



Implantation d'atomes de césium dans un cristal d'hélium

Mathieu Melich

► To cite this version:

Mathieu Melich. Implantation d'atomes de césium dans un cristal d'hélium. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2008. Français. NNT : . tel-00351769

HAL Id: tel-00351769

<https://theses.hal.science/tel-00351769>

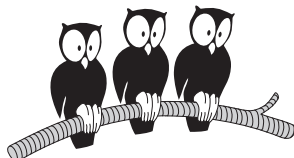
Submitted on 11 Jan 2009

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



THÈSE de DOCTORAT de L'UNIVERSITÉ PARIS VI

Spécialité : Physique Expérimentale des Atomes et des Molécules

présentée par

Mathieu MELICH

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS VI

**Implantation d'atomes de césium
dans un cristal d'hélium**

Soutenue le 25 septembre 2008 devant le jury composé de :

M. Sébastien BALIBAR	Examineur
M. Jacques DUPONT-ROC	Membre Invité
M. Philippe JACQUIER	Directeur de thèse
M. Jacques TREINER	Président du Jury
M. Antoine WEIS	Rapporteur
M. Pierre-Etienne WOLF	Rapporteur

Table des matières

Introduction	9
1 Propriétés optiques d'atomes de césium implantés dans l'hélium 4 solide	13
1.1 Rappel des principaux résultats expérimentaux	14
1.1.1 Dans l'hélium liquide sous pression	14
1.1.2 Dans l'hélium solide	15
1.1.2.a La transition D_1	16
1.1.2.b Configuration anisotrope autour de l'état fondamental $6S_{1/2}$ dans le solide hcp	16
1.1.2.c La raie d'absorption D_2 et les nombreux canaux de désexcitation de l'état $6P_{3/2}$	16
1.2 Le modèle de la bulle	17
1.2.1 Description qualitative	17
1.2.2 Les prévisions existantes	17
1.3 Prévisions théoriques supplémentaires	18
1.3.1 Dédoublément de la raie d'absorption D_2 en présence d'une anisotropie	18
1.3.2 Intensité des raies d'absorption en lumière polarisée	21
1.3.3 Effet des fluctuations	23
2 Montage basse température	25
Introduction	27
2.1 Un cryostat optique sans garde d'azote	28
2.1.1 Description	28

2.1.1.a	Les pertes du cryostat	28
2.1.1.b	Vide d'isolement et étuvage	31
2.1.2	Mesures de température	34
2.1.2.a	Résistances platine	35
2.1.2.b	Résistances germanium	36
2.1.2.c	Résistances carbone	38
2.1.3	Fonctionnement du cryostat	38
2.1.3.a	Le tour de cellule	38
2.1.3.b	Refroidissement direct à l'hélium	39
2.1.3.c	Refroidissement à l'azote	40
2.1.3.d	Réchauffement	41
2.1.3.e	Consommation du cryostat	42
2.1.4	Le réfrigérateur à hélium 4	43
2.1.4.a	Système de pompage et puissance frigorifique attendue . .	43
2.1.4.b	Vanne froide de remplissage	45
2.1.4.c	Mesure et régulation du niveau du réfrigérateur	46
2.1.4.d	Puissance frigorifique observée	48
2.2	La cellule d'expérience	51
2.2.1	L'équipement interne de la cellule	52
2.2.1.a	Le nucléateur	52
2.2.1.b	Le brise ampoule	53
2.2.1.c	La jauge de pression	55
2.2.1.d	Éclairage LED	55
2.2.2	L'alimentation de la cellule en hélium 4 et le contrôle de la pression	56
2.2.2.a	Dispositif de manipulation du gaz hélium 4	56
2.2.2.b	Mesure de la pression dans la cellule	57
2.2.3	Remplissage de la cellule et croissance d'un cristal d'hélium	59

3.1	Dispositif expérimental pour la production des atomes	62
3.1.1	Principe de l'implantation en deux étapes	62
3.1.2	Pulvérisation et atomisation avec un laser YAG doublé	63
3.1.2.a	Le laser YAG doublé	63
3.1.2.b	Montage optique pour la pulvérisation du césium	64
3.1.2.c	Montage optique pour l'atomisation	66
3.1.3	Atomisation avec un laser Ti:Sa femtoseconde amplifié	68
3.1.3.a	L'oscillateur laser Ti:Sa	69
3.1.3.b	L'amplificateur Ti:Sa	70
3.1.3.c	L'atomisation femtoseconde	72
3.2	Excitation optique des atomes	72
3.2.1	La diode laser à 850 nm	72
3.2.2	Le laser Ti:Sa en mode continu	73
3.2.3	Montage pour l'excitation de la fluorescence	73
3.3	Le système de détection de la fluorescence	75
3.3.1	Mesure de l'intensité de la lumière de fluorescence des atomes . . .	75
3.3.1.a	Ordre de grandeur attendu	75
3.3.1.b	Choix du détecteur	77
3.3.1.c	Montage de détection en absorption	77
3.3.2	Mesure du spectre de fluorescence des atomes	79
4	Atomes de césium dans l'hélium solide à 1.1K	81
4.1	Estimation de la densité atomique produite par pulvérisation laser	82
4.1.1	Densité moyenne d'atomes produite par la pulvérisation avec le laser Nd:YAG	82
4.1.2	Densité moyenne d'atomes produite par l'amplificateur femtoseconde Ti:Sa	83
4.1.3	Conclusion sur l'efficacité d'implantation	84
4.2	Décroissance temporelle de l'intensité de fluorescence à 1.0 K	85
4.2.1	Décroissance temporelle du signal atomique à 1.0 K	86

4.3	Spectres optiques du Cs implanté dans l'hélium solide	88
4.3.1	Spectres d'émission	88
4.3.1.a	Fluorescence suivant l'excitation de la raie D_1	89
4.3.1.b	Fluorescence suivant l'excitation de la raie D_2	89
4.3.2	Spectres d'excitation	90
4.3.2.a	Spectre d'excitation de la raie D_1	91
4.3.2.b	Spectre d'excitation de la raie D_2	93
4.4	Conclusion	95
5	Effet de la polarisation de la lumière sur le spectre de D_2	97
5.1	Spectres attendus	98
5.2	Procédure expérimentale	100
5.3	Résultats observés	101
5.4	Discussion	103
	Conclusion	105
A	Amplificateur Ti:Sa multipassage	107
A.1	Caractéristiques des lasers et du cristal Ti:Sa	108
A.1.1	Oscillateur Ti:Sa	108
A.1.2	Laser de pompe de l'amplificateur (YAG doublé)	108
A.1.3	Cristal Ti:Sa	108
A.2	Schéma général	109
A.3	Calcul des effets non linéaires dans le cristal	111
A.4	Calcul de la cavité	112
A.4.1	Géométrie	112
A.4.2	Adaptation du mode entre l'oscillateur et l'ampli	113
A.4.3	Faisceaux de pompage	113
A.4.4	Faisceaux dans la cavité	113
A.4.5	Calcul du gain	114

A.5 Dispersion de l'impulsion et recompression	114
--	-----

Introduction

Les gaz rares sont utilisés depuis longtemps comme matrices solides pour isoler des molécules ou des atomes de toutes sortes. Avec la technique de condensation simultanée sur un doigt froid d'un jet atomique du gaz rare choisi et de l'espèce à étudier, on peut faire facilement la spectroscopie optique de cette espèce grâce aux densités importantes que l'on peut réaliser. Ainsi les spectres d'absorption d'atomes métalliques, et en particulier alcalins, ont été très étudiés pour identifier l'effet du champ cristallin ou de ses fluctuations thermiques sur ce spectre (voir par exemple [1, 2]). On peut noter toutefois que, du Ne au Xe, les gaz rares solides cristallisent à basse pression dans un solide de symétrie cubique fcc [3] n'ayant pas *a priori* d'anisotropie globale.

Le premier des gaz rares, l'hélium, occupe une place particulière pour ce type d'application puisqu'il n'a pas de phase solide à basse température et basse pression. La méthode du doigt froid n'est pas applicable. La production de jets d'agrégats (ou nano-gouttes) d'hélium liquide a fourni une alternative (voir par exemple les articles de revue récents [4, 5] et les références citées). Ces gouttes sont dopées avec des impuretés sur le trajet du jet. De nombreuses études spectroscopiques et réactionnelles sur ces espèces dans la matrice d'hélium liquide ont été réalisées [4, 5]. En fait, des méthodes de dopage direct de l'hélium liquide par des atomes métalliques avaient été mis au point : la pulvérisation laser [6, 7], mais aussi la condensation d'un jet de gaz dopé dans le liquide [8]. Dans tous les cas, la matrice liquide est isotrope.

La situation a changé notablement lorsqu'il a été montré par Kanorsky et Weis que la méthode de dopage par pulvérisation laser pouvait être étendue à la phase solide de l'hélium en augmentant la pression au-dessus de la pression de solidification [9]. On a ainsi accès à deux nouvelles phases solides : la phase hcp qui est anisotrope, avec un axe de symétrie, et la phase bcc qui est de symétrie cubique. Notons en passant que la méthode de Gordon par condensation d'un gaz dopé a été ultérieurement aussi généralisée au solide [10]. Néanmoins les conditions expérimentales rendent très difficile le contrôle de la qualité du solide et nous ne discuterons pas son utilisation. Pour la phase hcp, il a été montré assez rapidement grâce à la spectroscopie RF et micro-onde dans l'état fondamental d'impuretés de césium que la dégénérescence Zeeman des niveaux hyperfins $F = 4$ et $F = 3$ était levée par une perturbation de type quadrupolaire [11].

C. Bouchiat et M.A. Bouchiat ont proposé d'utiliser cette propriété pour mettre en évidence le moment anapolaire du noyau de césium [12]. À cause de l'influence de ce dernier sur la structure hyperfine, un champ magnétique à 45° de l'orientation de la perturbation quadrupolaire produite par le cristal anisotrope donne naissance en présence d'un champ électrique perpendiculaire au plan ainsi défini à un petit déplacement Stark linéaire des énergies des différents sous-niveaux Zeeman dont le signe dépend de l'orientation du trièdre formé par l'axe d'anisotropie, le champ magnétique et le champ électrique et qui viole donc la parité. Il est à noter que contrairement à tous les autres effets de violation de la parité mis en évidence à ce jour, le moment anapolaire est une grandeur statique qui peut donc se manifester autrement que lors d'une transition ou d'une désintégration. Il existe actuellement une seule mesure du moment anapolaire du césium, tirée des mesures sur la transition 6S–7S de l'équipe de Boulder [13] avec une barre d'erreur de l'ordre de 20% (voir la discussion dans l'article de revue [14]). Une confirmation de cette valeur par une mesure directe, statique, dans l'état fondamental selon le schéma proposé dans la référence [12] serait intéressante. Il faut pour cela remplir au moins deux conditions. La première est d'avoir une population atomique de césium dans l'hélium solide suffisante et pendant suffisamment longtemps pour pouvoir réaliser des mesures précises. Ce point est largement acquis depuis les travaux de l'équipe d'A. Weis, même si des progrès sont possibles. La seconde condition est que la perturbation quadrupolaire produite par le solide doit avoir la même orientation pour tous les atomes de césium, c'est à dire que le solide d'hélium doit rester un monocristal malgré son dopage. Cette deuxième condition n'a pas été remplie jusqu'ici. La production d'un monocristal orienté requiert en effet des techniques spécifiques que nous discuterons plus loin. La conservation de cette orientation dans la phase de dopage est un problème encore plus difficile.

Le but de cette thèse était d'avancer dans ces deux directions à savoir produire plus d'atomes de césium, pendant plus longtemps dans l'hélium solide, et ceci dans un monocristal d'hélium hcp. Pour cela il a fallu construire un dispositif expérimental approprié, qui a constitué une part importante du travail. Il nous a permis de produire effectivement des monocristaux d'hélium hcp, de les doper d'impuretés de césium, d'observer les spectres optiques de ces impuretés et de tester leur caractère isotrope ou anisotrope. L'ensemble de ces travaux est décrit dans ce mémoire.

Le chapitre 1 rappelle l'état de l'art et les résultats établis concernant les impuretés de césium dans l'hélium solide. Ce rappel est étendu à l'hélium liquide sous pression. La modélisation et la compréhension des observations sont en effet très proches pour ces deux situations. Le chapitre 2 décrit le cryostat et la cellule contenant les échantillons, la manière de produire le monocristal d'hélium. Le chapitre 3 est consacré à la partie optique du montage expérimental qui comprend le dispositif de pulvérisation du césium, les lasers d'excitation de la fluorescence atomique et les moyens de détecter et d'analyser cette fluorescence. Dans le chapitre 4 sont décrits les premiers résultats concernant la production et la conservation des atomes de césium dans le solide d'hélium à une température de

1.1 K. Nous verrons que l'abaissement de la température de seulement 0.5 K conduit à une augmentation significative de la durée de conservation des atomes. Les spectres d'absorption et d'émission des atomes seront également discutés et comparés aux résultats antérieurs. Le chapitre 5 rapporte les mesures que nous avons faites sur ces spectres, pour rechercher les anisotropies des propriétés optiques induites par le cristal. Nous n'en avons pas trouvé et nous discutons les implications de ces résultats. Enfin, en conclusion, nous discutons quelques perspectives.

Chapitre 1

Propriétés optiques d'atomes de césium implantés dans l'hélium 4 solide

Sommaire

1.1	Rappel des principaux résultats expérimentaux	14
1.1.1	Dans l'hélium liquide sous pression	14
1.1.2	Dans l'hélium solide	15
1.1.2.a	La transition D_1	16
1.1.2.b	Configuration anisotrope autour de l'état fondamental $6S_{1/2}$ dans le solide hcp	16
1.1.2.c	La raie d'absorption D_2 et les nombreux canaux de désexcitation de l'état $6P_{3/2}$	16
1.2	Le modèle de la bulle	17
1.2.1	Description qualitative	17
1.2.2	Les prévisions existantes	17
1.3	Prévisions théoriques supplémentaires	18
1.3.1	Dédoublement de la raie d'absorption D_2 en présence d'une anisotropie	18
1.3.2	Intensité des raies d'absorption en lumière polarisée	21
1.3.3	Effet des fluctuations	23

Introduction

Le but de ce chapitre est de rappeler les résultats existants concernant les propriétés spectroscopiques des atomes de césium dans l'hélium solide hcp et leur modélisation. Pour une meilleure compréhension, il est utile d'élargir un peu le sujet aux cas de l'hélium liquide sous pression, et de l'hélium solide bcc.

1.1 Rappel des principaux résultats expérimentaux

1.1.1 Dans l'hélium liquide sous pression

Les premières raies d'absorption optique pour les alcalins lourds (Cs, Rb), détectées sur l'intensité de la lumière de fluorescence, ont été obtenues à Kyoto [15] et à Munich [16]. C'est là qu'a été mise en œuvre de façon efficace la méthode d'implantation d'atomes neutres par pulvérisation laser d'une cible métallique immergée dans le superfluide. Les raies D₁ ($6S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$) et D₂ ($6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$) du césium ont été ainsi observées (voir figure 1.1).

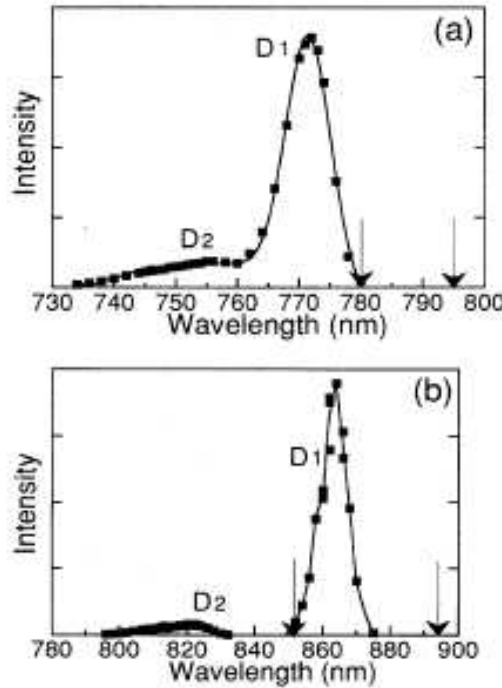


FIG. 1.1 – Deux premières raies de résonance en absorption pour les alcalins lourds : (a) rubidium ; (b) césium. Les flèches indiquent ces mêmes raies d'absorption pour des atomes libres. Extrait de l'article de T. Kinoshita [17].

La pulvérisation laser a été rapidement adoptée comme la méthode la plus efficace pour doper l'hélium liquide ou solide avec des impuretés atomiques [18, 9, 19, 20, 21, 22]. Les caractéristiques essentielles pour le césium dans l'hélium liquide sont :

- un déplacement vers le bleu des raies de plusieurs centaines de cm^{-1} croissant avec la pression au rythme de $10 \text{ cm}^{-1}/\text{bar}$,
- un élargissement des raies de l'ordre de la moitié du déplacement, mais qui croît beaucoup moins vite avec la pression,
- une intensité de la raie D_2 ($6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$) notablement plus faible que la raie D_1 ($6S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$),
- un dédoublement de la raie D_2 , celle-ci se décomposant en deux raies gaussiennes, notées lf et hf, séparées de 120 cm^{-1} . Rappelons à titre de comparaison que l'écart de structure fine entre les niveaux $6P_{1/2}$ et $6P_{3/2}$ est 554 cm^{-1} .

Les paramètres quantitatifs sont donnés dans la table 1.1 :

transition	déplacement à $P = 0 \text{ bar}$ cm^{-1}	largeur à $P = 0 \text{ bar}$ cm^{-1}	déplacement par pression $\text{cm}^{-1}/\text{bar}$	élargissement par pression $\text{cm}^{-1}/\text{bar}$
$6S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$	240	123	9.1	0.9
$6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ lf	263	90	10.5	3.4
$6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ hf	385	255	12.6	2.8
$6P_{3/2}(\text{hf} - \text{lf})$	122	–	2.1	–

TAB. 1.1 – Caractéristiques des transitions D_1 et D_2 du césium en absorption dans l'hélium liquide (tiré de l'article de T. Kinoshita [17]).

Le dédoublement de la raie D_2 a été observé, plus ou moins marqué, sur toutes les transitions en absorption vers des niveaux de multiplicité supérieure à 2 ($J > 1/2$) lorsque la structure fine est importante [22, 23]. L'interprétation donnée à ce phénomène quasi général est celui d'un effet Jahn–Teller dynamique [24] dont le détail sera rappelé dans la section suivante.

1.1.2 Dans l'hélium solide

Tous les résultats sur le césium (et le rubidium) dans l'hélium solide (hcp ou bcc) ont été obtenus dans le groupe d'A. Weis. Ils ont donné lieu à plusieurs articles de revue [25, 26]. Le résultat le plus important est la durée d'emprisonnement des atomes dans le solide, beaucoup plus longue (quelques minutes, voire des heures [9, 27]) que dans le liquide (des millisecondes jusqu'à quelques secondes [6, 28]), permettant des expériences beaucoup plus approfondies. Nous nous contenterons de rappeler les résultats concernant le césium dans l'état fondamental $6S_{1/2}$ et les états $6P_{1/2}$ et $6P_{3/2}$, dans un ordre qui n'est pas chronologique.

1.1.2.a La transition D_1

À première vue, le déplacement et l'élargissement de la raie D_1 en absorption dans la phase hcp, donnés dans le tableau 1.2 (tirés de la thèse de R. Müller–Siebert [29, 30]), sont assez comparables à ceux du liquide sous pression.

transition	déplacement à $P = 25$ bar cm^{-1}	largeur à $P = 29.32$ bar cm^{-1}	déplacement par pression $\text{cm}^{-1}/\text{bar}$	élargissement par pression $\text{cm}^{-1}/\text{bar}$
$6S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$	600	208	6.0	—

TAB. 1.2 – Caractéristiques de la transition D_1 du césium en absorption dans l'hélium solide hcp à $T = 1.5$ K (tirées de la thèse de R. Müller–Siebert ([29] p.98 et 102)). La valeur du déplacement à 25 bar est une extrapolation linéaire des données de la figure 4.17 ([29] p.102), donnant le déplacement du centre de la raie D_1 en fonction de la pression.

Des études plus détaillées [31, 32] ont montré que la fluorescence directe à 880 nm n'est pas la seule voie de désexcitation de l'état $6P_{1/2}$ vers $6S_{1/2}$. La formation d'exciplexes Cs^*He_2 , Cs^*He_6 et Cs^*He_7 émettant des photons à plus basse énergie (0.95 et 1.4 μm) a été démontrée, même s'il s'agit de canaux minoritaires [33].

1.1.2.b Configuration anisotrope autour de l'état fondamental $6S_{1/2}$ dans le solide hcp

Grâce au pompage optique de l'état fondamental [16, 34, 35, 36], les sous-niveaux des deux niveaux hyperfins de l'état fondamental ont pu être étudiés par résonance magnétique et hyperfine. Il apparait que la dégénérescence Zeeman est levée par l'interaction avec le solide hcp. Cette levée de dégénérescence est décrite par un hamiltonien effectif quadrupolaire. Cet effet n'existe pas dans le solide bcc. L'interprétation donnée est que la cavité produite par l'atome dans le solide hcp est déformée en ellipsoïde, l'anisotropie relative β étant chiffrée à 6–7% [11].

1.1.2.c La raie d'absorption D_2 et les nombreux canaux de désexcitation de l'état $6P_{3/2}$

L'état $6P_{3/2}$ peut être excité optiquement vers 800 nm. Une émission de fluorescence vers 950 nm et une autre vers 1.4 μm ont été identifiées comme étant produites par les exciplexes Cs^*He_2 d'une part, et Cs^*He_6 et Cs^*He_7 d'autre part. Ces deux canaux sont les plus importants, mais on observe aussi la possibilité d'une désexcitation non radiative vers le niveau $6P_{1/2}$, suivie par une fluorescence à partir de ce niveau. La forme de la raie d'absorption montre un dédoublement de l'ordre de 250 cm^{-1} à 30 bar [32].

