev. Lett., **74**, 2658, (1995).
- [19] M.J.D. Macpherson. Phys. Rev. Lett., **67**, 2784, (1991).
- [20] C.S. Wood, S.C. Bennett, D. Cho, B.P. Masterson, J.L. Roberts, C.E. Tanner, and C.E. Wieman. Science, **275**, 1759, (1997).
- [21] A. Derevianko. *Reconciliation of the measurement of parity nonconservation in Cs with the standard model.* Phys. Rev. Lett., **85**, 1618, (2000).
- [22] S.C. Bennett and C.E. Wieman. *Measurement of the $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ Transition Probability in Atomic Cesium and Improved Test of the Standard Model.* Phys. Rev. Lett., **82**, 2484, (1999).
- [23] J. Erler and P. Langacker. *Indication of an Extra Neutral Gauge Boson in Electroweak Precision Data.* Phys. Rev. Lett., **84**, 212, (2000).
- [24] D. Chauvat. *Innovation et optimisation d'une méthode de polarimétrie pompe avec des faisceaux impulsions en vue d'une mesure précise de violation de la parité dans l'atome de césium.* Thèse, Université Paris XI, (1997).
- [25] M.A. Bouchiat, Ph. Jacquier, M. Lintz, and L. Pottier. Opt. Commun., **56**, 100, (1985).
- [26] C. Bouchiat and M.A. Bouchiat. *Amplification of electroweak left-right asymmetries in atoms by stimulated emission.* Z. Phys. D, **36**, 105, (1996).
- [27] M.A. Bouchiat and C. Bouchiat. *Parity violation in atoms.* Rep. Prog. Phys., **60**, 1351, (1997).
- [28] M. Poirier. *Contribution à la recherche d'une violation de la parité induite par les courants neutres faibles sur la transition $6S-7S$ du césium.* Thèse, Université Paris VI, (1979).
- [29] J. Guéna. *Violation de la parité dans l'atome de césium : mesures sur la transition très interdite $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$.* Thèse, Université Paris VI, (1979).

- [30] M.A. Bouchiat. *Les Houches, Session XXXVIII, 1982- Tendances actuelles en physique atomiques*, volume II. Elsevier Science B.V., (1984).
- [31] M. Lintz. *Spectroscopie à deux lasers sur un système interdit à trois niveaux : $6S_{1/2} - 7S_{1/2} - 6P_{3/2}$ dans le césium*. Thèse, Université Paris XI, (1987).
- [32] "Progrès d'une expérience à deux lasers sur le système à trois niveaux $6S_{1/2} - 7S_{1/2} - 6P_{3/2}$ " du césium en vue d'une mesure précise de violation de la parité." Comptendu de fin de recherche correspondant à l'aide octroyée par le MRT de décembre 88 à décembre 92, .
- [33] J. Guéna, D. Chauvat, Ph. Jacquier, M. Lintz, M.D. Plimmer, and M.A. Bouchiat. *Differential-mode atomic polarimetry with pulsed lasers : high-precision zero adjustment*. J. Opt. Soc. Am. B, **14**, 271, (1997).
- [34] S.A. Blundell in. *Parity Violation in Atoms and Polarised Electron Scattering*. B. Frois and M.A. Bouchiat, (1999). World Scientific.
- [35] D. Chauvat, J. Guéna, Ph. Jacquier, M. Lintz, and M.A. Bouchiat. *Amplification of L-R asymmetries by stimulated emission : experimental demonstration of sensitivity enhancement valuable for parity violation measurements*. Eur. Phys. J. D, **1**, 169, (1998).
- [36] J. Guéna, Ph. Jacquier, and L. Pottier. *Measuring the frequency jitter and spectral width of nanosecond, single mode laserpulse*. Meas. Sci. Technol., **1**, 1254, (1990).
- [37] J. Guéna, D. Chauvat, Ph. Jacquier, M. Lintz, M.D. Plimmer, and M.A. Bouchiat. *Sensitive pulsed pump-probe atomic polarimetry for parity violation measurements in caesium*. Quantum Semiclass. Opt., **10**, 733, (1998).
- [38] A. Hrisoho, J. Guéna, Ph. Jacquier, M. Lintz, L. Pottier, and M.A. Bouchiat. *Reaching the shot noise limit in the polarization measurement of individual nanosecond light pulses*. Opt. Comm., **71**, 6, (1989).
- [39] M.A. Bouchiat, J. Guéna, Ph. Jacquier, M. Lintz, and L. Pottier. *From linear amplification to triggered superradiance : illustrative examples of stimulated emission and polarization spectroscopy for sensitive detection of a pulsed excited forbidden transition*. J. Phys. II France, **2**, 727, (1992).
- [40] M.A. Bouchiat, J. Guéna, Ph. Jacquier, M. Lintz, and M.D. Plimmer. *Two-beam linear magneto-optical spectroscopy of atomic transitions between short lived states*. Z. Phys. D, **33**, 89, (1995).

- [41] L. Pottier, M.A. Bouchiat, J. Guéna, M. Lintz, E. Hugues, and Ph. Jacquier. *Realization of a 16kV/8cm pulsed longitudinal electric field for E-field controlled laser excitation of dense Cs vapour*. Meas. Sci. Technol., **2**, 1147, (1991).
- [42] M.A. Bouchiat, J. Guéna, Ph. Jacquier, M. Lintz, and A.V. Papoyan. *Electrical conductivity of glass and sapphire cells exposed to dry cesium vapor*. App. Phys. B, **68**, 1109, (1999).
- [43] M.A. Bouchiat, J. Guéna, Ph. Jacquier, and M. Lintz. Chem. Phys. Lett., **199**, 85, (1992).
- [44] M.A. Bouchiat, J. Guéna, Ph. Jacquier, and M. Lintz. *Demonstration and interpretation of the radial electric field generated in Cs vapor by laser photoionization and charge separation in an external E-field*. Optics Comm., **104**, 157, (1993).
- [45] A.V. Melkonyan D.G. Sarkisyan. Pribori i Tekhnica Eksperimenta, **2**, 202, (1989).
- [46] R. Wyatt and D. Cotter. Z. Phys. D, **21**, 199, (1980).
- [47] Ph. Jacquier. *Vers des mesures précises de violation de la parité dans le césium : construction d'une expérience nouvelle utilisant la détection active par émission induite*. Thèse, Université Paris VI, (1991).
- [48] R.G.Wilson. *Electron emission from Al₂O₃ in cesium vapor*. Surface science, **38**, 261, (1973).
- [49] E.B. Leigh. *Devices for optoelectronics*. M. Dekker, (1996).
- [50] Y. Saita, S. Michizono, T. Sato, S. Kobayashi, and C. Jardin. *Annealing effects on secondary emission and charging of alumina ceramics*. 3rd Intern. Conf. on Elec. Charge in Solid Insulators, , (1998).
- [51] S. Michizono, Y. Saito, S. Yamaguchi, S. Anami, N. Matuda, and A. Kinbara. *Dielectric Materials for Use as Output Windows in High-power Klystrons*. IEEE Transactions on Electrical Insulation, .
- [52] A.M. Bonch-Bruevich, T.A. Vartanyan, A.V. Gorlanov, Yu. N. Maksimov, S.G. Przhibel'skii, and V.V. Khromov. *Adsorption of cesium atoms at structural defects on sapphire surfaces*. Sov. Phys. JETP, **85**, 200, (1997).
- [53] A.M. Bonch-Bruevich, Yu. M. Maksimov, and V.V. Khromov. *Variation of the absorption spectrum of sodium atoms when they are adsorbed on a sapphire surface*. Opt. Spectrosc. (USSR), **58**, 854, (1985).
- [54] A.M. Bonch-Bruevich, T.A. Vartanyan, A.V. Gorlanov, Yu. M. Maksimov, S.G. Przhibel'skii, and V.V. Khromov. *Photodesorption of sodium atoms from a surface of sapphire*. Sov. Phys. JETP, **70**, 604, (1990).

- [55] M. Brause, D. Ochs, J. Günster, Th. Mayer, B. Braun, V. Puchin, W. Maus-Friedrichs, and V. Kempter. *Cs adsorption on oxide films (Al_2O_3 , MgO , SiO_2)*. Surface Science, **383**, 216, (1997).
- [56] Kevin R. Zavadil and Judith. L. Ing. *Adsorption and desorption studies of cesium on sapphire surfaces*. Proc. 11th symposium on space nuclear power and propulsion, , (1994).
- [57] Kevin R. Zavadil and Judith. L. Ing. *Adsorption and desorption studies of cesium on sapphire surfaces*. Proc. 12th symposium on space nuclear power and propulsion, , 277, (1995).