1.2 Le modèle de la bulle

1.2.1 Description qualitative

Les propriétés des atomes alcalins ou autres, emprisonnés dans une matrice d'hélium liquide ou solide ont été analysées à l'aide d'un modèle simple, le *modèle de la bulle*. Ce type de description a été introduit d'abord pour décrire l'état localisé d'un électron dans l'hélium [37], puis étendu à des impuretés atomiques [38, 39, 18, 40, 17, 22]. L'hélium est décrit comme un milieu continu dans lequel l'atome se loge dans une cavité microscopique décrite par des paramètres géométriques simples. La justification du modèle repose sur deux propriétés :

- le potentiel d'interaction entre l'hélium et les atomes ayant des raies optiques visibles est essentiellement répulsif dans l'état fondamental. La très faible polarisabilité de l'hélium explique la faible attraction de Van der Waals. Le principe de Pauli entre l'orbitale très compacte des électrons de l'état $1s^2$ de l'hélium et les orbitales diffuses de l'électron externe des alcalins explique une répulsion qui commence à grande distance (typiquement 0.7 nm pour l'état fondamental du césium) et reproduit angulairement la symétrie de la densité électronique de l'impureté.
- la faible distance moyenne entre atomes (de l'ordre de 0.35 nm) comparée à la taille des impuretés fait que chacune d'elle est en contact avec plusieurs dizaines d'atomes d'hélium. Ainsi une description de l'hélium liquide comme un fluide continu est une approximation plausible qui a été largement exploitée.

Notons que dans cette modélisation l'hélium est décrit de façon assez simple : sa densité est fixée *a priori*, et on se donne comme paramètre variationnel la forme de la cavité autour de l'impureté et une longueur caractéristique d'épaisseur de l'interface.

Le même modèle a aussi été utilisé pour décrire les atomes alcalins dans l'hélium solide [30, 27, 41]. Ceci est en partie justifié par la facilité de réarrangement de l'hélium solide par fusion/recristallisation et déformation plastique. L'ordre particulier des phases hcp et bcc est évidemment ignoré.

1.2.2 Les prévisions existantes

Il existe deux façons de mettre en œuvre le programme décrit au paragraphe précédent.

La première consiste à chercher la fonction d'onde de l'électron externe de l'alcalin en décrivant son interaction avec le cœur ionique d'une part et avec les atomes d'hélium d'autre part, puis à chercher dans l'approximation de Born–Oppenheimer le paysage énergétique de l'ensemble lorsqu'on varie la forme de la bulle et la position du cœur. Ceci a été fait par plusieurs équipes [17, 30, 11] et est en particulier nécessaire pour calculer la modification de la structure hyperfine de l'état fondamental. En étendant cette approche, on peut considérer le cas où certains atomes d'hélium s'approchent du cœur de l'alcalin et

doivent être traités individuellement. Ainsi les exciplexes se formant à partir de l'état $6P$ du césium ont été modélisés, reproduisant de façon satisfaisante leur spectre d'émission [32].

La seconde approche consiste à utiliser les potentiels à deux corps Cs/He existants [42] et à sommer leur effets sur tous les atomes d'hélium environnants. Plus simple à mettre en œuvre, cette approche suppose que l'interaction avec l'ensemble des atomes reste additive, c'est à dire que leur effet est petit par rapport à l'écart d'énergie avec les autres niveaux de l'atome [43, 27, 41, 26].

Quelques-uns des résultats qui nous concernent sont résumés ici :

- le déplacement avec la pression dans le liquide [17, 44] et dans le solide [26],
- l'élargissement des raies dans le liquide [44],
- la durée de vie de l'état $6P_{1/2}$ qui est raccourcie dans la phase hcp [33],
- la modélisation du dédoublement de la raie D_2 dans le liquide comme résultant des oscillations de la bulle autour de l'atome dans l'état fondamental, oscillations incluant des modes de déformation non isotrope (effet Jahn–Teller dynamique). L'excitation optique en présence d'un tel environnement anisotrope produit des états $6P_{3/2} M_J = \pm 3/2$ et $M_J = \pm 1/2$ dont l'énergie est différente. Il en résulte une raie dédoublée, une fois que l'on a pris en compte les poids statistiques des différentes configurations de la bulle qui privilégient les formes anisotropes [45]. Les travaux initiaux n'incluaient que les modes quadrupolaires, et ne rendaient pas compte quantitativement des largeurs des composantes de la raie D_2 . L'inclusion ultérieure de modes d'oscillations dipolaires de l'atome par rapport à sa bulle a donné des résultats plus satisfaisant sur Yb^+ [22], mais cet effet dans le cas du césium reste à évaluer.

1.3 Quelques prévisions théoriques supplémentaires sur les propriétés optiques anisotropes

Pour analyser les résultats des expériences concernant les propriétés optiques des atomes de césium dans l'hélium qui seront exposés dans les chapitres suivants, nous aurons besoin de quelques résultats supplémentaires. Le premier est le calcul du dédoublement de la raie d'absorption D_2 pour un atome dans une bulle anisotrope avec $\beta \simeq 6\%$. Le second est la détermination de l'anisotropie des propriétés optiques des atomes soumis à une perturbation quadrupolaire statique.

1.3.1 Dédoubllement de la raie d'absorption D_2 en présence d'une anisotropie

Nous allons calculer l'énergie d'excitation optique vers les sous-niveaux de l'état $6P_{3/2}$ pour un atome de césium dans une cavité anisotrope décrite par l'équation en coordonnées

sphériques :

$$R(\theta) = R_0 \left[1 + \frac{\beta}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) \right] \quad (1.1)$$

où R_0 est le rayon moyen de la bulle autour de l'état fondamental $6S_{1/2}$.

L'énergie $E^{(6S)}$ de l'état fondamental de l'atome dans sa bulle s'écrit :

$$E^{(6S)} = E_b + E_a^{(6S)} + \int_0^\pi \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\infty r^2 dr \rho(r, \theta) V_\sigma^{(6S)}(r) \quad (1.2)$$

où

- E_b est l'énergie de la bulle dont la forme est donnée par l'équation 1.1. On peut trouver une expression explicite [37, 40]. Elle dépend en particulier du profil de densité choisi. En fait, nous n'aurons pas besoin de calculer cette valeur pour avoir l'énergie d'excitation à forme de bulle constante,
- $E_a^{(6S)}$ est l'énergie atomique non perturbée,
- $V_\sigma^{(6S)}(r)$ est le potentiel d'interaction entre le césium dans l'état fondamental et un atome d'hélium à la distance r . Nous utiliserons les potentiels de Pascale [42],
- $\rho(r, \theta)$ est la densité de l'hélium autour du césium correspondant à la cavité considérée. Pour simplifier, nous ignorerons le profil de densité et nous prendrons $\rho(r, \theta) = \rho_s = 2.9 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$ pour $r > R(\theta)$, et $\rho(r, \theta) = 0$ ailleurs.

Avec cette dernière approximation, et en considérant que β est petit devant 1, l'intégrale se simplifie sous la forme :

$$\begin{aligned} 2\pi \rho_s \int \sin \theta d\theta \int_{R(\theta)}^\infty r^2 dr V_\sigma^{(6S)}(r) &\simeq 2\pi \rho_s \int \sin \theta d\theta \int_{R_0}^\infty r^2 dr V_\sigma^{(6S)}(r) \\ &- 2\pi \rho_s \int \sin \theta d\theta R_0^3 \frac{\beta}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) V_\sigma^{(6S)}(R_0) \end{aligned} \quad (1.3)$$

Le premier terme sera dénommé $\Delta E_a^{(6S)}$, le deuxième terme de cette équation s'annule dans la somme angulaire.

L'énergie de l'état 6P dans la même bulle est décrit par un hamiltonien effectif [43] :

$$\begin{aligned} H^{(6P)} &= E_b + E_a^{(6P)} + A^{(6P)} \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \\ &+ \int r^2 dr \sin \theta d\theta d\phi \rho(r, \theta) [V_\sigma^{(6P)}(r) + (V_\pi^{(6P)}(r) - V_\sigma^{(6P)}(r)) (\mathbf{L} \cdot \hat{\mathbf{r}} / \hbar)^2] \end{aligned} \quad (1.4)$$

où $\mathbf{L}$ et $\mathbf{S}$ sont les moments cinétiques orbital et de spin, $A^{(6P)}$ est la constante de structure fine qui vaut ici 369 cm^{-1} , $V_\sigma^{(6P)}(r)$ et $V_\pi^{(6P)}(r)$ sont les potentiels d'interaction dans l'état 6P, et $\hat{\mathbf{r}}$ est le vecteur unitaire dans la direction θ, ϕ . Avec les mêmes approximations que

pour le calcul de l'énergie du fondamental, on simplifie l'intégrale de l'équation 1.4 sous la forme :

$$4\pi\rho_s \int_{R_0}^{\infty} r^2 dr \left[\frac{1}{3} V_{\sigma}^{(6P)}(r) + \frac{2}{3} V_{\pi}^{(6P)}(r) \right] \quad (1.5)$$

$$- \rho_s \int \sin\theta d\theta \int d\phi R_0^3 \frac{\beta}{2} (3\cos^2\theta - 1) [V_{\sigma}^{(6P)}(R_0) + (V_{\pi}^{(6P)}(R_0) - V_{\sigma}^{(6P)}(R_0)) (\mathbf{L}\cdot\hat{\mathbf{r}}/\hbar)^2]$$

Appelons $\Delta E_a^{(6P)}$ le premier terme. Dans le deuxième terme, la moyenne angulaire de $\frac{1}{2}(3\cos^2\theta - 1)$ vaut 0, celle de $\frac{1}{2}(3\cos^2\theta - 1)(\mathbf{L}\cdot\hat{\mathbf{r}}/\hbar)^2 = (3L_z^2 - L(L+1))/15\hbar^2$ de sorte qu'il reste finalement :

$$H^{(6P)} = E_b + E_a^{(6P)} + A^{(6P)}\mathbf{L}\cdot\mathbf{S} + \Delta E_a^{(6P)} \quad (1.6)$$

$$- \frac{4\pi\rho_s\beta R_0^3}{15\hbar^2} (3L_z^2 - L(L+1)) [V_{\pi}^{(6P)}(R_0) - V_{\sigma}^{(6P)}(R_0)]$$

Le dernier terme lève la dégénérescence entre les sous-niveaux de $|M_J|$ différents. Nous verrons qu'il est petit devant $A^{(6P)}$ et peut être traité comme une perturbation dans le niveau $J = 3/2$. Ainsi, dans la cavité légèrement anisotrope de l'état fondamental, les niveaux $J = \frac{3}{2}, M_J = \pm\frac{3}{2}$ et $J = \frac{3}{2}, M_J = \pm\frac{1}{2}$ sont séparés par

$$E(M_J = \frac{3}{2}) - E(M_J = \frac{1}{2}) = -\frac{8\pi\rho_s\beta R_0^3}{15} [V_{\pi}^{(6P)}(R_0) - V_{\sigma}^{(6P)}(R_0)] \quad (1.7)$$

Sur l'équation 1.7, on peut voir que le signe de la levée de dégénérescence ne dépend que du signe de β . La valeur d'équilibre du rayon de la bulle autour de l'état fondamental à une pression de 25 bar est $R_0 = 0.65$ nm. En utilisant les valeurs des potentiels de Pascale on trouve que $V_{\pi}^{(6P)}(R_0) - V_{\sigma}^{(6P)}(R_0) = -190$ cm⁻¹, d'où

$$E(M_J = \frac{3}{2}) - E(M_J = \frac{1}{2}) = \pm 152 \text{ cm}^{-1}$$

soit un écart en longueur d'onde $\Delta\lambda \simeq 10$ nm à 800 nm. Le signe $\pm$ correspond aux deux valeurs possibles $\pm 6\%$ de β .

On peut aussi calculer le déplacement global de la transition 6S–6P par rapport à la valeur pour l'atome libre. Il est donné par :

$$\Delta E_a^{(6P)} - \Delta E_a^{(6S)} = 4\pi\rho_s \int_{R_0}^{\infty} r^2 dr \left[\frac{1}{3} V_{\sigma}^{(6P)}(r) + \frac{2}{3} V_{\pi}^{(6P)}(r) - V_{\sigma}^{(6S)}(r) \right] \quad (1.8)$$

$$\simeq 703 \text{ cm}^{-1}$$

Cette valeur est environ 20% plus grande que la valeur expérimentale de la table 1.2. Cela donne un ordre de grandeur de la précision de la modélisation utilisée ici.

1.3.2 Intensité des raies d'absorption en lumière polarisée

En continuant d'ignorer les fluctuations de l'environnement de l'atome, on attribue chacune des composantes de la raie d'absorption D_2 à l'excitation des sous-niveaux ($M_J = \pm\frac{3}{2}$) et ($M_J = \pm\frac{1}{2}$) respectivement par rapport à l'axe c du cristal qui est l'axe de symétrie de la cavité autour de l'état fondamental. On prend cet axe pour axe Oz de quantification. Les intensités des composantes doivent dépendre de la polarisation de la lumière. La figure 1.2 donne le diagramme des sous-niveaux avec l'élément de matrice de la transition dipolaire électrique qui les relie.

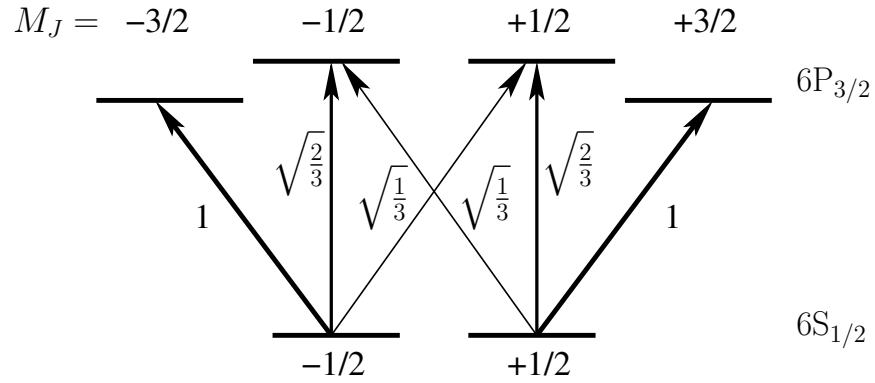


FIG. 1.2 – Sous-niveaux d'énergie du césium dans l'état $6P_{3/2}$ (avec une perturbation quadrupolaire d'axe Oz) et de l'état fondamental $6S_{1/2}$. La structure hyperfine est ignorée. Les nombres indiquent les éléments de matrice de transition dipolaire électrique pour la raie D_2 . Les transitions verticales sont polarisées linéairement par rapport à Oz . Les transitions inclinées sont polarisées circulairement.

On considère une expérience où le faisceau d'excitation se propage le long de l'axe Ox , avec une polarisation linéaire parallèle à Oz (polarisation π) ou parallèle à Oy (polarisation σ). L'observation de la fluorescence se fait le long de l'axe Oy , avec la possibilité d'analyser la polarisation, comme le montre la figure 1.3.

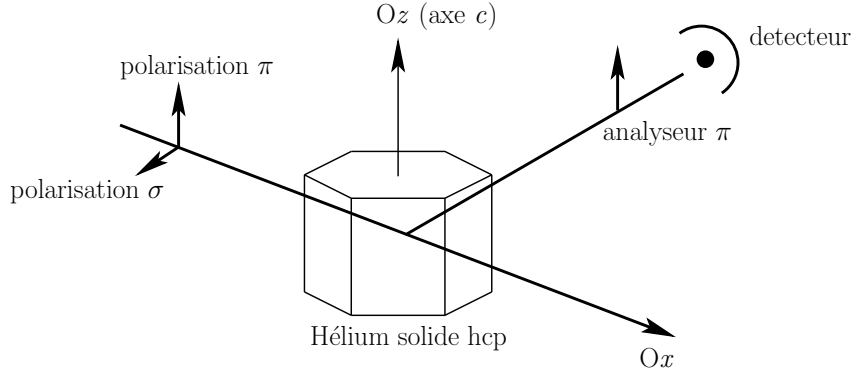


FIG. 1.3 – Schéma de l'expérience utilisant la polarisation de la lumière afin d'étudier les effets de l'environnement anisotrope (solide hcp) sur les propriétés optiques de l'atome de césium. Le faisceau laser se propage le long de l'axe Ox avec une polarisation π ou σ par rapport à l'axe Oz , confondu avec l'axe c du cristal. La détection se fait le long de l'axe Oy . Dans l'exemple, l'analyseur est en position π .

Le tableau 1.3 donne l'intensité de la fluorescence recueillie après l'excitation de chacune des deux composantes suivant la polarisation π ou σ de la lumière d'excitation. Nous avons aussi donné le résultat pour une excitation non polarisée, ce qui revient à faire la demi-somme des deux intensités de fluorescence précédentes. La réémission de fluorescence n'intervient pour le niveau $6P_{3/2}$ qu'après de nombreux processus de relaxation (formation d'exciplexes, transition non radiative vers $6P_{1/2}$) qui rendent peu probable la conservation de l'orientation initiale de l'état excité. On considère que la population atomique se répartie alors de manière équiprobable entre les différents sous-niveaux de l'état excité. La probabilité de détection le long de Oy avec une polarisation π ou σ est alors simplement $2/3$. À titre de comparaison, nous avons aussi calculé dans l'hypothèse académique où l'orientation serait conservée les intensités de fluorescence qui seraient recueillies pour différentes polarisation d'analyse.

Excitation	polarisation π		polarisation σ		non polarisé	
Fluorescence détectée	$I_{3/2}$	$I_{1/2}$	$I_{3/2}$	$I_{1/2}$	$I_{3/2}$	$I_{1/2}$
dépolarisée	0	4/9	3/9	1/9	3/18	5/18
analyseur π	0	4/9	0	1/9	0	5/18
analyseur σ	0	1/9	9/36	1/36	9/72	5/72

TAB. 1.3 – Intensités des deux composantes $I_{3/2}$ et $I_{1/2}$ de la raie d'absorption D_2 excitée par un faisceau le long de l'axe Ox et détectées sur la fluorescence dans la direction Oy .

On constate que l'intensité des deux composantes varie de façon très marquée en fonction de la polarisation du faisceau exciteur. La forme de la raie D_2 devrait donc changer

lorsqu'on varie cette polarisation. Rappelons que nous avons supposé que l'axe de déformation de la cavité était connu, et aligné le long de Oz , et que le dédoublement en deux composantes de la raie D_2 était dû à cette déformation statique.

1.3.3 Effet des fluctuations

Jusqu'ici l'environnement de l'atome a été considéré comme statique, décrit par une densité moyenne d'hélium. Or cette densité fluctue d'une part à cause des fluctuations de la forme de la bulle, d'autre part en raison des fluctuations intrinsèques de la densité du solide. Ces fluctuations sont d'origine aussi bien thermique que quantique (fluctuations de point zéro). Dans le liquide, l'effet des fluctuations de forme de la bulle a été modélisé par Kinoshita [45] et d'autres [22]. Une modélisation des fluctuations de densité sur le modèle de l'élargissement des raies par collision dans un gaz [46, 47] a été proposée par Kanorsky [40]. Aucun des traitements précédents ne considèrent la forme de raie pour une excitation polarisée. Ceci est justifié pour un milieu isotrope. Pour le solide hcp, la prise en compte de l'anisotropie des propriétés élastiques et des fluctuations de forme autour d'une forme d'équilibre anisotrope compliquent notablement le problème. Nous nous contenterons ici de quelques considérations qualitatives.

Tout d'abord, on peut prévoir que les fluctuations vont sans doute atténuer l'effet de l'anisotropie statique. En effet, certaines fluctuations vont faire tourner l'axe instantané de l'anisotropie, conduisant à un moyennage partiel des effets anisotropes. Pour évaluer cet effet, il faut comparer l'amplitude de l'anisotropie relative statique β à celles qui décrivent les fluctuations. Des publications citées précédemment, on tire pour le liquide une fluctuation relative anisotrope du rayon de l'ordre de 0.065, à comparer à $\beta = 0.06$. Les fluctuations faisant tourner l'axe instantané de la cavité pourraient réduire l'effet de l'anisotropie statique d'un facteur de l'ordre de 2. Ceci est en particulier vrai pour l'intensité des composantes $I_{3/2}$ et $I_{1/2}$ pour une polarisation linéaire. Dans le raisonnement précédent, nous avons implicitement supposé que les fluctuations tendent à détruire l'orientation statique. Toutefois si les fluctuations elles-mêmes sont anisotropes, elles pourraient au contraire contribuer à l'anisotropie des propriétés optiques. En conclusion, en attendant un traitement quantitatif complet des fluctuations dans le solide hcp, on attend plutôt une réduction de l'anisotropie des propriétés optiques sur le spectre de la raie D_2 par rapport aux prévisions du tableau 1.3.

Chapitre 2

Montage basse température

Sommaire

Introduction	27
2.1 Un cryostat optique sans garde d'azote	28
2.1.1 Description	28
2.1.1.a Les pertes du cryostat	28
2.1.1.b Vide d'isolement et étuvage	31
2.1.2 Mesures de température	34
2.1.2.a Résistances platine	35
2.1.2.b Résistances germanium	36
2.1.2.c Résistances carbone	38
2.1.3 Fonctionnement du cryostat	38
2.1.3.a Le tour de cellule	38
2.1.3.b Refroidissement direct à l'hélium	39
2.1.3.c Refroidissement à l'azote	40
2.1.3.d Réchauffement	41
2.1.3.e Consommation du cryostat	42
2.1.4 Le réfrigérateur à hélium 4	43
2.1.4.a Système de pompage et puissance frigorifique attendue	43
2.1.4.b Vanne froide de remplissage	45
2.1.4.c Mesure et régulation du niveau du réfrigérateur . . .	46
2.1.4.d Puissance frigorifique observée	48
2.2 La cellule d'expérience	51
2.2.1 L'équipement interne de la cellule	52
2.2.1.a Le nucléateur	52
2.2.1.b Le brise ampoule	53

2.2.1.c	La jauge de pression	55
2.2.1.d	Éclairage LED	55
2.2.2	L'alimentation de la cellule en hélium 4 et le contrôle de la pression	56
2.2.2.a	Dispositif de manipulation du gaz hélium 4	56
2.2.2.b	Mesure de la pression dans la cellule	57
2.2.3	Remplissage de la cellule et croissance d'un cristal d'hélium . .	59

Introduction

La partie centrale de l'expérience est la cellule optique dans laquelle sont fabriqués les cristaux d'hélium dopés au césium. Elle doit supporter la pression de 25 bar nécessaire pour avoir de l'hélium solide et éventuellement permettre des excursions à plus haute pression. Nous nous sommes fixés 35 bar comme pression maximum. La cellule doit avoir un grand nombre d'accès optique pour la pulvérisation du césium et pour permettre l'étude spectroscopique de celui-ci. Les dispositifs de remplissage d'hélium, de nucléation, de croissance des cristaux et d'introduction du césium seront décrits dans la partie 2.2.

La gamme de température dans laquelle on peut fabriquer le solide hcp directement à partir du liquide à température constante s'étend de 0 à 1.464 K, température de transition hcp-bcc sur la courbe de fusion [48]. Dans un premier temps, pour ne pas trop compliquer le montage, nous avons utilisé un réfrigérateur à ^4He qui permet d'atteindre au minimum 0.9 K. Les puissances frigorifiques nécessaires pour certaines expériences peuvent atteindre la dizaine de mW : c'est par exemple la puissance optique injectée lors de la pulvérisation du césium dans l'hélium superfluide. Pour les études spectroscopiques au voisinage de 1 K, la puissance utilisée est de l'ordre du mW ou moins.

Le cryostat utilisé pour maintenir la cellule à basse température a été conçu pour répondre à ces objectifs avec en plus deux exigences :

- un fonctionnement en continu : les cristaux dopés doivent être conservés pendant plusieurs semaines à la même température. Ceci implique un fonctionnement en continu du réfrigérateur avec un asservissement de température indépendamment des transferts d'hélium liquide. Grâce à une autonomie de 60 h, ceux-ci peuvent être assez espacés pour passer sans inconvénients les fins de semaines.
- l'absence de vibrations : certaines expériences d'optique peuvent être très sensibles à des vibrations mécaniques. On a donc cherché à les minimiser. Deux sources potentielles ont été identifiées : le système de pompage du réfrigérateur et l'ébullition de l'azote liquide (LN_2) qui refroidit l'écran thermique à 77 K dans les cryostats traditionnels.

Contrairement à ce que l'on pourrait penser, un tel cryostat optique n'est pas un produit standard. Nous n'avons trouvé que deux fabricants¹ proposant des cryostats optiques sans garde d'azote mais aucun ne pourrait fournir la puissance frigorifique nécessaire pour travailler à 1 K sur de très longues durées. C'est pourquoi nous avons dû réaliser notre cryostat en s'appuyant sur le savoir faire du MCBT de Grenoble. La partie 2.1 décrit le cryostat qui a été conçu et réalisé pour répondre à nos exigences et détaille les performances obtenues.

¹OptistatSXM d'Oxford Instruments et ABT Sorime

2.1 Un cryostat optique sans garde d'azote

Le cryostat a été conçu en collaboration avec le groupe de Sébastien Balibar qui avait un projet ayant des exigences cryogéniques semblables. La réalisation a été faite par le bureau d'étude et l'atelier du Département de Physique de l'ENS. Deux options déterminantes ont été prises :

- la suppression complète de la garde d'azote. Ceci résout les problèmes de vibrations engendrés par l'ébullition de LN_2 .
- un volume de réservoir d'hélium liquide de 29 ℓ devant assurer une autonomie de 60 heures. La consommation visée est donc de $C = 0.48 \ell/\text{h}$ soit un débit molaire $\dot{n} = 4 \times 10^{-3} \text{ mole/s}$. On en déduit que la puissance maximum reçue par le réservoir à 4.2 K ne doit pas dépasser :

$$\dot{Q}_{liq} = \dot{n} \times L_{vap} \simeq 340 \text{ mW} \quad (2.1)$$

avec L_{vap} la chaleur latente de vaporisation de l'hélium liquide qui à 4.2 K vaut $L_{vap} = 84 \text{ J/mole}$.

2.1.1 Description

Un schéma du cryostat est donné figure 2.1. Il est composé essentiellement d'un réservoir d'hélium liquide en acier inoxydable sous lequel sont suspendus le réfrigérateur à ^4He et la cellule optique, d'un écran en cuivre thermalisé sur le réservoir à 4.2 K (tour de cellule) et de deux écrans en cuivre OFHC (notés "écran 120" et "écran 200 K" sur la figure 2.1) imbriqués autour du réservoir et attachés le long du col. Les différents écrans autour de la cellule et du réfrigérateur servent à diminuer progressivement les pertes par radiation. Un vide secondaire est réalisé dans l'enceinte contenant les écrans en cuivre à 120 et 200 K afin de supprimer les pertes par conduction du gaz résiduel (voir figure 2.1). Une fois le vide établi, l'essentiel des pertes provient de la conduction le long du col et du rayonnement thermique des écrans.

2.1.1.a Les pertes du cryostat

Le réservoir est en acier inoxydable pour sa tenue mécanique et sa faible conductivité thermique. La puissance thermique $\dot{Q}_{cond}$ transportée par conduction le long du col est donnée par la relation de Fourier :

$$\dot{Q}_{cond} = \frac{A}{L} \int_{T_0}^{T_1} K_{inox}(T) dT \quad (2.2)$$

où A est la section pleine du tube, L sa longueur, T_0 et T_1 la température en bas et en haut du tube comme le montre la figure 2.2.

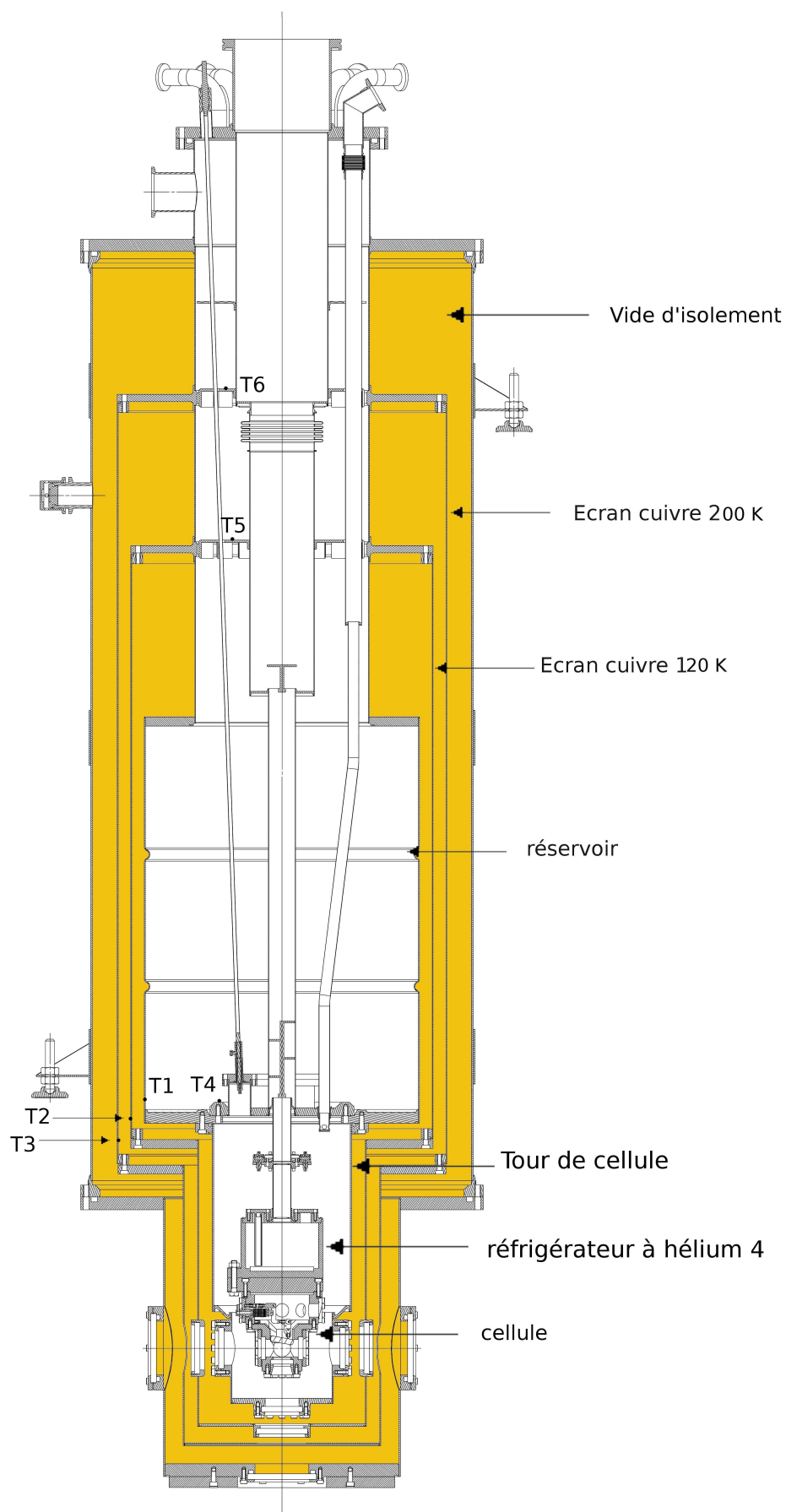


FIG. 2.1 – Vue en coupe du cryostat (Echelle : 1/7).

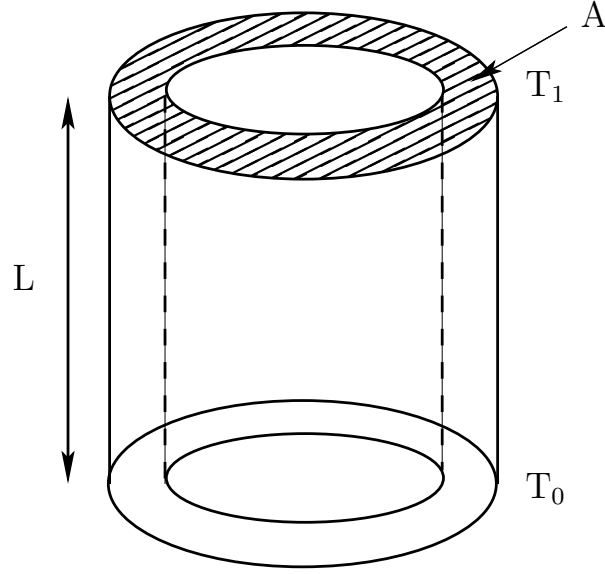


FIG. 2.2 – Schéma présentant les paramètres de la conduction le long d'un tube.

Les valeurs des intégrales de la conductivité thermique $K_{inox}(T)$ de l'acier inoxydable sont tirées du livre de R. CONTE [49] p.26. Comme l'équilibre thermique du cryostat évolue en fonction de la hauteur du niveau d'hélium dans le réservoir, on peut estimer que les pertes par conduction sur le réservoir dues à l'écran à 120 K sont comprises entre la valeur de sa température la plus basse ($T_{min} = 90$ K) et sa valeur la plus haute ($T_{max} = 120$ K).

$$\frac{A}{L} \int_{T_0}^{T_{min}} K_{inox}(T) dT \leq \dot{Q}_{cond} < \frac{A}{L} \int_{T_0}^{T_{max}} K_{inox}(T) dT \quad (2.3)$$

Sachant que le col a un diamètre de 95 mm, une longueur L de 190 mm, une épaisseur de 0.6 mm et que sa température en bas vaut $T_0 = 4.2$ K, on trouve alors :

$$0.8 \leq \dot{Q}_{cond} < 1.4 \text{ W}$$

Ces pertes sont prises en charge pour l'essentiel par l'enthalpie de l'hélium évaporé du réservoir. En effet, la puissance de refroidissement disponible par le réchauffement des vapeurs dans la colonne est de :

$$\dot{Q}_{gaz} = \dot{n} \frac{5}{2} R (T_{max} - T_0) \simeq 10 \text{ W} \quad (2.4)$$

En fait l'essentiel des pertes du cryostat vient du transfert radiatif. En l'absence d'écrans intermédiaires, les pertes par transfert radiatif sur le réservoir d'hélium seraient de :

$$\dot{Q}_{ray} = \sigma A_{inox} E (T_{amb}^4 - T_0^4) \simeq 30 \text{ W} \quad (2.5)$$

où σ est la constante de Stefan–Boltzmann : $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$, A_{inox} est l’aire de l’enceinte extérieure en acier inoxydable valant $A_{inox} = 1.84 \text{ m}^2$ et T_{amb} sa température soit $T_{amb} = 294 \text{ K}$. E est un facteur tenant compte des pouvoirs émissifs des surfaces en acier inoxydable pris aux températures T_{amb} et $T_0 = 4.2 \text{ K}$. Dans le cas de deux cylindres coaxiaux, ce facteur vaut $E = \frac{e_{amb}e_0}{e_{amb}+e_0}$ avec $e_{amb} = 0.15$ et $e_0 = 0.05$ (tiré de la référence [49] p.11).

La comparaison avec $\dot{Q}_{liq}$ montre qu’il faut diminuer ces pertes d’un facteur 90. La technique classique pour diminuer les pertes consiste à interposer des écrans de mylar aluminisé de $25 \mu\text{m}$ d’épaisseur qui réfléchissent le rayonnement thermique. L’introduction de n écrans radiatifs intermédiaires divise en principe le flux par $n + 1$ ([49] p.38). On ne peut cependant pas augmenter le nombre de couches indéfiniment sinon la conduction deviendrait trop importante. Un optimum est donc à trouver. Sur les conseils d’Oxford Instruments, nous avons choisi $n = 60$ réparti en une vingtaine de couches entre l’écran à 120 et l’écran à 200 K, et une quarantaine de couches entre l’écran à 200 K et l’enceinte extérieure. Pour diminuer les contacts entre couches, le mylar est froissé (à la main !) avant d’être placé entre les écrans. Expérimentalement, l’écran intérieur d’aire $A_{int} = 1.02 \text{ m}^2$ se stabilise vers 120 K. Il rayonne donc au final sur le réservoir d’hélium liquide une puissance :

$$\dot{Q}_{ray\ final} = \sigma A_{int} \frac{e_{max} e_0}{e_{max} + e_0} (T_{max}^4 - T_0^4) = 300 \text{ mW} \quad (2.6)$$

avec e_{max} l’émissivité du cuivre à 120 K qui vaut $e_{max} = 0.05$.

Partant d’un transfert radiatif sans écrans de l’ordre de 30 W, la mise en place de ces différentes couches de mylar a donc bien ramené la puissance rayonnée reçue par le réservoir d’hélium liquide à une valeur acceptable, nous permettant ainsi de travailler dans de bonnes conditions.

2.1.1.b Vide d’isolement et étuvage

Le vide secondaire établi dans le vide d’isolement permet à la fois de réduire les pertes par conduction dues au gaz et d’éviter la pollution des fenêtres optiques par cryo-pompage lors de la descente en température. Ce vide secondaire est réalisé par un banc de pompage constitué d’une pompe à diffusion (Edwards 63/150M Diffstack, débit $\sim 200 \text{ l.s}^{-1}$) précédée d’une pompe primaire (Alcatel 2008A) permettant d’atteindre une pression suffisamment basse (0.1 mbar) pour la pompe à diffusion. Nous avons alors le choix de pomper directement sur les tuyaux en NW 40 à la sortie de la pompe à diffusion ou de passer par un piège à garde d’azote qui est associé à un détecteur de fuite d’hélium 4. Nous atteignons typiquement un vide de 2×10^{-4} mbar mesuré sur le tuyau de pompage au bout de 30000 s ($\sim 8 \text{ h}$) (voir figure 2.3). La phase de pompage primaire dure environ une demi-heure.

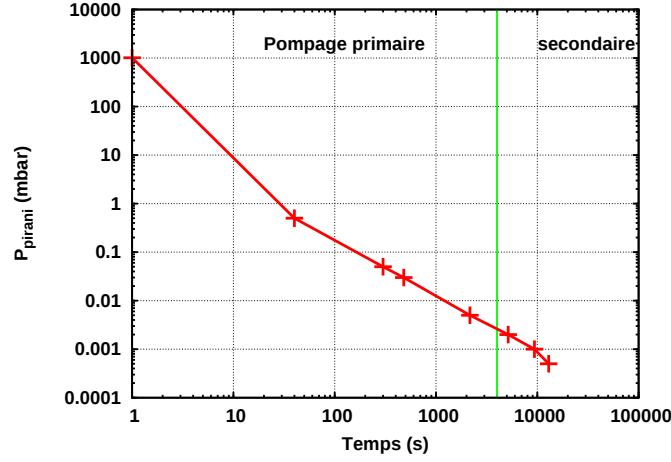


FIG. 2.3 – Durée de pompage du vide d'isolement. La mesure de la pression se fait sur le tube de pompage.

Ce vide ne représente certainement pas celui qui règne entre les couches de mylar. La surface à dégazer est importante (de l'ordre de 100 m^2) et l'impédance de pompage entre les couches très grande. Dans un premier temps, nous nous sommes contentés d'une telle procédure de pompage, comptant sur le cryo-pompage pour améliorer le vide à froid. Malheureusement au bout de 2 mois, nous avons observé des dépôts sur les fenêtres optiques allant jusqu'à les obscurcir totalement (voir photos 2.4). Nous pensons que l'origine de ces dépôts est due à de l'eau ou de l'huile qui se seraient déposées sur les feuilles de mylar. En effet pendant les longues périodes que durent les expériences, les couches de mylar les plus extérieures qui restent chaudes, dégazent une partie de la substance adsorbée. Celle-ci vient se déposer sur les zones accessibles les plus froides, c'est à dire les fenêtres de l'écran à 120 K.

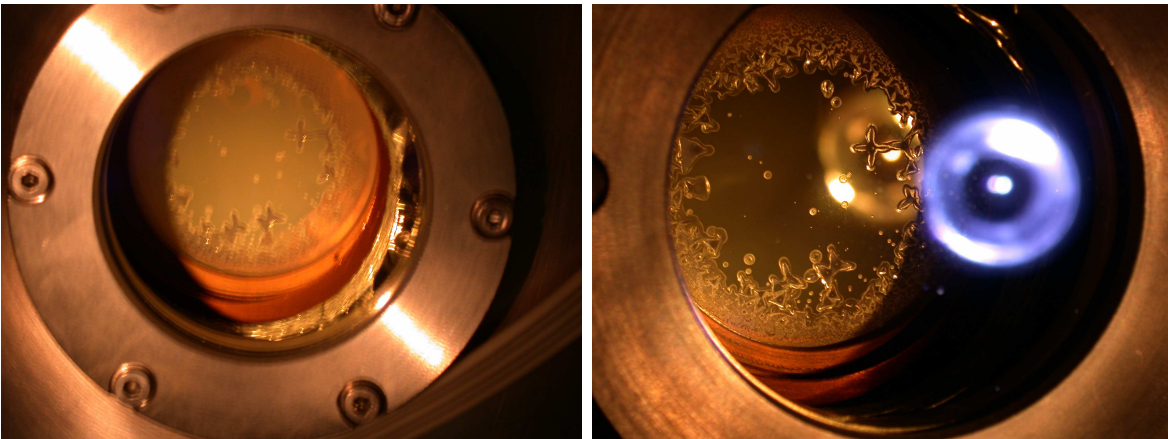


FIG. 2.4 – Exemple de condensation sur les fenêtres de l'écran à 120 K.

Si la substance déposée sur le mylar est de l’eau, en pompant et en étuvant le cryostat à 340 K pendant plusieurs heures, on devrait alors pouvoir la retirer puisque $P_{vap\ sat\ H_2O}(340\ K) = 0.27 \times 10^5\ Pa$. Par contre de l’huile de pompe primaire rétro-diffusée pendant la phase de pompage primaire serait beaucoup plus difficile à retirer.

Nous avons finalement mis en place le protocole suivant afin de diminuer le plus possible ces dépôts gênants :

- Pompage primaire à travers un filtre d’alumine pour éviter la rétro-diffusion d’huile.
- Amélioration du pompage entre les différents écrans et les couches de mylar grâce à des trous de pompage dans les écrans à 200 et 120 K ainsi que dans les feuilles de mylar.
- À chaque démontage du cryostat, on referme sous vide l’enceinte extérieure afin d’avoir le moins possible de dépôt d’eau sur les feuilles de mylar.
- Après remontage, on fait 1 ou 2 rinçages avec $\sim 1\ bar$ d’azote gazeux sec qu’on laisse diffuser pendant 1/2 heure puis on pompe le vide d’isolement pendant 1 heure.
- Pour être plus efficace, on réalise un étuvage du cryostat c’est à dire qu’on le chauffe à $\sim 65\ ^\circ C$ pendant 2 ou 3 jours en répétant les phases de rinçage à l’azote gazeux et de pompage du vide d’isolement.

Cette phase est assez longue (cf. figure 2.5) puisque l’étuvage, le refroidissement à la température ambiante et le pompage du vide d’isolement, prennent environ une semaine complète !

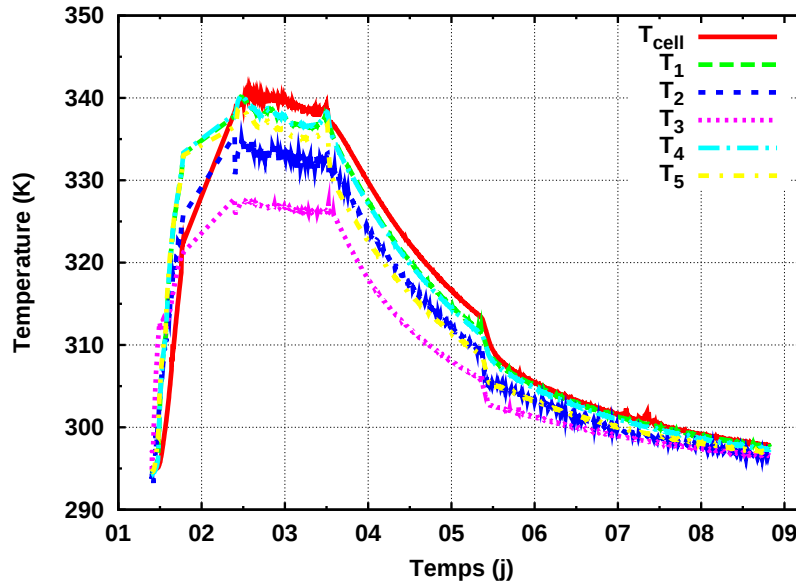


FIG. 2.5 – L’étuvage et le pompage du vide d’isolement prennent environ une semaine. La température ($T_1 \dots T_{cell}$) des différents écrans (voir figure 2.1) est mesurée par des résistances de platine (§2.1.2).

Grâce à toutes ces précautions, nous avons pu conserver un état acceptable des fenêtres en 2006 pendant 4 mois consécutifs. Cependant il semble que ces précautions ne soient pas suffisantes si nous devons travailler pendant de nombreux mois. Nous avons donc expérimenté en 2008 un système d'écrans en cuivre (figure 2.6) qui viennent se fixer sur la tête de l'écran à 120 K, et qui empêchent les fenêtres d'être en vue directe des couches de mylar. Avec ce système, aucun dépôt n'a été observé pendant quatre mois.