- [58] M. Lintz and M.A. Bouchiat. *Observation of the diffraction of a Helium-Neon laser beam on the monoatomic steps of a vicinal sapphire surface*. Soumis à Surface Science, .
- [59] R.H. Fowler and L. Nordheim. *Electron emission in intense electric field*. Roy. Soc. Proc., **119**, 173, (1928).
- [60] W.C. Wong, D.S. McClure, S. A. Basun, and Milan. R. Kokta. *Charge-exchange energies in titanium-doped sapphire crystals.I*. Phys. Rev. B, **51**, 5682, (1995).
- [61] A. Sharmann. *Keynote Paper on Exoelectron Emission Research*. Japanese Journal of Applied Physics, **24**, 6, (1985).
- [62] L Oster, V. Yaskolko, and J. Hadda. *Classification of Exoelectron Emission Mechanism*. Phys. Stat. Sol. (a), **174**, 431, (1999).
- [63] P. Bräunlich and P. Kelly. *Laser Stimulated Exoelectron Emission*. Japanese Journal of Applied Physics, **24**, 38, (1985).
- [64] R. Bindi, P. Lacconi, D. Lapraz, and D. Petel. *The effective electron affinity estimation from the simultaneous detection of thermally stimulated luminescence and exoelectronic emission. Application to an α -alumina single crystal*. Japanese Journal of Applied Physics, **30**, 137, (1997).
- [65] J. Cazeau. Ultramicroscopy, **60**, 411, (1995).
- [66] J. Cazeau. NATO ASI Ser. B in Ionization of Solids by Heavy Particles, Edited by R.A.Bariagola, **306**, 325, (1993).
- [67] J. Cazeau and P.Lehuede. J.Electron. Spectrosc. Relat. Phenom., **59**, 49, (1992).
- [68] B. Carriere and B.Lang. Surface Science, **64**, 209, (1977).
- [69] Durand. *Électrostatique, Tome III*. Masson.

- [70] M.A. Bouchiat, J. Guéna, L. Hunter, and L. Pottier. *Stark Interference effects in a weak magnetic field on the 6S-7S forbidden transition of cesium*. Optics Comm., **46**, 185, (1983).
- [71] M.A. Bouchiat and M. Poirier. *Possible $M_1 - E_1$ interference effects in M_1 forbidden transitions with crossed magnetic and electric fields*. J. Phys., **43**, 729, (1982).
- [72] M.A. Bouchiat, J. Guéna, Ph. Jacquier, M. Lintz, and L. Pottier. *The Cs 6S – 7S – 6P_{3/2} forbidden three level system : analytical description of the inhibited fluorescence and optical rotation spectra*. J. Phys. France, **50**, 157, (1989).
- [73] M.A. Bouchiat, J. Guéna, L. Hunter, and L. Pottier. *New measurement of the 6S → 7S scalar to vector polarizability ration*. Optics Communication, **45**, 35, (1983).
- [74] J. Hoffnagle, L. Ph. Roesch, V.L. Tegeldi, A. Weis, and A. Zehnder. Phys. Rev. Lett., **85A**, 143, (1981).
- [75] B. Cagnac and J.C. Pebay-Peyroula. *Physique atomique, Tome II*. Dunod Université.
- [76] M.A. Bouchiat, J. Guéna, and L. Pottier. *Hanle effect detection of the 6S_{1/2} – 7S_{1/2} single photon transition of cesium without electric field*. Optics. Commun., **51**, 243, (1984).
- [77] M.A. Bouchiat and J. Guéna. *The E₂ 6S-7S amplitude in Cesium and its importance in a precise calibration of E₁^{PV}*. J. Phys. France, **49**, 2037, (1988).
- [78] J.A. Rodriguez, M. Kuhn, and J. Hrbek. *Interaction of Silver, Cesium, and Zinc with Alumina Surfaces : Thermal Desorption and Photoemission Studies*. J. Phys. Chem., **100**, 18240, (1996).
- [79] C. H. Kunsman. *A new source of positive ions*. Science, **1603**, 269, (1929).
- [80] C.G. Townsend, N.H. Edwards, C.J. Cooper, K.P. Zetie, C.J. Foot, A.M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard. *Phase-space density in the magnto-optical trap*. Phys.Rev. A, **52**, 1423, (1995).