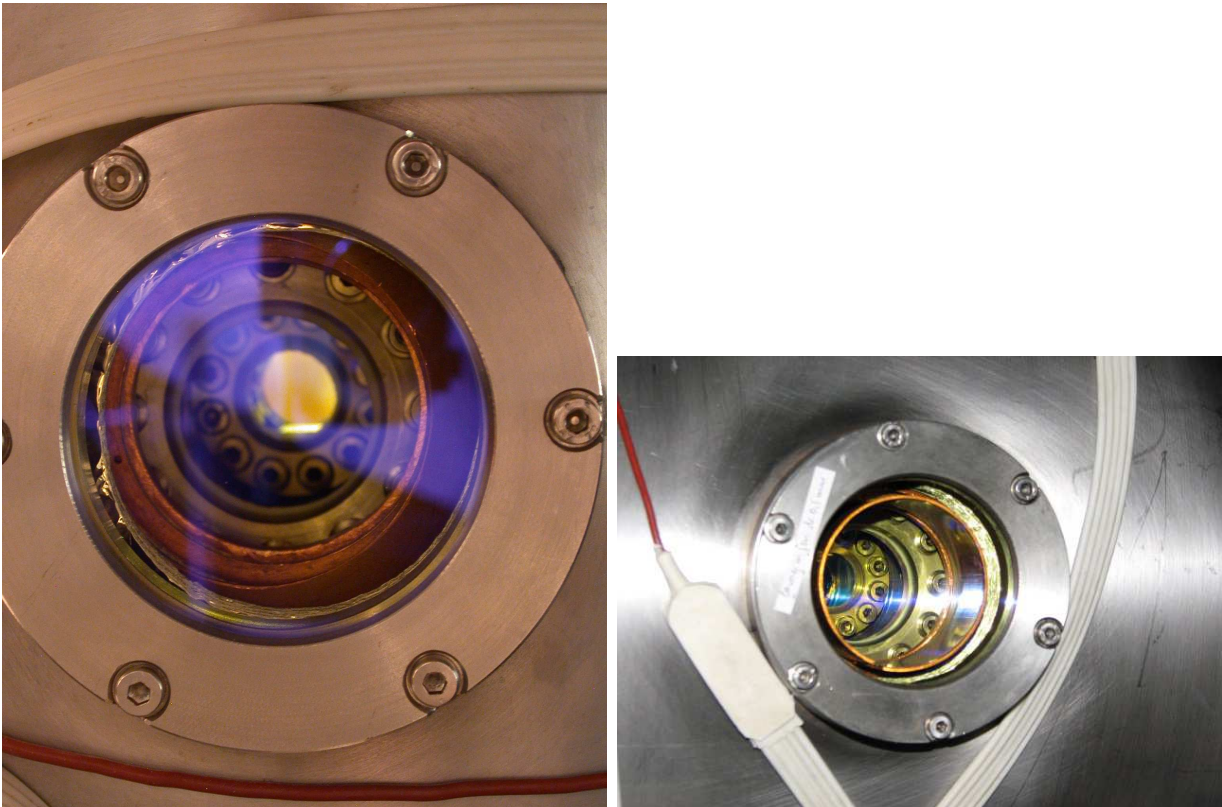


FIG. 2.6 – Vue de profil des différents écrans du cryostat. À droite et à gauche, on peut voir des photos avec ou sans écrans en cuivre de protection.

2.1.2 Mesures de température

Nous devons mesurer de nombreuses températures dans le cryostat, que ce soit pour contrôler son fonctionnement ou pour définir et connaître les conditions de nos expériences. Il est souhaitable que ces mesures soient précises, fiables et cohérentes entre elles.

Nous avons donc pris soin d'étalonner soigneusement nos différents thermomètres. Nous avons utilisé des thermomètres dit "secondaires" : résistances de platine entre 400 et 20 K, résistances au germanium en dessous de 4.2 K. De plus quelques résistances de carbone servent occasionnellement pour les températures comprises entre 20 et 4.2 K. L'utilisation

de résistances comme capteurs de température est commode à plusieurs titres : faible coût, grande sensibilité, rapidité de réponse et facilité d’emploi. La mesure des résistances de platine et carbone se fait à l’aide d’un pont de résistance AVS 46 (R.V-Elektronikka). Ce pont est spécialement adapté pour la mesure de résistances à basse température. Nous pouvons choisir entre plusieurs gammes de tensions d’excitation comprises entre 10 μV et 3 mV. Ainsi la puissance envoyée lors d’une mesure ne change pas la température du capteur.

Pour la mesure des thermomètres germanium (Gr–200A–250 et Gr–200A–100 de LakeShore), nous avons utilisé un pont LakeShore 332 qui comporte en outre un système d’asservissement de température. Pour les températures les plus basses (~ 1 K), on doit se contenter du courant de mesure minimum (1 μA) pour ne pas perturber la température des sondes. L’incertitude absolue est de l’ordre de 10 mK.

2.1.2.a Résistances platine

Pour les résistances de platine, la correspondance entre la température et la résistance est donnée par la norme DIN IEC 751 entre 73 et 650 K dont la forme standard [49, 50] est :

$$T(R) = T_1 + \frac{-B + \sqrt{B^2 + 4 \cdot \left(\frac{R}{R_1} - 1\right) \cdot \left(1 - \left(\frac{R_{min}-R}{R_{base}}\right)^3\right)}}{2A} \quad (2.7)$$

où les paramètres valent :

Paramètres	T_1 (K)	R_1 (Ω)	A (K^{-2})	B (K^{-1})	R_{min} (Ω)	R_{base} (Ω)
Valeurs	273.15	1000	0.00391	-5.77×10^{-7}	1120	4034

Cette forme a l’avantage de mieux prendre en compte les valeurs à température $T \leq 273$ K. L’écart entre l’ajustement et les valeurs données par la norme DIN IEC 751 n’est que de $\Delta T = \pm 0.1$ K entre 73 et 350 K.

Néanmoins nous avons essayé d’étendre l’utilisation de ces résistances à plus basse température. Pour cela, nous avons déterminé expérimentalement la valeur R_{He} des résistances de platine à la température de l’hélium liquide $T_0 = 4.2$ K. Nous avons ajusté les valeurs de la norme DIN IEC 751 et de notre mesure expérimentale avec une fonction (voir figure 2.7) :

$$T(R) = T_0 + A (R - R_{He})^B (R + C)^D \quad (2.8)$$

où la résistance R est en $\text{k}\Omega$ et les paramètres suivant :

Paramètres	T_0 (K)	R_{He} ($\text{k}\Omega$)	A (K/ $\text{k}\Omega$)	B	C ($\text{k}\Omega$)	D
Valeurs	4.2	0.0103	225.66	0.2216	0.2207	0.89

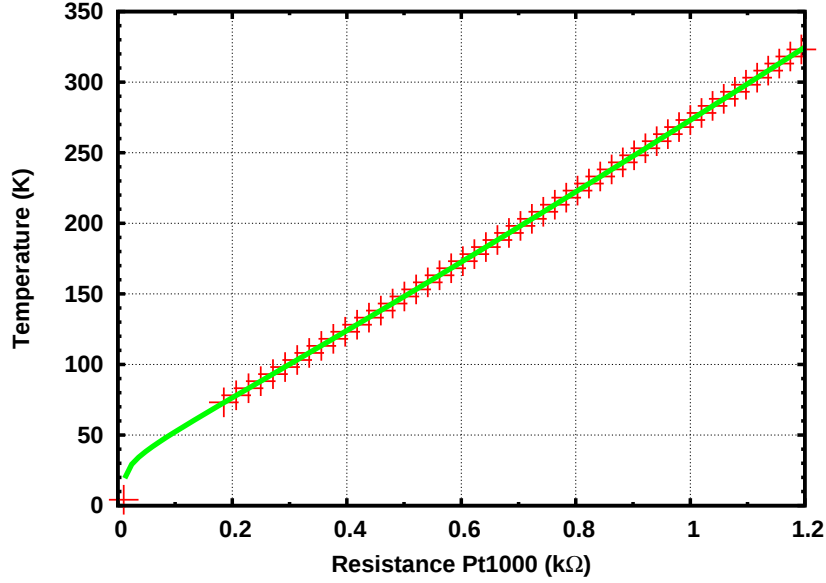


FIG. 2.7 – Ajustement des résistances Pt1000 à très basse température.

Nous avons placé 7 résistances de platine de $1\text{ k}\Omega$ aux endroits clefs du cryostat (voir figure 2.1) pour pouvoir suivre les températures du réfrigérateur, des différents écrans (T_2 , T_3), du vase à hélium (T_1 , T_4) et des échangeurs le long du col (T_5 et T_6), plus une dernière sur la cellule.

2.1.2.b Résistances germanium

La résistance germanium Ge_{cell} (Gr–200A–250) que nous avons thermalisé au bloc de cuivre à la base de la cellule (voir figure 2.8) a été étalonnée par rapport à l'échelle internationale de température [51] par le fournisseur LakeShore. La température T est fournie sous forme d'une somme de polynôme de Chebychev de la résistance R . Les résistances carbone et germanium du réfrigérateur ont ainsi pu être étalonnées par rapport à cette référence (voir figures 2.9 et 2.10). En particulier, la résistance germanium Gr–200A–100 servant à réguler la température du réfrigérateur a été ainsi ajustée sous forme d'un simple polynôme de degré 2 par rapport à Ge_{cell} d'où l'on tire la température.

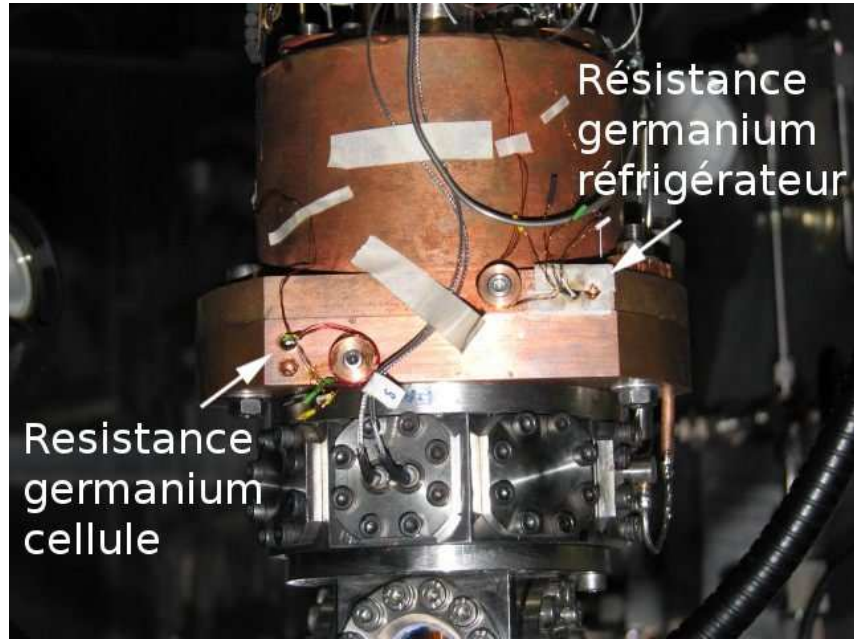


FIG. 2.8 – Position des résistances de mesure au germanium sur la cellule et le réfrigérateur.

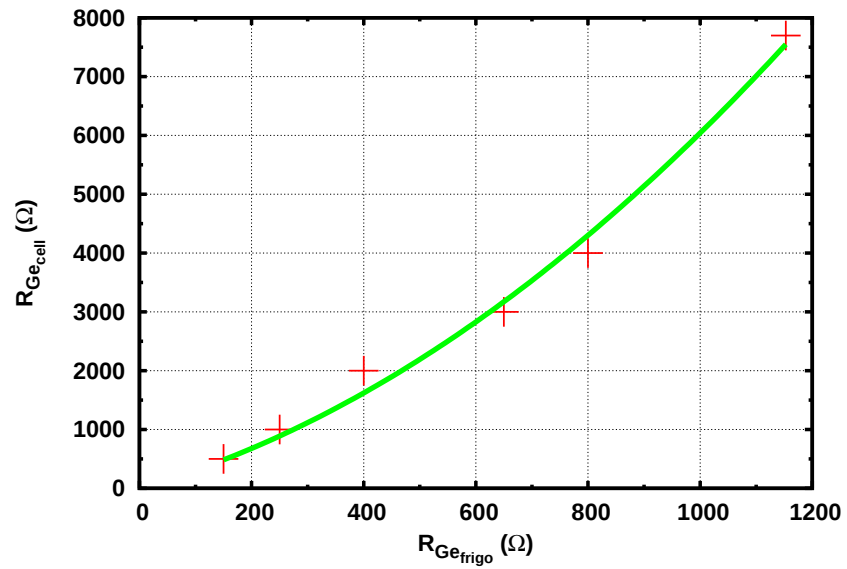


FIG. 2.9 – L'étalonnage de la résistance germanium du réfrigérateur est donné par l'équation $R_{Ge_{cell}} = R_{Ge_{frigo}} * (0.0033 + 2.72 * R_{Ge_{frigo}})$.

2.1.2.c Résistances carbone

Les résistances de platine ne sont pas très sensibles en dessous de 20 K à cause de la décroissance non-linéaire de leur résistance. On utilise alors préférentiellement des résistances de carbone (Allen–Bradley 100 et 22 Ω) dont la résistance augmente exponentiellement lorsque la température diminue. L'étalonnage a été fait par rapport au thermomètre germanium de la cellule Ge_{cell} .

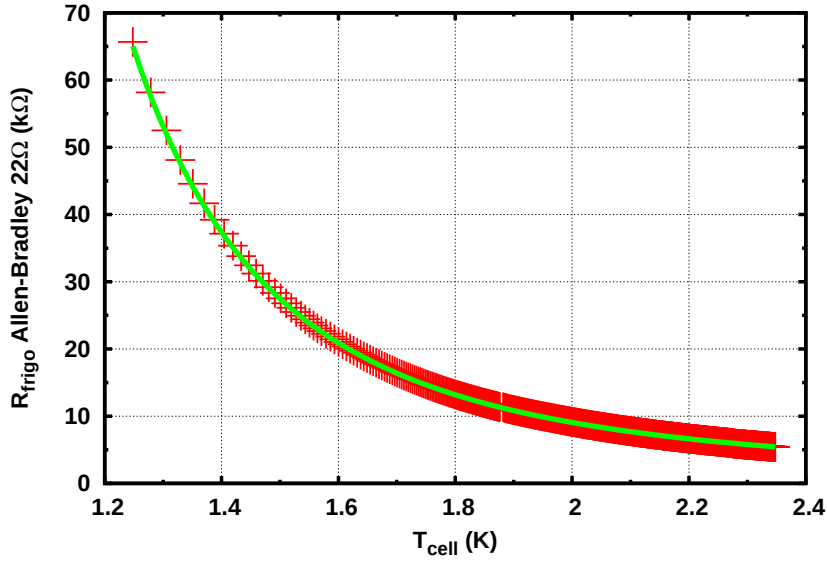


FIG. 2.10 – Étalonnage de la résistance carbone 22 Ω du réfrigérateur en fonction de la température. Les points expérimentaux sont ajustés avec une fonction $R(T) = A e^{(\frac{B}{T})^C}$ où $A = 0.157$ k Ω , $B = 10.59$ K et $C = 0.84$.

2.1.3 Fonctionnement du cryostat

2.1.3.a Le tour de cellule

Le tour de cellule est une enceinte en cuivre d'un volume de 31.5 ℓ entourant la cellule et reliée thermiquement au réservoir d' ^4He à 4.2 K (voir figure 2.1). Il sert d'écran thermique à 4.2 K pour la cellule. Lors de la descente en température, il permet aussi de refroidir la cellule de manière efficace grâce à l'utilisation d'un gaz d'échange. Lors des premières descentes à froid du cryostat, nous utilisons de l'hélium qui était ensuite adsorbé par des charbons actifs. Malheureusement après un ou deux refroidissements, des faiblesses au niveau des brasures se sont transformées en fuite. Après plusieurs tentatives de réparation, aujourd'hui le tour de cellule ne fuit plus qu'à basse température. Nous avons néanmoins mesuré un débit de fuite de l'ordre de 10^{-6} atm.cm 3 .s $^{-1}$. Cette fuite nous oblige à ne plus

utiliser l’hélium comme gaz d’échange car celui-ci pourrait diffuser vers le vide d’isolement du cryostat et créerait ainsi des pertes thermiques. Nous avons choisi de remplacer le gaz d’échange par du néon sous une pression de 20 mbar à 300 K et qui reste gazeux jusqu’aux alentours de 18 K (voir figure 2.11) et se solidifie ensuite avec une pression de vapeur totalement négligeable à 4.2 K.

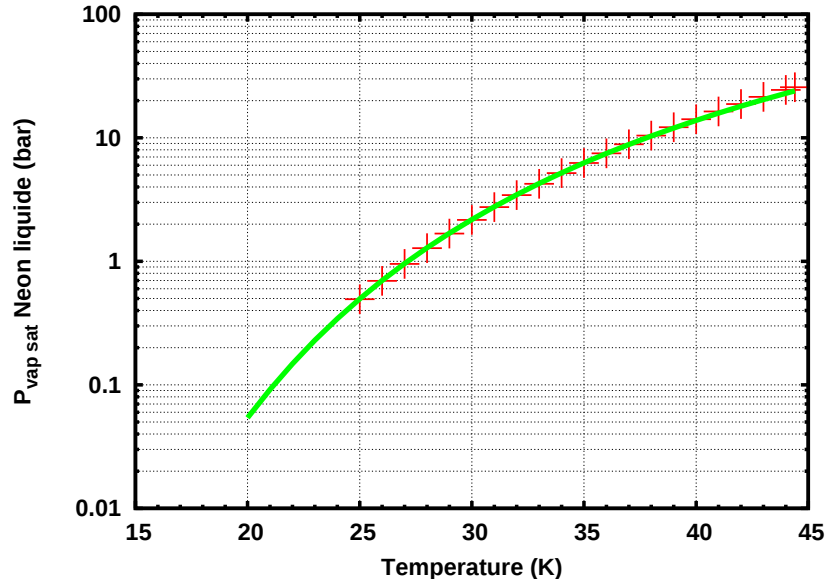


FIG. 2.11 – Pression de vapeur saturante du néon. Les valeurs sont tirées de [49] p.288. Elles sont ajustées par une équation de la forme $P(T) = \exp(8.173 - \frac{221.811}{T})$.

2.1.3.b Refroidissement direct à l’hélium

La méthode de refroidissement la plus directe est de refroidir le cryostat avec de l’hélium liquide à partir de 300 K. Lors du premier refroidissement nous avons 5 mbar d’He_g dans le tour de cellule. Cela nous a permis de refroidir et remplir le cryostat (cellule comprise) en 7 h avec une consommation de 80 ℓ d’hélium liquide. Avec du néon comme gaz d’échange, la procédure est plus longue. En effet les 20 mbar de néon se condensent aux alentours de 18 K. Dès que le gaz a commencé à se condenser, l’échange thermique avec la cellule est beaucoup moins bon. Il nous faut donc faire le refroidissement en plusieurs étapes de transferts/réchauffement, c’est à dire on transfère de l’hélium liquide jusqu’à ce que la température du réservoir arrive aux alentours de 18 K puis on le laisse se réchauffer jusqu’à 90 K pendant que la cellule, elle, continue à se refroidir, puis on reprend le transfert et ainsi de suite. Le refroidissement et le remplissage du cryostat consomme ainsi 50 + 30 = 80 ℓ et dure 14 h au lieu de 7 h.

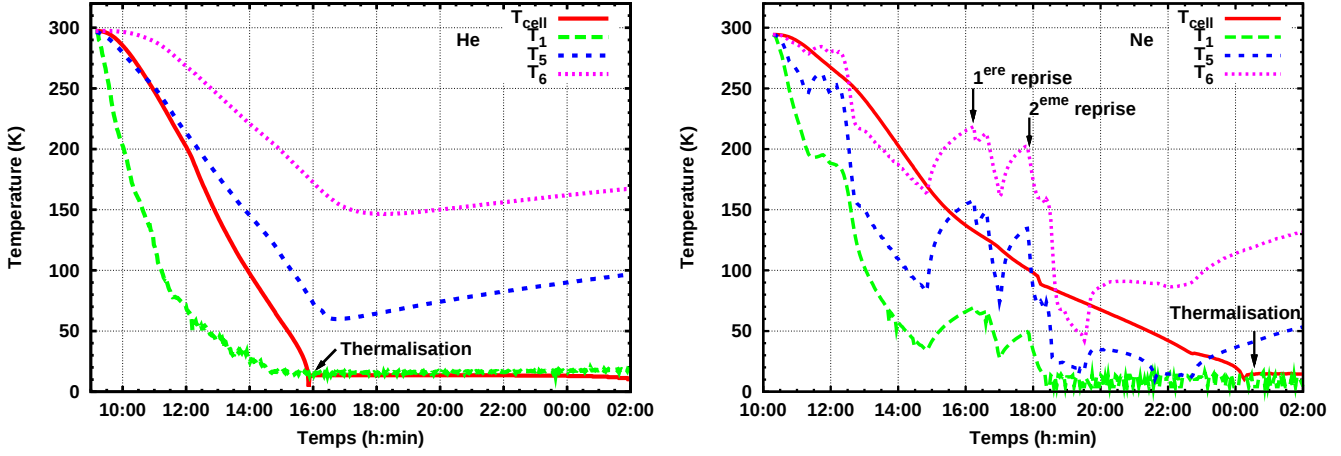


FIG. 2.12 – Refroidissement du cryostat directement à l’hélium liquide. Le tour de cellule était rempli avec 5 mbar d’He_g (gauche) et 20 mbar de Ne_g (droite). Le refroidissement de la cellule (T_{cell}) avec de l’He_g dans le tour de cellule prend 7 h contre 14 h avec du Ne_g.

2.1.3.c Refroidissement à l’azote

Pour diminuer la consommation en hélium liquide qui est très importante lorsque l’on part de la température ambiante, nous avons voulu tester le pré-refroidissement du cryostat à 77 K avec de l’azote liquide. Ceci se fait en transférant un peu d’azote liquide dans le réservoir à hélium du cryostat. La très grande chaleur latente de vaporisation de LN₂ ($\sim 5600 \text{ J.mole}^{-1}$ à 77 K) permet de refroidir le cryostat efficacement avec peu d’azote. Cette même propriété est malheureusement un inconvénient. Lorsque le cryostat est thermalisé à la température de l’azote liquide, nous devons évaporer en totalité ce qui reste de LN₂ pour ne pas polluer l’hélium qui sera transféré ensuite.

Lors d’un tel refroidissement le cryostat met quatre heures pour se thermaliser à 77 K, alors que la cellule met environ 20 heures pour arriver à cette température. Il a fallu ensuite une vingtaine d’heure pour éliminer l’azote excédentaire en le chauffant avec une barre de cuivre et en pompant jusqu’au point triple. À partir de 77 K, la cellule se thermalise à la température de l’hélium liquide en deux heures (voir figure 2.13). Finalement il faut tout de même 44 h et 50 ℓ d’hélium liquide pour refroidir et remplir le cryostat par cette méthode.

Finalement le refroidissement direct à l’hélium liquide a été adopté malgré une consommation supérieure. Le cryostat est opérationnel plus rapidement sans avoir les désagréments (vidange) du pré-refroidissement à l’azote liquide. Le tableau 2.1 récapitule l’essentiel des différents refroidissements réalisés.

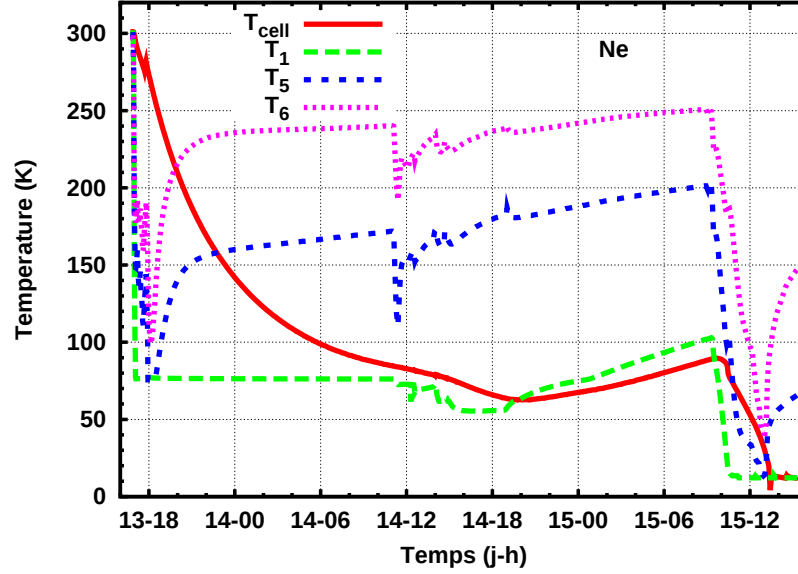


FIG. 2.13 – Refroidissement du cryostat avec pré-refroidissement à l’azote liquide.

	Type de pré-refroidissement (Gaz d’échange)					
	<i>L</i> He (He)		<i>L</i> He (Ne)		<i>LN</i> ₂ (Ne)	
	cryostat	cellule	cryostat	cellule	cryostat	cellule
Durée refroidissement (h)	6	7	8	14	43	44
Consommation <i>L</i> He totale (ℓ)	80		80		50	

TAB. 2.1 – Tableau récapitulatif de la durée et de la consommation en *L*He pour différents refroidissements.

2.1.3.d Réchauffement

Du fait de sa masse, le cryostat a une assez grande inertie thermique et le retour à la température ambiante prend plusieurs jours. Pour accélérer le réchauffement, une barre en cuivre est placée dans le conduit d’injection d’hélium liquide et nous chauffons celle-ci aux alentours de 360 K. Comme on peut le voir sur la figure 2.14, il faut presque 2 jours pour que le cryostat revienne à la température ambiante. On peut encore accélérer ce réchauffement en remplissant le vide d’isolement avec 1 bar d’N_{2g} sec dès que la température du cryostat a dépassé 77 K.

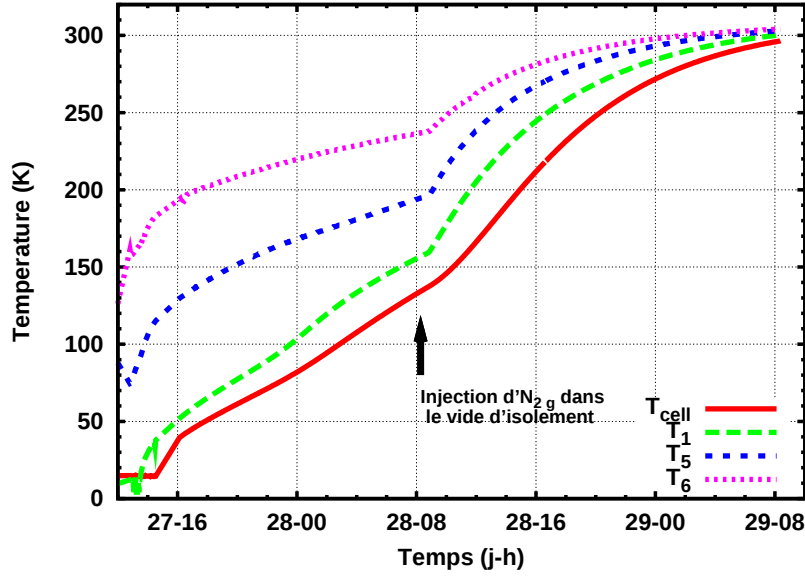


FIG. 2.14 – Température des différents écrans lors du réchauffement du cryostat. On peut voir que l'injection d' N_2g dans le vide d'isolement accélère le réchauffement grâce à un meilleur échange thermique avec le gaz.

2.1.3.e Consommation du cryostat

Le niveau d'hélium liquide dans le réservoir est mesuré en permanence à l'aide d'une sonde HDI–ASC (Twickenham Scientific Instruments) de 400 mm. La sonde peut fonctionner sous 2 modes, le mode de mesure rapide (utilisé lors des remplissages du cryostat) et lent (mesure régulière du niveau). Dans le mode de mesure rapide, l'intervalle de temps entre deux mesures est de 3 s tandis que dans le mode de lecture lent l'intervalle de temps est de 256 s. La sonde HDI délivre un signal de sortie compris entre 4–20 mA proportionnel au niveau d'hélium dans le réservoir qui est enregistré. On peut ainsi tracer le niveau d'hélium liquide dans le réservoir au cours du temps (voir figure 2.15). On trouve une décroissance linéaire du niveau dont la pente nous donne la consommation moyenne du cryostat. On trouve une consommation de $0.45 \ell/h$ quasi-indépendante du niveau. Ainsi l'objectif d'une consommation du cryostat inférieure à $0.48 \ell/h$ est atteint.

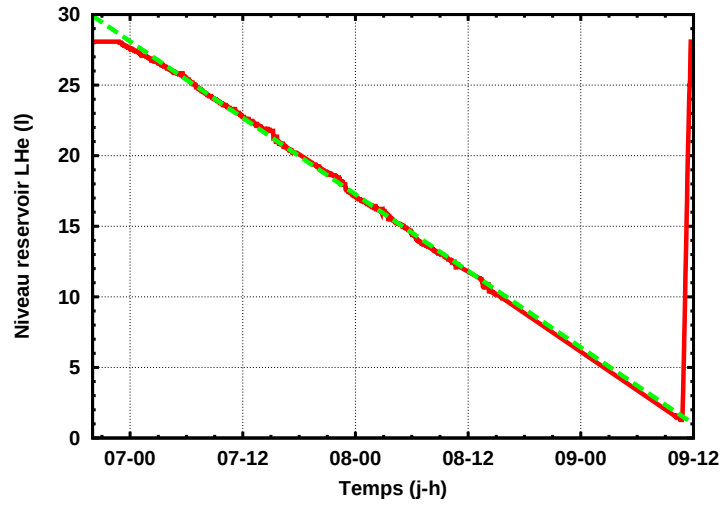


FIG. 2.15 – La consommation du cryostat est quasi-constante en fonction du niveau d’hélium dans le réservoir. En moyenne, elle vaut 0.45 l/h .

2.1.4 Le réfrigérateur à hélium 4

L’évaporateur du réfrigérateur est un réservoir en cuivre d’une capacité de 251 cm^3 muni d’un tube de pompage de diamètre initial 18 mm dans la partie froide, s’évasant jusqu’à 100 mm à la température ambiante (voir figure 2.16). Il se remplit à l’aide d’une vanne munie d’un filtre en cuivre fritté prélevant l’hélium contenu dans le réservoir à 4.2 K. L’hélium filtré est refroidi par détente en passant au travers d’un capillaire ($\phi = 0.2 \text{ mm}$) et dans des échangeurs fixés sur le tube de pompage avant d’arriver dans le réfrigérateur au travers d’un capillaire de 0.4 mm de diamètre. La puissance du réfrigérateur est déterminée par le débit du groupe de pompage en nombre de mole par seconde. Pour un fonctionnement continu, le débit de la vanne d’alimentation doit être modulé pour conserver un niveau de liquide à peu près constant dans l’évaporateur. Nous allons détailler ces 2 éléments dans les prochains paragraphes.

2.1.4.a Système de pompage et puissance frigorifique attendue

Le système de pompage est constitué de deux pompes à deux étages (Adixen 2033SD et Alcatel 2030H) pompant en aval d’un Roots (Leybold Heraeus WS150, débit $\sim 150 \text{ m}^3/\text{h}$ puis Adixen Roots RSV 301B, débit $\sim 300 \text{ m}^3/\text{h}$). La canalisation de pompage fait environ 4 m de long et a une section de 100 mm. Pour atténuer les vibrations des pompes lors de leur fonctionnement, celles-ci sont maintenues sur des cadres en acier fixés au mur. Le tuyau de pompage est maintenu au sol par un bloc de ciment d’une centaine de kilo. Deux systèmes de soufflets atténuent la transmission des vibrations au cryostat, et permettent d’accomoder de légers déplacements.

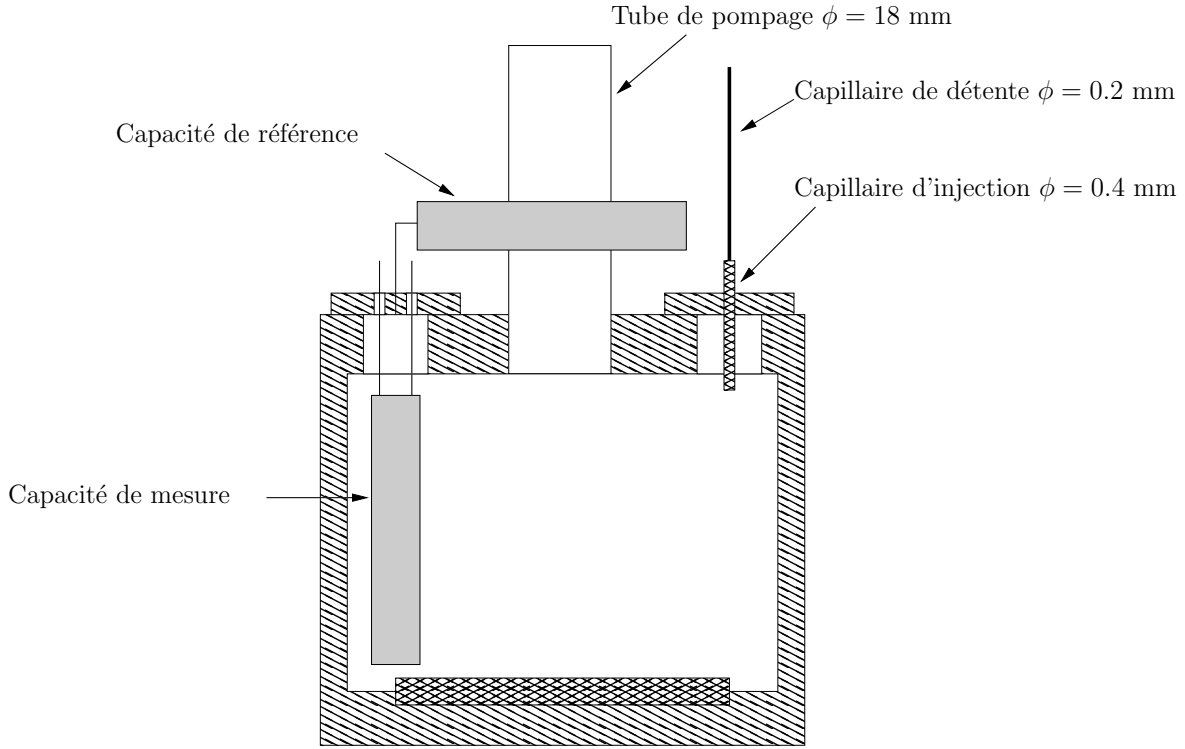


FIG. 2.16 – Vue en coupe du réfrigérateur. La mesure du niveau d'hélium se fait en comparant la valeur de la capacité de mesure à une capacité de référence située dans le tour de cellule.

La puissance frigorifique peut être modélisée à partir de la courbe de débit de pompage du Roots (Adixen Roots RSV 301B) et de la conductance de la canalisation. La transition entre le régime visqueux et le régime transitoire se situe vers $P_{lim} \leq 0.06$ mbar, ce qui correspond à la pression de vapeur de l'hélium à $T = 0.9$ K. Puisque toutes nos expériences se déroulent au dessus de 1.0 K, le lien entre la pression P_{Roots} à l'entrée du Roots et P_{vap} au niveau de l'évaporateur est obtenu en intégrant la perte de charge dP tout le long du tuyau de pompage de longueur $l = 4$ m et de rayon $r = 0.1$ m. On obtient :

$$P_{vap}^2 = P_{Roots}^2 + \frac{16 \eta_{He} l \dot{n} R T}{\pi r^4} \quad (2.9)$$

avec la viscosité de l'hélium gazeux $\eta_{He} = 2 \times 10^{-5}$ Pa.s à 300 K.

P_{vap} dépend directement de la température T de l'évaporateur, P_{Roots} est une fonction du débit molaire $\dot{n}$ donnée par le constructeur, et ce dernier est proportionnel à la puissance frigorifique $\dot{Q}_{liq}$ (voir équation (2.1)). On obtient ainsi la courbe de la puissance frigorifique en fonction de la température (figure 2.17) :

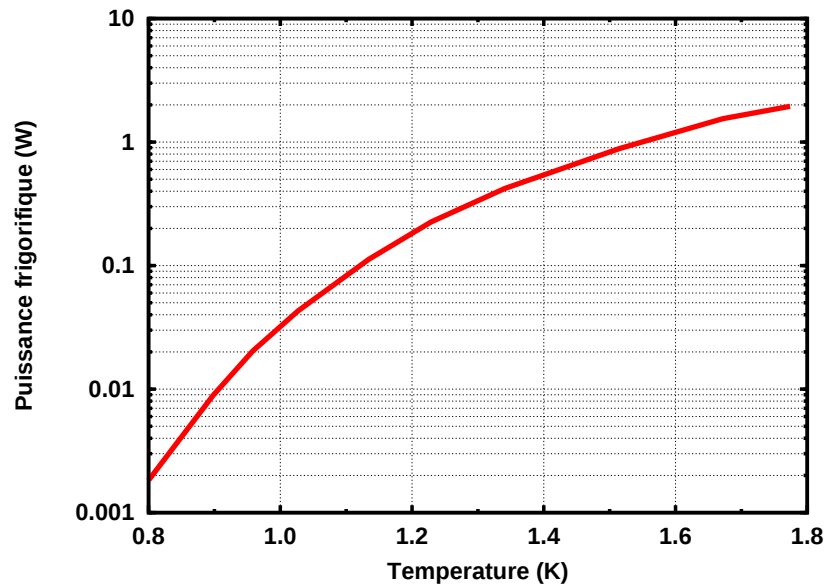


FIG. 2.17 – Puissance frigorifique en fonction de la température du réfrigérateur.

Avec une puissance de refroidissement de 200 mW à 1.2 K, le réfrigérateur pourra répondre à la dissipation d'une pulvérisation par laser (de l'ordre d'une dizaine de mW) en plus des pertes thermiques dues au superfluide dans le capillaire de remplissage de la cellule qui sont de l'ordre de 50 mW (voir 2.1.4.d). Les mesures spectroscopiques ne dissipent pas plus de 1 mW et pourront se dérouler à plus basse température. Pour estimer la température limite que l'on peut atteindre, il faut ajouter toutes les autres pertes thermiques (voir 2.1.4.d).

2.1.4.b Vanne froide de remplissage

Le réfrigérateur est alimenté en hélium à partir du réservoir à travers un filtre, une vanne froide de régulation et une impédance de détente. Le filtre est en cuivre fritté de 16 mm de diamètre immergé dans l'hélium liquide au fond du réservoir. La vanne est constituée d'une pointe en bronze maintenue par un soufflet appuyant sur un siège en cuivre recuit. Lorsque la vanne est fermée, la pointe en bronze rentre dans le siège en cuivre plus ductile. Lorsque la vanne est ouverte, le réfrigérateur se remplit grâce à la différence de pression entre le réservoir et le réfrigérateur qui est toujours de l'ordre de 1 bar. L'impédance de détente est constituée d'un capillaire de diamètre 0.2 mm et d'une longueur de 20 cm. Cette impédance limite le débit lorsque la vanne est ouverte. Il vaut 0.6 mmole/s (cf. figure 2.18), ce qui remplit l'évaporateur en 4 heures environ. Lorsque la vanne est fermée, elle n'est pas complètement étanche, mais son débit est inférieur à celui du système de pompage, de sorte que l'évaporateur se vide. On peut donc réguler le niveau dans l'évaporateur avec

la vanne. La figure 2.18 montre la vitesse d'accroissement du niveau en fonction de la position de la vanne. Compte tenu d'une certaine hystérésis dans son fonctionnement, la vanne sera utilisée de façon bi-stable, et non pas proportionnelle.

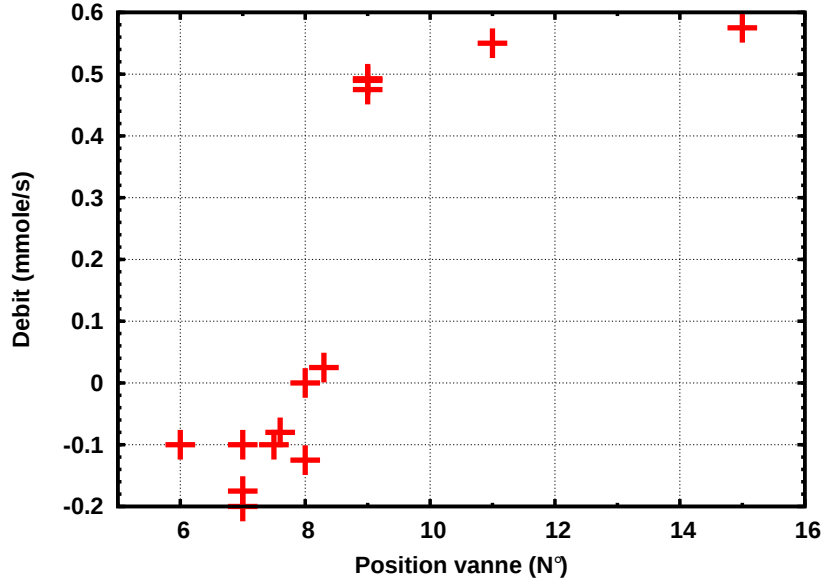


FIG. 2.18 – La vanne de remplissage fonctionne sur un mode tout ou rien.

2.1.4.c Mesure et régulation du niveau du réfrigérateur

La mesure du niveau dans le réfrigérateur se fait en comparant une capacité immergée dans le réfrigérateur à une capacité de référence identique qui se trouve dans le vide du tour de cellule (voir figure 2.16). Ces capacités sont constituées de pistes inter-digitées sur un circuit imprimé souple (feuille de Kapton figure 2.19). Cette feuille est ensuite roulée pour former un tube de diamètre 9 mm et 45 mm de long. Dans le vide, la capacité vaut 25 pF environ. La capacité du condensateur immergé dans l'hélium liquide varie en fonction du niveau d'hélium liquide dans le réfrigérateur du fait de sa constante diélectrique légèrement supérieure à 1 (1.057) à 1 K [52]. La variation de la capacité est au maximum de $\Delta C = 0.57$ pF.

Pour faire une mesure précise de cette variation, nous utilisons un montage en pont de Wheatstone en alternatif détaillé sur la figure 2.20. La difficulté de la mesure vient des capacités parasites des câbles coaxiaux reliant les capacités à mesurer au fond du cryostat, aux appareils de mesure à température ambiante. Ces capacités parasites sont notées C_1, C_2, C'_1, C'_2 sur la figure 2.20. Elles valent beaucoup plus que la capacité à mesurer et sont de l'ordre de 650 pF. De plus, elles sont susceptibles de varier en fonction des transferts d'hélium ou autres mouvements mécaniques. Pour s'affranchir de l'effet de C_1

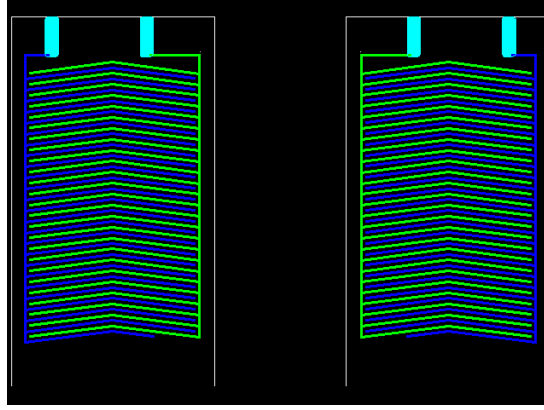


FIG. 2.19 – Schéma des capacités servant de mesure du niveau d’hélium. Au final, elles sont enroulées pour former un tube de diamètre 9 mm et 45 mm de long.

et C_2 sur les tensions V_{in}^+ et V_{in}^- à mesurer, on ramène ces tensions au voisinage de zéro. Pour cela, il faut d’une part que C_{ref} et C_{mes} soient très proches et d’autre part pouvoir varier les tensions d’excitation des points D et E pour amener V_{in}^+ et V_{in}^- à zéro.

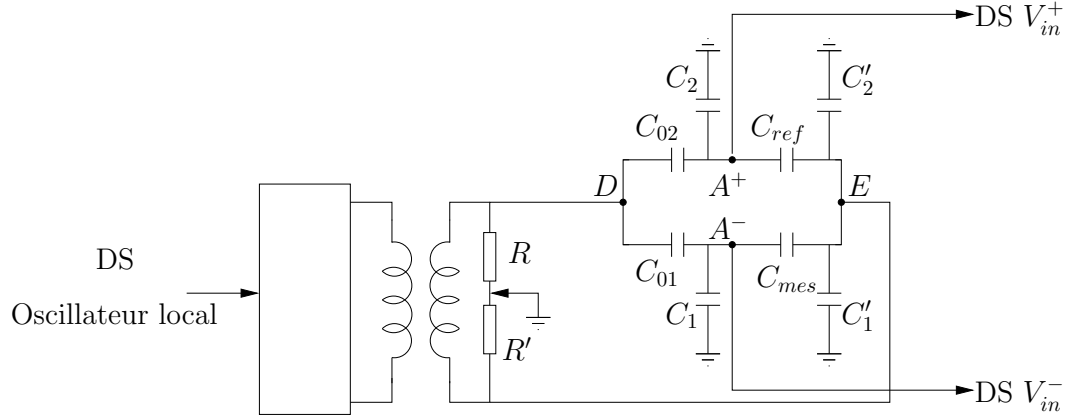


FIG. 2.20 – Montage électrique permettant la mesure du niveau dans le réfrigérateur en comparant C_{mes} à C_{ref} . Les capacités C_1 , C'_1 , C_2 , C'_2 sont les capacités parasites des coax. C_{01} et C_{02} sont des capacités ajustables.

Concrètement, on envoie l’oscillateur interne d’une détection synchrone (FEMTO LIA-MV(D) 200 Series, $f = 2.5$ kHz) sur un transformateur d’isolement dont on fixe un point du secondaire réglable à la masse de sorte que V_{in}^+ et V_{in}^- soient symétriques par rapport à zéro. Les deux branches du pont (V_{in}^+ et V_{in}^-) sont équilibrées à l’aide des capacités ajustables C_{01} et C_{02} pour que les tensions V_{in}^+ et V_{in}^- soient égales. Par approximations successives, on les amène à zéro. La détection synchrone mesure $V_{in}^+ - V_{in}^-$ qui est directement proportionnel aux variations de C_{mes} par rapport à sa valeur initiale. La figure 2.21 montre

l'évolution de la sortie V_{out} de la détection synchrone lorsqu'on remplit l'évaporateur. La valeur de la capacité C_{mes} (axe des abscisses inférieur) est mesurée alternativement avec un pont Andeen-Hagerling AH2500 et avec notre dispositif. L'axe des abscisses supérieur donne le remplissage relatif de l'évaporateur obtenu en interpolant entre valeurs extrêmes de C_{mes} .

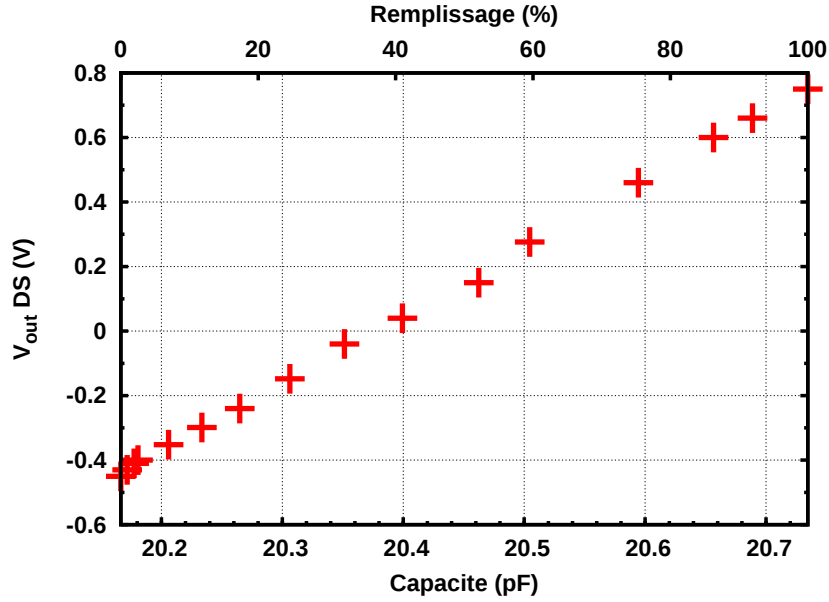


FIG. 2.21 – Le signal de sortie de la détection synchrone est proportionnel à la variation de capacité et donc à la variation de niveau dans le réfrigérateur.

2.1.4.d Puissance frigorifique observée

En régime permanent, la puissance frigorifique du réfrigérateur à hélium 4 est égale à celle des pertes. Nous avons mesuré la puissance frigorifique en nous plaçant dans les conditions de travail souhaitées pour l'expérience, c'est à dire en pompant sur le réfrigérateur avec les deux pompes et le Roots, la cellule optique étant pleine d'hélium superfluide. Dans ces conditions nous atteignons une température limite dans la cellule $T_{lim} = 1.095$ K. Nous avons ensuite chauffé le réfrigérateur en faisant passer du courant dans une résistance de 1.8 k Ω de manière à faire varier les pertes. Autour d'une pression de 0.5 mbar, le débit volumique du système de pompage varie peu. Le débit molaire et donc la puissance frigorifique est alors proportionnelle à la pression de vapeur de l'hélium. Ceci est confirmé par la figure 2.22 tirée du modèle de la puissance frigorifique discuté §2.1.4.a.

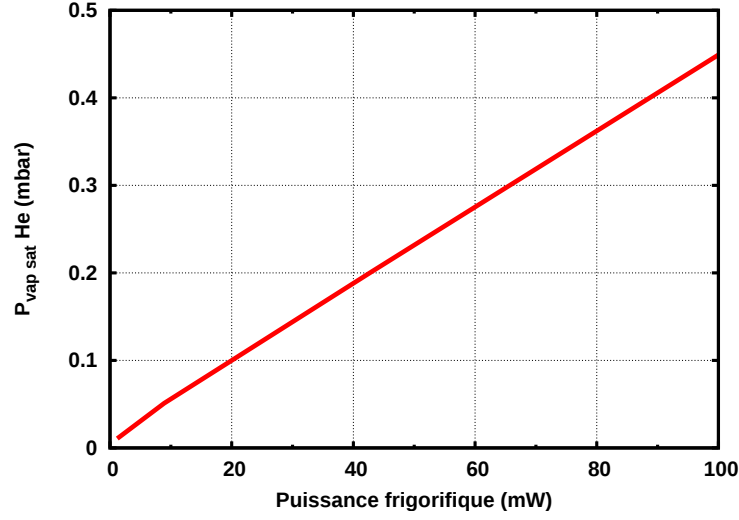


FIG. 2.22 – La pression de vapeur de l'hélium liquide est proportionnelle à la puissance frigorifique lorsque le débit de pompage varie peu.

La pression de vapeur dans le réfrigérateur est déterminée à partir des mesures de température de la résistance germanium du réfrigérateur. Ainsi en extrapolant linéairement les valeurs de la pression ainsi déduite en fonction de la puissance apportée (figure 2.23), on obtient une estimation des pertes thermiques sur l'ensemble de la cellule et du réfrigérateur. Celles-ci sont de l'ordre de $\dot{Q}_{\text{pertes}} = 50 \text{ mW}$.

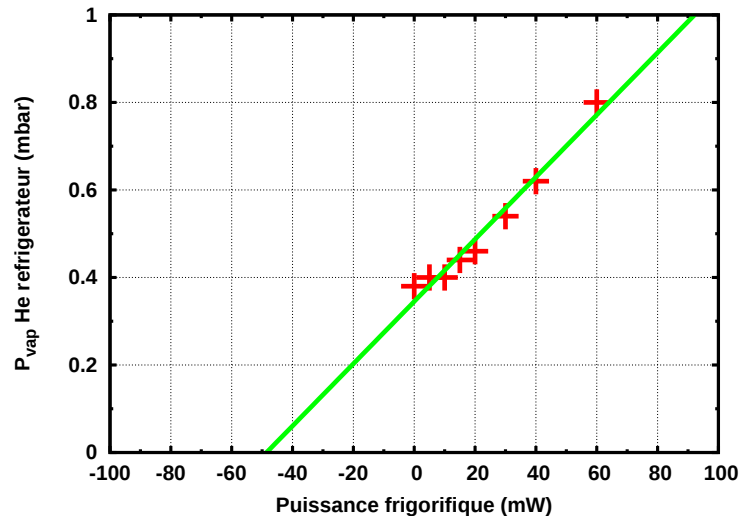


FIG. 2.23 – Pression de vapeur de l'hélium liquide dans le réfrigérateur en fonction de la puissance électrique. En extrapolant cette droite à $P = 0$, on obtient une estimation des pertes de l'ensemble cellule + réfrigérateur de l'ordre de 50 mW.

Il existe plusieurs causes à ces pertes. Nous avons essayé d'en estimer quelques-unes :

- film de Rollin dans le réfrigérateur : un mince film d'hélium superfluide remonte le long des parois du réfrigérateur et s'évapore avec un taux d'évaporation τ jusqu'à ce qu'il atteigne la température T_λ de la transition superfluide. On estime la circonférence de ce film dans le tube de pompage à $l \simeq 4$ cm. À T_{lim} les pertes dues au film de Rollin sont :

$$\dot{Q}_{rollin} = \frac{l \tau}{V_{mol}} L_{vap} \simeq 1 \text{ mW} \quad (2.10)$$

avec $\tau = 7.5 \times 10^{-5} \text{ cm}^3 \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ (tiré de [49] p.46), le volume molaire $V_{mol} = 27.5 \text{ cm}^3 \cdot \text{mole}^{-1}$ et la chaleur latente $L_{vap} = 82 \text{ J/mole}$.

- pertes par conduction superfluide dans le capillaire d'alimentation du réfrigérateur ($\phi = 0.4$ mm de diamètre et $l = 10$ cm de long) et de la cellule ($\phi = 1$ mm de diamètre et $l = 10$ cm de long). Celles-ci sont données par la relation [53] :

$$\dot{Q}_{cond} = s \left(\frac{F}{l} \right)^{1/3.4} \quad (2.11)$$

avec s la section du capillaire en cm^2 , l sa longueur en cm et F est un paramètre représentant l'intégrale de la conductivité thermique associé au gradient de température existant entre les deux extrémités du capillaire (voir [53]). On trouve ainsi :

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{cond\ cellule} &= 25 \text{ mW} \\ \dot{Q}_{cond\ refrigerateur} &= 4 \text{ mW} \end{aligned}$$

- pertes dues au refroidissement de l'hélium liquide injecté. Le débit est supposé constant en dessous de T_λ . On constate que le niveau dans le réfrigérateur reste constant pour une puissance électrique injectée de 40 mW. En tenant compte des pertes trouvées précédemment (figure 2.23), on obtient ainsi une puissance frigorifique totale de 90 mW. À cette puissance frigorifique correspond un débit molaire de $\dot{n} = 1$ mmole/s injecté en permanence. La puissance qu'il faut fournir pour refroidir le liquide de 4.2 à 1.1 K, correspond à la variation d'enthalpie de l'hélium entre ces deux températures :

$$\Delta H = H(4.2) - H(1.1) \simeq 35 \text{ J/mole soit } 35 \text{ mW pour le débit } \dot{n}. \quad (2.12)$$

- pertes radiatives directes venant de 300 K. Les fenêtres de la cellule sont en silice fondue. Elles transmettent la lumière pour les longueurs d'ondes visibles et dans le proche infrarouge jusqu'à 3 μm . La puissance reçue par une fenêtre de la cellule, de surface S_{cell} égale à $3 \times 10^{-4} \text{ m}^2$, dans un angle solide Ω_{cell} de 0.2 sr est donné par la loi de Stefan-Boltzmann :

$$\dot{Q}_{\text{radiatif}} = \sigma T_{\text{amb}}^4 S_{\text{cell}} \Omega_{\text{cell}} \frac{I(300 \text{ K}, 3 \mu\text{m})}{I(300 \text{ K}, \infty)} = 3 \mu\text{W} \quad (2.13)$$

où $\frac{I(300 \text{ K}, 3 \mu\text{m})}{I(300 \text{ K}, \infty)}$ représente le rapport entre l'intégrale de Planck de 0 à 3 μm et l'intégrale de Planck de 0 à l'infini. Ce rapport vaut 10^{-4} .

En multipliant celle-ci par le nombre de fenêtres de la cellule (voir §2.2), on trouve que la puissance radiative $\dot{Q}_{\text{radiatif}}$ est de l'ordre de la dizaine de μW ce qui est négligeable par rapport aux autres types de pertes.

Au total, on trouve des pertes de l'ordre de 65 mW qui sont voisines des valeurs mesurées. L'essentiel provient du refroidissement de l'hélium liquide servant au fonctionnement du réfrigérateur et des pertes superfluides dans le capillaire de remplissage de la cellule. On peut donc diminuer celles-ci en fermant la vanne du mieux possible et en remplissant d'hélium solide le capillaire de la cellule.

2.2 La cellule d'expérience

La cellule optique est constituée de deux parties en acier inoxydable formant un volume total de 137 cm^3 (figure 2.24).

La partie basse comporte cinq accès optiques permettant une visualisation directe des cristaux d'hélium et la spectroscopie des atomes de césium implantés dedans.

Elle est vissée sur la partie haute de la cellule. L'étanchéité se fait à l'aide d'un joint d'indium (longueur $l = 200 \text{ mm}$, $\phi = 1 \text{ mm}$). Des fenêtres en silice fondue ($\phi = 25.4 \text{ mm}$, ép = 5.0 mm, traitement AR < 1% sur la gamme 400 – 1100 nm) sont posées sur des joints d'indium (longueur $l = 68 \text{ mm}$, $\phi = 1 \text{ mm}$) au fond de chaque accès optique. Des brides en acier inoxydable viennent serrer les fenêtres sur les joints d'indium. Pour éviter de les casser lors du serrage des brides, nous avons placé de petites rondelles de téflon (ép = 5/100) entre les brides et les fenêtres.

La partie haute de la cellule est fermée par couvercle en cuivre qui est lui-même boulonné au réfrigérateur. Dans cette partie haute de la cellule, huit accès de diamètre 15 mm sont disponibles, fermés par des brides avec joints d'indium. Ces accès servent pour faire passer le tube d'injection d'hélium, le nucléateur permettant de maîtriser la fabrication et la croissance des cristaux d'hélium, le brise-ampoule permettant de casser les ampoules

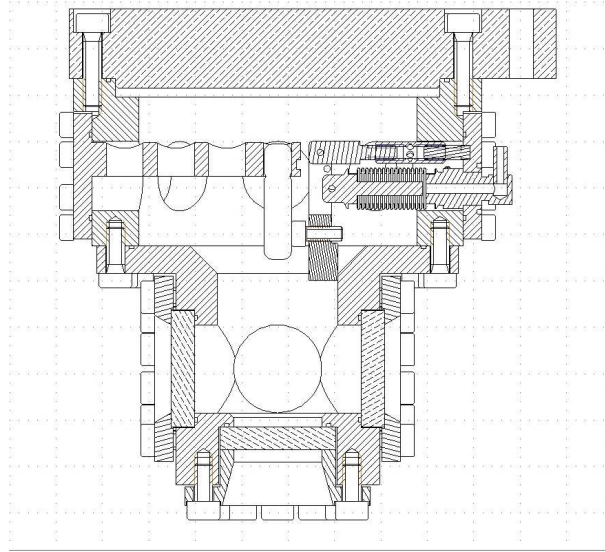


FIG. 2.24 – Vue en coupe de la cellule optique.

contenant le césium, une capacité pour mesurer la pression dans la cellule, une LED pour éclairer l'intérieur de la cellule.

Tous ces dispositifs sont détaillés dans le paragraphe suivant. Le dispositif d'alimentation de la cellule en gaz d'hélium 4 et les mesures de pression sont décrits au deuxième paragraphe. Le dernier paragraphe explique la procédure de remplissage de la cellule et de croissance des cristaux.

2.2.1 L'équipement interne de la cellule

2.2.1.a Le nucléateur

Le but du nucléateur est de créer une surpression localisée qui permet de passer la barrière de nucléation du premier germe solide à partir du liquide. On est ainsi assuré d'avoir un seul germe et de pouvoir faire croître un monocristal. Sa conception est due à K.O. Keshishhev [54]. Il est constitué de deux fils de cuivre (diamètre 5/100 mm, longueur 500 mm) enroulés parallèlement en spires jointives autour d'un petit tube de verre (diamètre 6 mm, figure 2.25). La valeur de la capacité entre les deux fils (80 pF) permet d'inférer, compte tenu d'une épaisseur de vernis de 5 μm , que leur distance moyenne est de l'ordre de 1 μm . En appliquant une haute tension (1200 V) entre les deux fils, on crée à la surface de la bobine une nappe de champ électrique de l'ordre de $E = 6 \times 10^7 \text{ V/m}$. La surpression engendrée par électrostriction est donnée par la relation $\Delta P = 1/2 \epsilon_0 (\epsilon - 1) E^2$, avec $\epsilon - 1 = 0.06$. Elle est de l'ordre de 10 mbar, suffisante pour privilégier la nucléation du cristal sur la bobine.

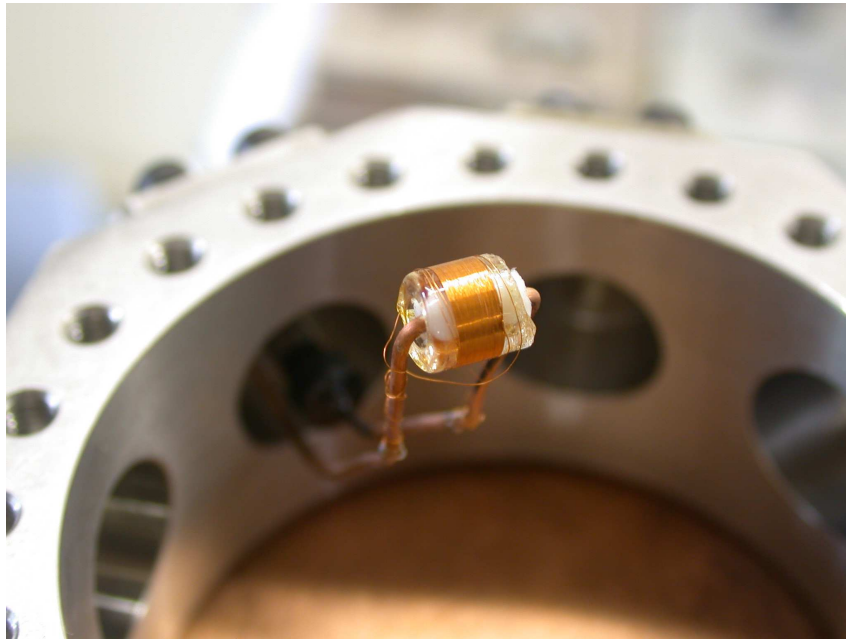


FIG. 2.25 – Photo du nucléateur. Il est constitué de deux fils de cuivre enroulés parallèlement en spires jointives autour d'un petit tube de verre.

2.2.1.b Le brise ampoule

Pour introduire le césium dans la cellule sans qu'il s'oxyde, nous avons décidé d'utiliser des ampoules en verre où le césium est scellé sous vide et de ne les ouvrir qu'à basse température lorsque tous les éléments oxydants sont cryopompés. Cette ouverture ne doit pas générer de débris et laisser la surface du césium accessible pour la pulvérisation laser. Un tube de verre se casse assez facilement et de façon très nette à température ambiante : il suffit de faire une rayure puis d'appliquer une légère contrainte de part et d'autre de cette ligne. Nous avons essayé d'appliquer la même méthode à froid. L'ampoule en verre (diamètre 6 mm, longueur ~ 20 mm) est montrée sur la figure 2.26. Elle est maintenue dans sa partie supérieure par un support en acier inoxydable.

En face de l'ampoule se trouve un petit soufflet dans lequel on injecte de l'hélium (figures 2.24 et 2.27). Lorsque la différence de pression entre le soufflet et la cellule est suffisante, le soufflet fait avancer un bras qui vient appuyer sur le bas de l'ampoule. Des entailles (profondeur 0.3 mm, largeur 0.6 mm) ont été faites dans le verre à la scie diamantée pour amorcer la cassure. Un fil en acier est collé au vernis GE à la partie basse de l'ampoule. Il dégage la partie cassée du trajet optique du laser. Un exemple est montré sur la figure 2.28. La cassure est obtenue à froid pour une dizaine de bar (moins de 5 bar à chaud), le déplacement du bras étant de l'ordre d'une fraction de millimètre.

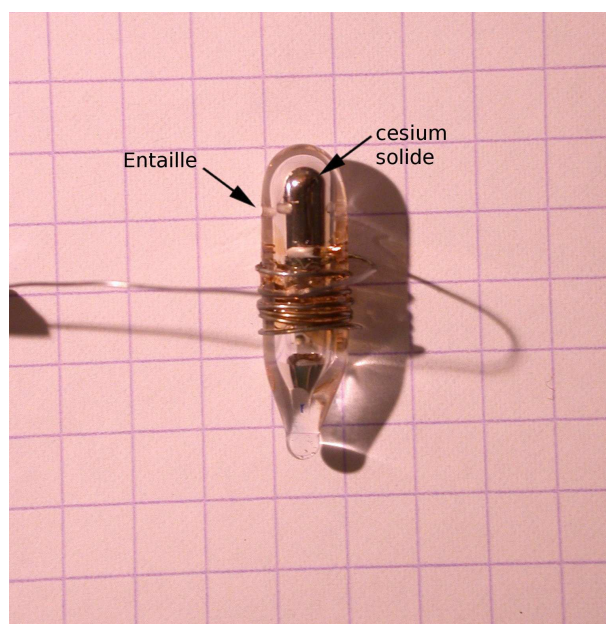


FIG. 2.26 – Ampoule en verre contenant le césium solide pur. L'incision faite dans le verre facilite la cassure à froid. Un petit peu de césium a coulé au fond de l'ampoule.

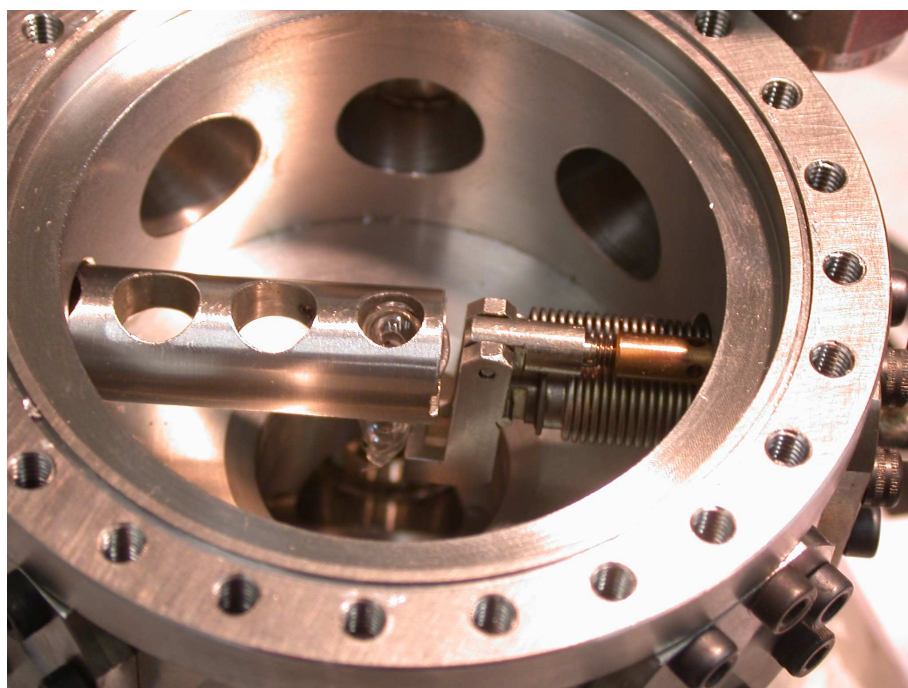


FIG. 2.27 – Photo du brise ampoule.



FIG. 2.28 – Fonctionnement du brise ampoule (Vue de dessous de la cellule). À gauche la situation initiale, avec l'ampoule au centre. À droite, après l'introduction de 10 bar dans le soufflet, son avancée a cassé la partie inférieure de l'ampoule. Il ne reste que la partie supérieure avec la surface du césium en vue directe.

2.2.1.c La jauge de pression

Nous avons fabriqué une jauge de pression capacitive sur le modèle décrit par Straty et Adams [55, 56]. Il s'agit de deux disques de bronze (diamètre 15 mm, épaisseur 1 mm pour l'une et 0.5 mm pour l'autre) séparées par une fine rondelle de mylar (épaisseur 20 μm) formant une cavité rendue étanche par un collage de Stycast 2850 FT sur la périphérie. Sous l'action d'une pression extérieure, cette cavité se déforme élastiquement. Cette déformation est détectée par la variation de la capacité constituée par les deux plaques (de l'ordre de 90 pF). Deux câbles coaxiaux isolés de la masse permettent de mesurer cette capacité à froid avec une grande précision (voir §2.2.2.b).

2.2.1.d Éclairage LED

Pour voir l'état des équipements dans le haut de la cellule une fois à froid, une source de lumière *in situ* est commode, en particulier au moment de la cassure de l'ampoule de césium. Nous avons utilisé pour cela une LED courante (MARL 215 – 993 – 21 – 38 revendue par Radiospares). En l'alimentant avec quelques milliampères (la tension de seuil est de 11 V à froid plutôt que 3.5 V à la température ambiante), on obtient un éclairage suffisant.

2.2.2 L'alimentation de la cellule en hélium 4 et le contrôle de la pression

2.2.2.a Dispositif de manipulation du gaz hélium 4

Pour remplir la cellule, on doit utiliser un hélium aussi pur que possible. De plus pour contrôler la nucléation et la croissance des cristaux, il faut pouvoir faire varier le débit d'hélium dans une large gamme de débit (typiquement de 2 mmole/s à 1 μ mole/s) et pouvoir contrôler précisément la pression. Le dispositif utilisé est schématisé sur la figure 2.29.

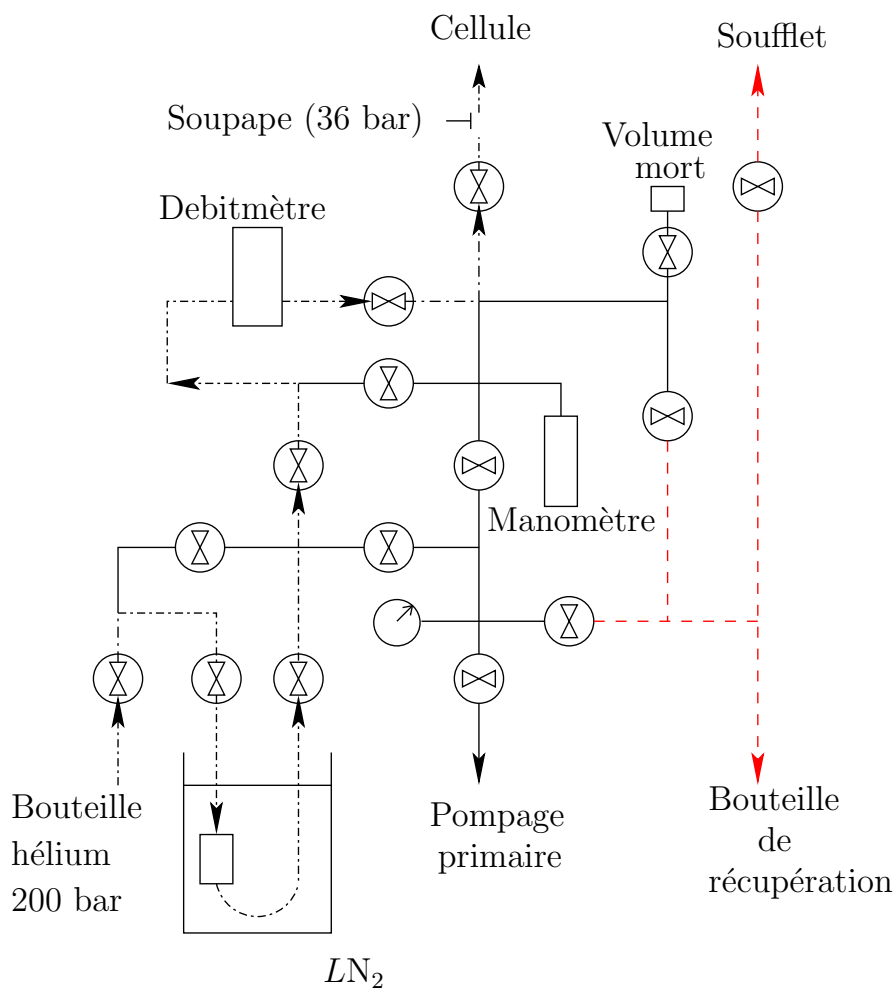


FIG. 2.29 – Schéma du dispositif de manipulation de l'hélium gazeux. Le trajet du gaz lors du remplissage de la cellule est indiqué par les flèches et pointillé. La partie de droite en tirets est utilisée pour manœuvrer le brise-ampoule.

Il s'inspire des dispositifs analogues utilisés dans le groupe de S. Balibar. Il est réalisé en

tube inox 4×6 mm reliés par des raccords Swagelok VCR. Les vannes à soufflet Swagelok SS–4BK–VCR utilisées présentent un très faible taux de fuite (4×10^{-9} atm.cm³.s⁻¹) aussi bien sous vide qu'à des pressions de l'ordre de la trentaine de bar. L'hélium gazeux provient d'une bouteille AirLiquide (qualité N55) équipée d'un détendeur permettant de réguler la pression d'injection jusqu'à 50 bar. Le gaz traverse un piège à charbons actifs refroidi à l'azote liquide qui retient les impuretés. Il passe ensuite par le contrôleur de débit Brooks Instruments (Smart mass flow controller 5850S). Nous pouvons contrôler précisément le débit en faisant varier la tension d'entrée du débitmètre entre 1 et +5 V.

Le tableau suivant récapitule les caractéristiques techniques du débitmètre :

Brooks 5850S	Min	Max
Tension (V)	0.990	5
Débit gazeux (cm ³ /min)	0.008	30
Débit molaire à 25 bar (mmol/s)	1.5×10^{-4}	0.56

L'emploi de cet appareil est essentiel pour contrôler la nucléation d'un cristal d'hélium. Il faut alors se placer à quelques mbar de la pression de coexistence liquide-solide et injecter de l'hélium supplémentaire le plus lentement possible. À cet effet, nous avons à notre disposition aussi d'un volume mort sous la forme d'une vanne à soufflet qui permet de faire croître ou décroître le germe de cristal une fois qu'il est apparu. On peut ensuite faire croître le germe à vitesse constante en réglant le débit du Brooks, ou bien le faire croître plus rapidement en utilisant la vanne directe qui le court-circuite. Notons que le débitmètre Brooks n'est pas parfaitement étanche à contre courant (taux de fuite $\simeq 10^{-7}$ atm.cm³.s⁻¹). Une vanne d'arrêt a dû être ajoutée en série pour éviter de perdre lentement le contenu de la cellule.

L'hélium est envoyé ensuite à la tête du cryostat. Une soupape de sécurité y est installée. Elle s'ouvre pour une pression supérieure à 36 bar en cas de surpression accidentelle. L'hélium descend vers la cellule en passant dans divers échangeurs refroidis par les vapeurs froides d'hélium le long du col, dans le réservoir d'hélium et sur le réfrigérateur. Un capillaire de diamètre 0.8 mm et 500 mm de long amène finalement l'hélium à la cellule.

Le dispositif de manipulation des gaz est également utilisé pour activer le brise-ampoule (voir paragraphe 2.2.1.b) grâce à de l'hélium sous pression. C'est la fonction de la partie droite en pointillé du dispositif de la figure 2.29.

2.2.2.b Mesure de la pression dans la cellule

La mesure de la pression dans la cellule est faite de deux manières. La première consiste à mesurer la pression du gaz en équilibre avec la cellule à température ambiante à l'aide d'un manomètre numérique (Keller Série 35 X). Le manomètre fait une mesure toutes les 10 ms. Le bruit, moyenné sur 10 mesures, est de l'ordre de 1 mbar (figure 2.30).

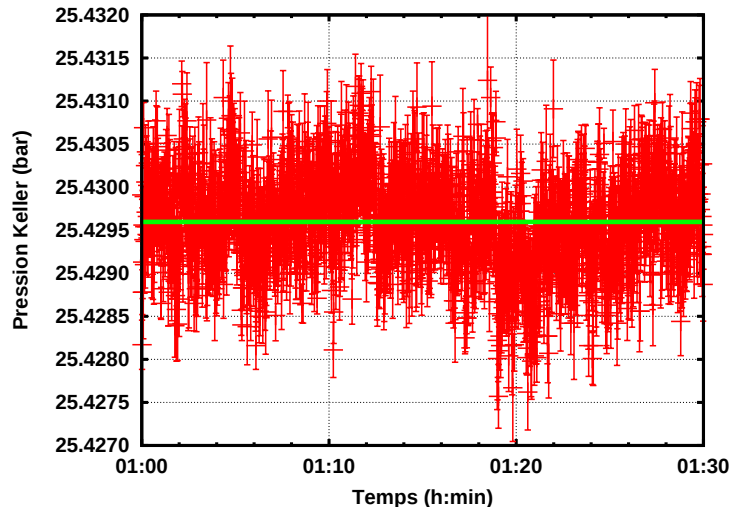


FIG. 2.30 – Exemple de mesure faite avec le capteur de pression Keller. Le bruit sur la mesure est de l'ordre de 1 mbar.

Cette méthode de mesure de la pression est très fiable, mais elle n'est pas située dans la cellule. Si un bouchon d'hélium solide se crée dans le capillaire d'injection de la cellule, nous ne sommes plus du tout capable de déterminer précisément la pression dans celle-ci. Pour avoir une mesure directe, nous utilisons donc la jauge de pression Straty-Adams [55] décrite au paragraphe 2.2.1.c. La capacité de la jauge varie de 82 à 127 pF lorsque la pression varie de 0 à 30 bar. Elle est mesurée avec un pont Andeen-Hagerling 2500A dont le bruit est de l'ordre de 10^{-4} pF.

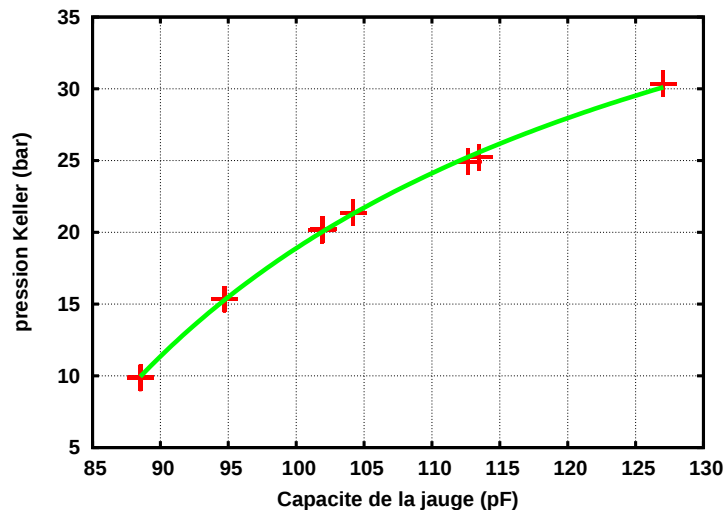


FIG. 2.31 – Etalonnage de la capacité en fonction du capteur Keller.

L'étalonnage de la jauge par rapport au manomètre Keller a été réalisé à 3.7 K (voir figure 2.31). Un ajustement de la forme $P(C) = (P_1 \exp(\frac{C}{C_0}) - P_2)/(\exp(\frac{C}{C_0}) - \alpha)$ permet de déduire une mesure de la pression P à partir de celle de la capacité C avec une sensibilité de l'ordre de 0.1 mbar et une reproductibilité sur trois mois de 6 %. L'essentiel des variations de la valeur de la capacité sont corrélés à des déplacements de matière important dans la cellule, c'est à dire lors de la montée en pression, de la nucléation ou fusion d'un germe solide dans la cellule. En condition de travail stable, la reproductibilité des mesures sur 2 mois est de 10^{-4} .

Paramètres d'ajustement de la jauge de pression :

Paramètres	P_1 (bar)	P_2 (bar)	C_0 (pF)	α
Valeurs	57.0	60.12	1500	1.0277

2.2.3 Remplissage de la cellule et croissance d'un cristal d'hélium

On refroidit généralement le cryostat avec 10 bar d'hélium gazeux dans la cellule. Lorsque le cryostat est froid et que le réfrigérateur est plein, la pression d'hélium gazeux dans la cellule est tombée à une centaine de mbar. Pour remplir la cellule en hélium liquide, on met une pression constante (5 bar) dans le dispositif d'injection des gaz, puis on ouvre légèrement la vanne qui va vers la cellule. Au bout d'une dizaine de minutes on peut nettement voir le niveau d'hélium liquide monter dans la cellule. On vérifie que celle-ci est pleine en arrêtant l'injection d'hélium gazeux. Si la pression redescend à la P_{vap} c'est qu'elle n'est pas encore complètement remplie. On reprend le remplissage jusqu'à ce que la pression dans la cellule soit égale à la pression du panneau de vanne. Un remplissage complet prend environ une heure.

Comme nous voulons travailler à une température de l'ordre de 1.0 K, il nous faut tout d'abord refroidir la cellule en pompant sur le réfrigérateur. Lorsque le réfrigérateur est stabilisé en température, la cellule est pleine d'hélium superfluide. Pour faire un monocristal d'hélium, on se place à température constante c'est à dire vers 1.12 K. On augmente ensuite la pression en injectant de l'hélium gazeux à l'aide du débitmètre Brooks pour avoir un débit d'hélium constant. L'injection est stoppée lorsque nous arrivons à une pression inférieure de quelques mbar à la pression de la transition liquide/solide. Nous utilisons ensuite l'hélium contenu dans le petit volume mort (figure 2.29) pour créer la surpression nécessaire (10 mbar) à la nucléation d'un germe de cristal sur le nucléateur. Une fois que le poids du germe cristallin devient supérieur aux forces de tensions superficielles, le cristal chute au fond de la cellule. Un débit d'hélium continu est alors de nouveau envoyé vers la cellule avec le débitmètre. L'orientation cristalline est visible pendant la croissance car nous sommes en dessous de la température de première transition rugueuse $T_{R1} = 1.30$ K [57, 58], la face du cristal perpendiculaire à l'axe c est plane et croît moins vite que les autres directions. Expérimentalement, l'axe c est toujours proche de la

verticale, sans doute parce que le germe s'oriente ainsi lors de sa chute. Nous reprenons ces étapes de nucléation jusqu'à obtenir une orientation du cristal satisfaisante, c'est à dire bien verticale. La croissance est alors reprise avec le débit maximum du débitmètre. Cette croissance à l'aide du débitmètre Brooks est une étape importante car elle permet d'avoir une croissance homogène du solide et préserve ainsi son caractère monocristallin. Nous arrêtons la croissance du cristal une fois que celui-ci atteint le milieu des fenêtres de la cellule (voir figure 2.32).



FIG. 2.32 – Un cristal d'hélium solide remplit tout le bas de la cellule optique. Le cristal est photographié entre 2 polariseurs HN38 croisés. On peut voir un contraste entre la phase solide plus dense et biréfringente en bas et la phase superfluide isotrope au dessus.

C'est dans cette configuration, à l'interface liquide/solide que nous allons travailler. La pulvérisation, l'implantation et la détection des atomes de césium dans l'hélium solide font l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 3

Montage optique pour la production et la détection du césium

Sommaire

3.1	Dispositif expérimental pour la production des atomes	62
3.1.1	Principe de l'implantation en deux étapes	62
3.1.2	Pulvérisation et atomisation avec un laser YAG doublé	63
3.1.2.a	Le laser YAG doublé	63
3.1.2.b	Montage optique pour la pulvérisation du césium . . .	64
3.1.2.c	Montage optique pour l'atomisation	66
3.1.3	Atomisation avec un laser Ti:Sa femtoseconde amplifié	68
3.1.3.a	L'oscillateur laser Ti:Sa	69
3.1.3.b	L'amplificateur Ti:Sa	70
3.1.3.c	L'atomisation femtoseconde	72
3.2	Excitation optique des atomes	72
3.2.1	La diode laser à 850 nm	72
3.2.2	Le laser Ti:Sa en mode continu	73
3.2.3	Montage pour l'excitation de la fluorescence	73
3.3	Le système de détection de la fluorescence	75
3.3.1	Mesure de l'intensité de la lumière de fluorescence des atomes .	75
3.3.1.a	Ordre de grandeur attendu	75
3.3.1.b	Choix du détecteur	77
3.3.1.c	Montage de détection en absorption	77
3.3.2	Mesure du spectre de fluorescence des atomes	79

Dans ce chapitre, nous décrivons les moyens utilisés pour produire les atomes de césium dans l'hélium solide, et comment ils sont ensuite détectés optiquement.

Nous commençons par rappeler la méthode de pulvérisation laser utilisée dans les travaux passés [6, 7, 9] sur les atomes alcalins dans l'hélium liquide ou solide, et nous montrerons comment nous avons adapté cette méthode pour pouvoir travailler à plus basse température et pour essayer de moins perturber la matrice d'hélium. Nous détaillerons les caractéristiques des sources lasers utilisées ou construites dans ce but et les montages optiques utilisés pour la pulvérisation. Pour détecter et étudier les atomes produits, la fluorescence de résonance induite par laser est l'outil le plus commode. Nous décrivons brièvement les sources lasers utilisées et leur mise en oeuvre. La dernière partie détaille l'intensité de fluorescence attendue et la façon dont elle est détectée et analysée.

Nous décrivons dans ce chapitre plutôt les méthodes et les instruments utilisés, les résultats étant discutés plus en détail au chapitre suivant.

3.1 Dispositif expérimental pour la production des atomes

3.1.1 Principe de l'implantation en deux étapes

Les techniques d'ablation laser pour implanter des atomes neutres dans l'hélium superfluide [6, 7] ou solide [9] sont connues depuis près de 15 ans maintenant. Elles consistent à focaliser un laser doublé Nd:YAG pulsé délivrant des impulsions de l'ordre de 10 mJ sur une cible du métal à atomiser, immergée dans l'hélium superfluide ou solide.

L'équipe d'A. Weis, pionnière dans l'implantation d'atomes neutres dans le solide par cette méthode, utilise le protocole d'implantation assez simple suivant. La cible de césium se trouve au fond de la cellule remplie d'hélium solide à 1.5 K. Un faisceau issu d'un laser Nd:YAG (532 nm, 20 mJ, 1 Hz, 10 ns) traverse tout le cryostat de haut en bas pour être focalisé sur la cible par une lentille de courte focale (100 mm). Chaque impulsion laser fait fondre une partie du solide d'hélium. Des atomes et des grains microscopiques de césium pulvérisés par l'impulsion laser sont éjectés dans cette zone d'hélium fondu, qui se resolidifie rapidement [9]. Ces grains sont ensuite atomisés par des tirs ultérieurs du laser focalisés à leur emplacement. Une densité d'atomes estimée à $10^8 - 10^9 \text{ cm}^{-3}$ est ainsi obtenue [59]. Il apparaît donc que la fabrication des atomes se fait en deux étapes. Le claquage de la surface de césium solide produit des grains et des agrégats. Les atomes sont produits ensuite par l'atomisation (ou au moins l'évaporation partielle) de ces agrégats par des tirs lasers ultérieurs. C'est la première étape qui est la plus dommageable pour le cristal, la majeure partie de l'impulsion laser est absorbée, produisant une fusion/recristallisation locale. Dans la seconde étape, l'énergie absorbée est sensiblement plus faible.

Nous avons essayé le schéma suivant pour être moins perturbant pour le cristal. La cible de césium est placée dans l'hélium superfluide à quelques cm au-dessus de l'interface liquide/solide. La première étape de claquage laser de la surface est faite avec des impulsions d'énergie 1 à 2 mJ au rythme de 2 Hz, produisant une dissipation compatible avec la puissance de notre réfrigérateur à 1.2 K. Cette première étape ne devrait pas perturber le cristal. Les produits de la pulvérisation sont recueillis à l'interface solide/liquide. Ils sont inclus dans le solide par une croissance ultérieure du cristal. La production des atomes est faite à partir de ces grains dans une seconde étape par une impulsion laser qui traverse la cellule en étant très peu absorbée (voir figure 3.4). La géométrie du faisceau est donc différente dans les deux étapes : verticale du bas vers le haut pour la première, horizontale pour la seconde. Le dispositif est décrit dans le paragraphe suivant 3.1.2.

Un autre moyen pour réduire l'énergie apportée par la pulvérisation est d'utiliser un laser femtoseconde : un claquage laser peut être obtenu pour des énergies 1000 fois plus faibles. Nous avons essayé un laser Ti:Sa à modes bloqués amplifiés pour l'étape d'atomisation. Ce laser a de plus l'avantage d'émettre dans une gamme de longueur d'onde qui correspond à la résonance de Mie des petits agrégats de césium comme le montre une publication récente du groupe d'A. Weis [60]. On peut donc penser que le laser détruira efficacement ces agrégats. Le montage utilisé est décrit au paragraphe 3.1.3. Les caractéristiques de l'amplificateur qui a été construit spécialement pour cet usage sont décrites en Annexe.

3.1.2 Pulvérisation et atomisation avec un laser YAG doublé

3.1.2.a Le laser YAG doublé

Le laser utilisé pour la pulvérisation est un ancien laser Quantel modèle YG481A comprenant un oscillateur et un étage d'amplification. Il fournit environ 180 mJ d'infrarouge à 10 Hz. Un cristal de KDP situé en sortie du laser permet de doubler la fréquence optique des impulsions. La figure 3.1 montre l'énergie disponible à 1064 et 532 nm. Notons également que la durée des impulsions laser est de l'ordre de 15 ns et que sa polarisation en sortie est verticale. Le diamètre du faisceau ($2w_0$) est d'environ 4 mm à la sortie. Nous avons mesuré le M^2 du faisceau qui est de l'ordre de $M^2 \simeq 1.3$.

L'énergie des impulsions utilisées pour le claquage de la surface de césium est typiquement 1 mJ. Pour l'atomisation, on utilise plutôt 5 mJ.

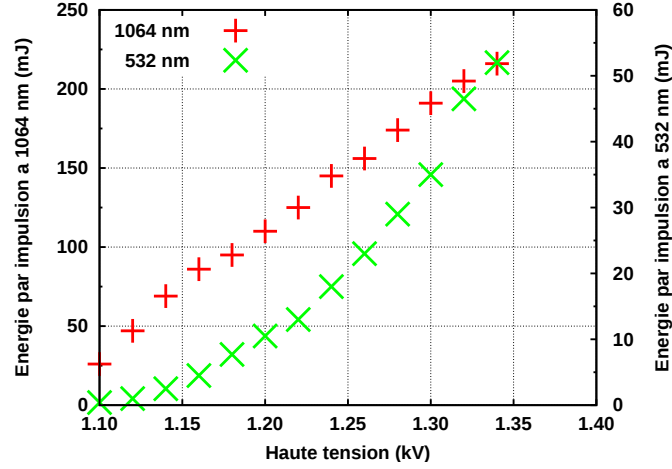


FIG. 3.1 – Energie par impulsion disponible à 1064 et 532 nm en fonction de la tension d'alimentation du laser YAG.

3.1.2.b Montage optique pour la pulvérisation du césium

La surface du césium dans l'ampoule a un diamètre de 3 mm. Elle se trouve à 186 mm de la fenêtre basse du cryostat (voir figure 2.1). Le système optique doit permettre de viser précisément cette surface et de focaliser le faisceau laser à ce niveau. Il doit aussi éviter que le faisceau laser soit trop concentré au niveau de la fenêtre de la cellule pour ne pas l'endommager. Bien que la fluence (typiquement 0.1 J/cm^2) soit très en-dessous du seuil de dommage de la silice, la présence de dépôts sur la fenêtre basse de la cellule (poussière, grain de césium, ...) peut abaisser notablement ce seuil. Aussi avant d'être envoyé dans la cellule, le faisceau laser est étendu d'un facteur 5 par une lentille divergente (L1) avant d'être focalisé par une lentille convergente (L2) de focale $f = +175 \text{ mm}$. La taille calculée du foyer est environ $140 \mu\text{m}$. Le faisceau est renvoyé dans le cryostat par une lame séparatrice à 45° située immédiatement après la lentille. Elle réfléchit 75% et transmet 25% dans le visible. Sa fonction est d'une part de permettre une visualisation de l'intérieur de la cellule le long de l'axe du laser de pulvérisation grâce à une caméra située au dessous du cryostat, d'autre part de régler la direction du faisceau sur la cible. Pour ajuster la focalisation dans la cellule, la lentille convergente L2 (voir figure 3.2) est montée sur une platine de translation dans la direction du faisceau. Pour faciliter ces réglages, le faisceau d'un laser d'alignement (diode laser Imatronic LDM150A/650/1, $\lambda = 655 \text{ nm}$, $P = 1 \text{ mW}$) est superposé à celui du YAG par un miroir dichroïque à 45° à la sortie du YAG (voir figure 3.2). Le réglage de la focalisation du faisceau d'alignement sur l'ampoule peut alors se faire sans créer aucun dommage ni échauffement, en visualisant à travers la lame semi-réfléchissante directement ou avec la caméra. Lorsque le faisceau d'alignement est bien positionné, il ne reste plus qu'à ouvrir l'obturateur du laser YAG pour commencer la pulvérisation.

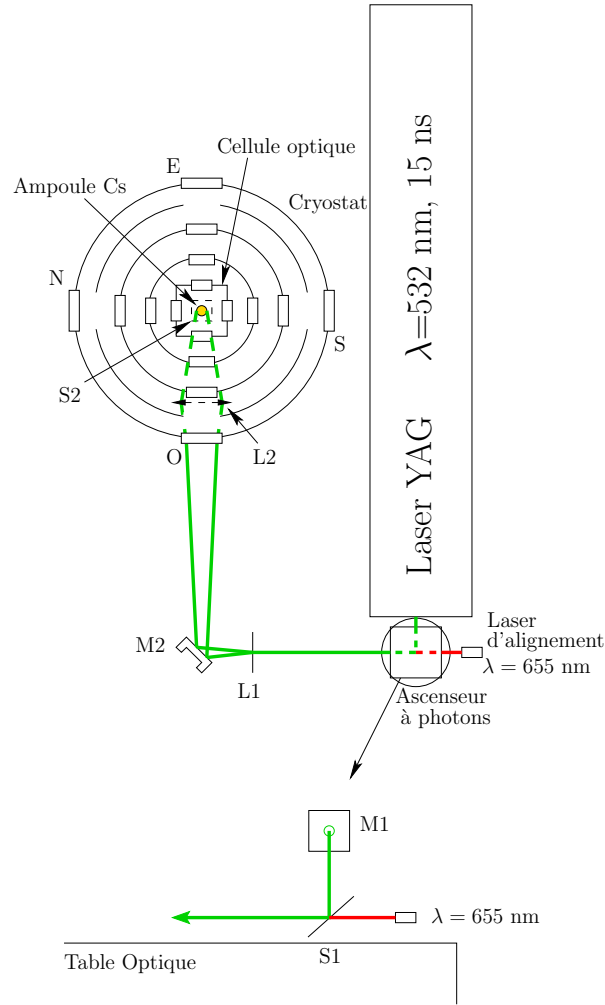


FIG. 3.2 – Vue de dessus du montage optique de pulvérisation. L'ascenseur à photons est vue de profil. M1 et M2 sont des miroirs à 45° ($R_{avg} > 99.7\%$ sur $524 - 532$ nm). S1 et S2 sont des séparatrices à 45° ($R > 75\%$, $T = 25\%$ sur $450 - 650$ nm). S2 se trouve à la verticale de l'ampoule de Cs sous le cryostat. L1 est une lentille divergente de focale $f = -100$ mm. L2 est une lentille convergente ($f = +175$ mm) placée sous le cryostat permettant d'ajuster la focalisation du laser YAG sur la cible de césium.

On tire sur la cible de césium avec le laser YAG au rythme de 2 Hz, des impulsions d'énergie de l'ordre de 1 mJ pendant quelques minutes. On peut alors voir grâce à une caméra CCD, placée sur une des fenêtres latérale, que des grains de taille sub-millimétrique de césium se sont déposés à la surface de l'hélium solide. Il y a peut-être aussi des agrégats trop petits pour être observables. Pour finir, les grains sont incorporés dans l'hélium solide en faisant simplement croître le cristal (voir photo 3.3). La deuxième étape consiste maintenant à produire des atomes à partir de ces grains.

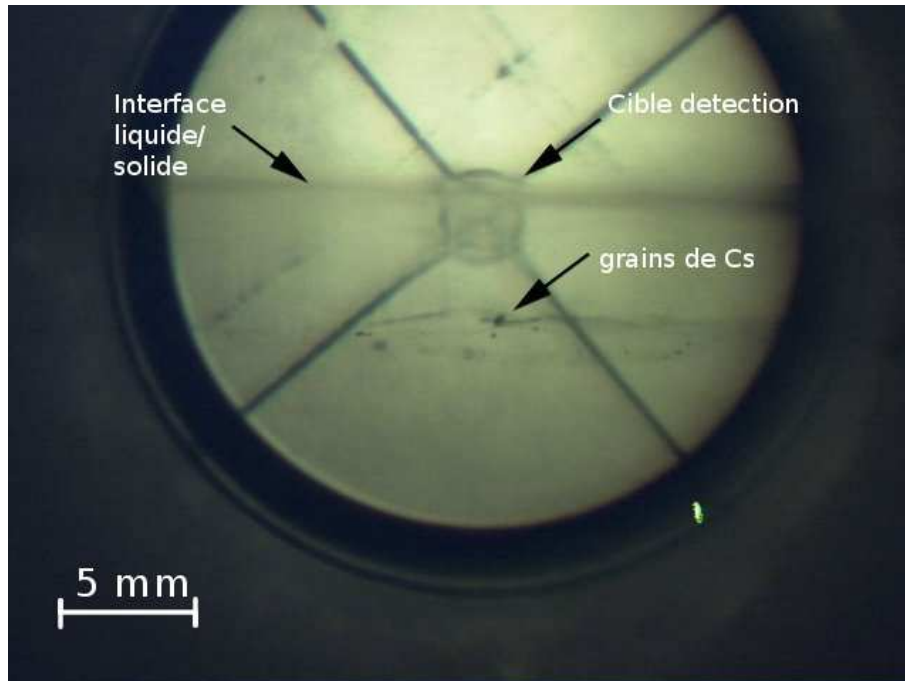


FIG. 3.3 – Grains de césium emprisonnés dans de l’hélium solide.

3.1.2.c Montage optique pour l’atomisation

Pour des raisons de commodité, nous modifions le montage de pulvérisation et nous faisons passer maintenant le faisceau YAG par une des fenêtres latérales (voir figure 3.4). Avant de rentrer dans le cryostat, le faisceau laser traverse une lentille de focalisation (L3, $f = +175$ mm) montée sur une platine de translation XYZ. Ces trois réglages nous permettent de maîtriser la position spatiale du point focal dans la cellule. Là encore, le laser d’alignement à 655 nm permet de viser des grains précis de césium avant de tirer avec le laser YAG.

L’objectif de cette atomisation est d’obtenir la plus grande densité atomique possible, ou du moins une densité suffisante pour pouvoir être détectée par fluorescence. Pour obtenir un signal mesurable, on tire avec le laser YAG doublé (5 mJ, 2 Hz) pendant une durée pouvant aller de quelques minutes à une demi-heure. On essaie également de balayer le faisceau YAG autour du grain de césium choisi pour cible. Ces déplacements sont de l’ordre de 200 μm .

Des résultats en terme de nombre d’atomes produit seront présentés au chapitre 4. Mentionnons ici qu’ils présentent un caractère un peu aléatoire. D’une atomisation à l’autre, les temps de pulvérisation nécessaires et l’intensité de fluorescence obtenue sont très variables. Ceci peut au moins partiellement se comprendre par une densité de grains initiale

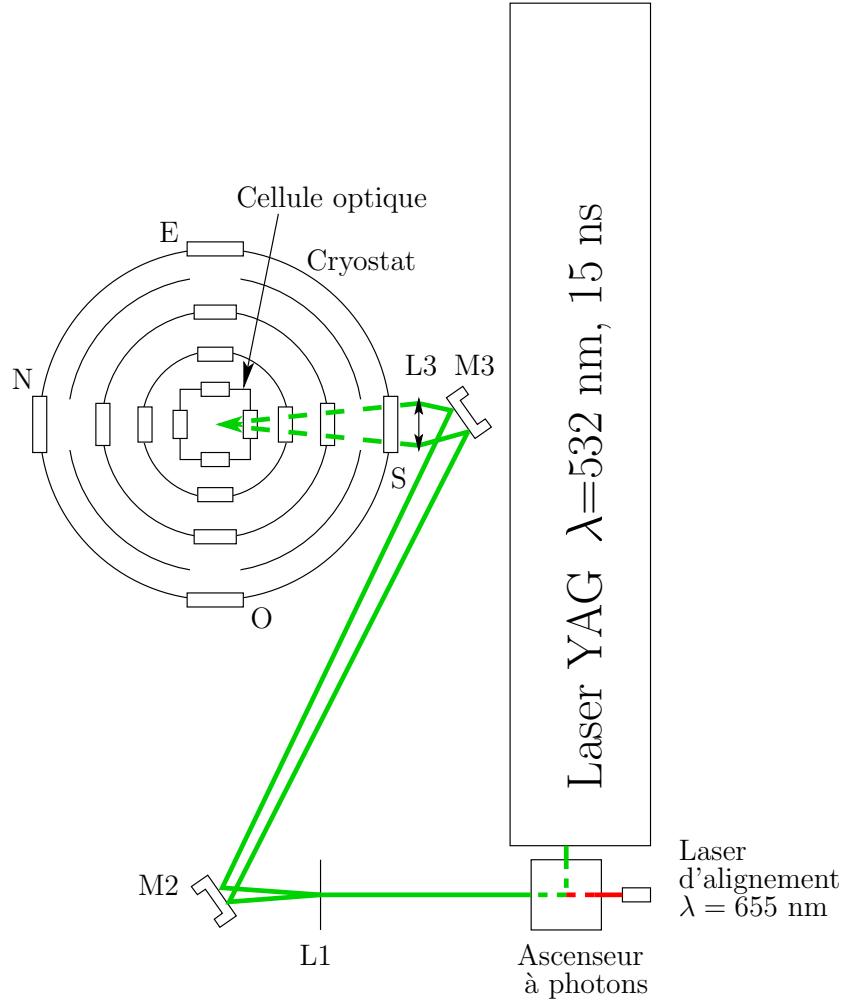


FIG. 3.4 – Vue de dessus du montage optique permettant l’atomisation des grains. M2 est un miroir à 45° ($R_{avg} > 99.7\%$ sur $524 - 532 \text{ nm}$). L3 est une lentille convergente ($f = +175 \text{ mm}$) placée sur trois platines de translation.

plutôt faible. Un autre aspect décevant est que le cristal ne semble pas rester indemne. Une manifestation assez claire apparaît lorsqu’on fond le cristal. La région qui a été irradiée émerge de la surface du cristal, tel un iceberg. Ceci apparaît sur les figures 3.5. Cet effet a été vu et étudié en détail par le groupe d’A. Weis [60]. Il est attribué au fait que les impuretés atomiques, ioniques et les électrons piégés créés par le processus de pulvérisation réorganisent localement l’hélium solide. L’ordre cristallin initial n’est apparemment pas conservé.

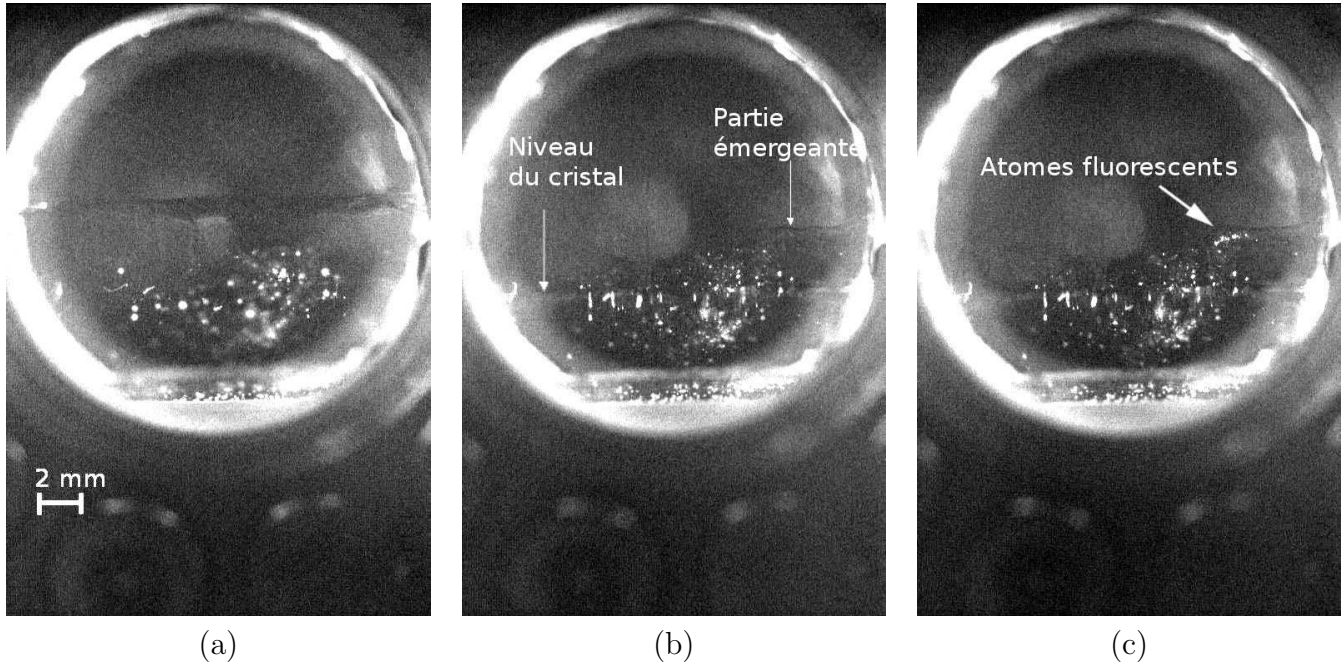


FIG. 3.5 – Cristal dopé (a) avant fusion, (b) après fusion. Il reste une partie solide émergente dans laquelle on peut voir des atomes fluorescents (c) lorsqu'on l'éclaire avec le laser d'excitation (voir §3.2.2)

Comme alternative possiblement moins perturbante, nous avons étudié une atomisation à l'aide d'un laser femtoseconde.

3.1.3 Atomisation avec un laser Ti:Sa femtoseconde amplifié

En utilisant le même système de focalisation, on concentre le faisceau sur une surface de l'ordre de 0.1 mm de diamètre. Pour atteindre une fluence de 0.1 J/cm^2 typique des conditions d'atomisation avec un laser de durée 100 fs [61, 62], il faut avoir des énergies par impulsion de l'ordre de $10 \mu\text{J}$ sur la cible. Pour cela, il faut amplifier par un facteur de l'ordre de 1000 la sortie d'un oscillateur femtoseconde Ti:Sa de quelques nJ. Nous avons mis en place un tel dispositif. L'oscillateur Ti:Sa nous a été aimablement prêté par l'équipe de B. Chatel à Toulouse. Il fonctionne aussi bien en mode femtoseconde qu'en mode continu.

Cet oscillateur a également été utilisé pour la détection des atomes par fluorescence (voir §3.2.2). Nous décrivons brièvement son fonctionnement dans le paragraphe ci-dessous. Nous détaillerons ensuite l'amplificateur que nous avons construit pour obtenir des énergies de l'ordre du μJ . Le dispositif de renvoi des impulsions amplifiées dans la cellule est assez similaire à celui du laser YAG décrit dans la section précédente 3.1.2.c. Le montage est présenté en détail sur la figure A.2 de l'annexe.

3.1.3.a L'oscillateur laser Ti:Sa

Le laser est une cavité optique linéaire quasi-symétrique (figure 3.6) dont le centre est occupé par un cristal de Ti:Sa taillé à l'incidence de Brewster. Le cristal est pompé par un laser commercial Verdi (6 W, $\lambda = 532$ nm, polarisation verticale). La cavité a été calculée pour pouvoir fonctionner en mode continu ou “pulsé”. Le seuil de pompage en mode continu est $P_{pompe} = 1.75$ W. Le laser est facilement balayable en longueur d'onde à l'aide d'une fente située entre le train de prismes et le miroir de fond de cavité MB. Il peut fonctionner sur toute la plage de longueur d'onde allant de 760 à 860 nm.

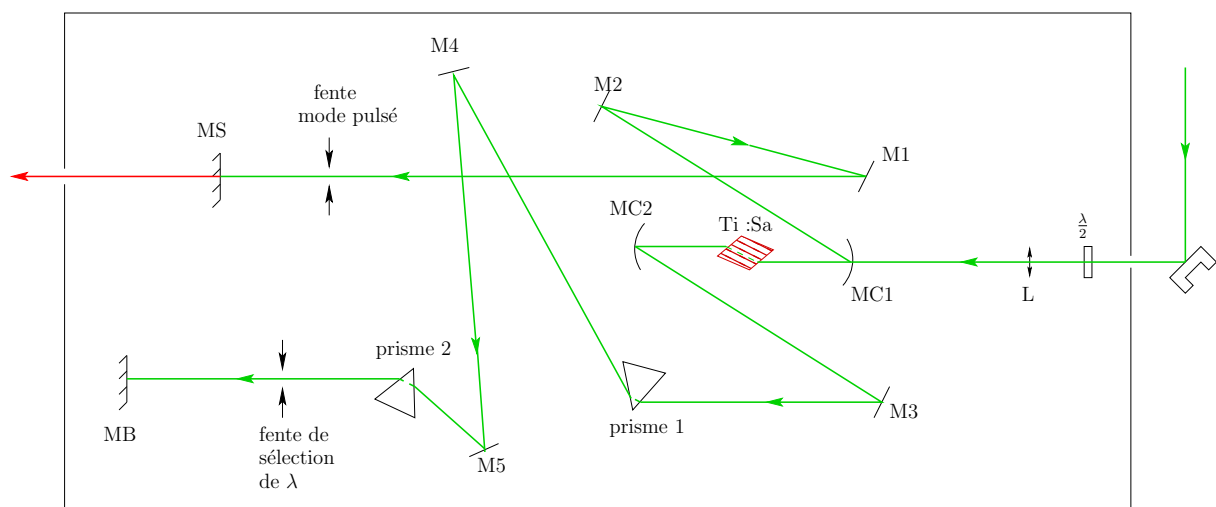


FIG. 3.6 – Schéma de la cavité optique du laser Ti:Sa. Les miroirs plan MB et MS forment la cavité, MS étant le miroir de sortie. MC1 et MC2 sont des miroirs sphériques focalisant dans le cristal Ti:Sa. La polarisation du laser de pompe est rendue horizontale grâce à une lame $\lambda/2$. Les prismes, en double passage, servent à compenser la dispersion de vitesse de groupe dans la cavité en mode femtoseconde. Ils servent aussi à sélectionner la longueur d'onde d'oscillation grâce à la fente située devant le miroir MB. La fente devant le miroir MS permet de forcer le fonctionnement en blocage de mode.

Pour passer l'oscillateur en mode femtoseconde, on pompe le cristal Ti:Sa avec 5 W de laser à 532 nm afin d'obtenir 800 mW de faisceau continu. On augmente alors les pertes à l'aide de la fente située devant le miroir de sortie MS (figure 3.6) jusqu'à réduire la puissance à environ 300 mW. En donnant un petit coup sur le boîtier du laser, celui-ci passe alors en mode “pulsé” avec un taux de répétition de 75 MHz et une puissance moyenne de 320 mW, soit 4 nJ par impulsion. La durée des impulsions a été mesurée en utilisant un auto-corrélateur produisant le second harmonique [63] aimablement prêté par l'équipe de J. Tignon du laboratoire Pierre Aigrain. Nous avons mesuré pour une impulsion supposée gaussienne une durée de 230 fs (voir figure 3.7). Cette durée est en accord avec celle que l'on peut déduire de la largeur spectrale que l'on assimile elle aussi

à une gaussienne : $\Delta\tau \times \Delta\nu \geq 0.441$. On trouve par ce moyen que les impulsions du laser Ti:Sa sont de l'ordre de 180 fs pour une largeur à mi-hauteur de 5 nm (voir figure 3.7).

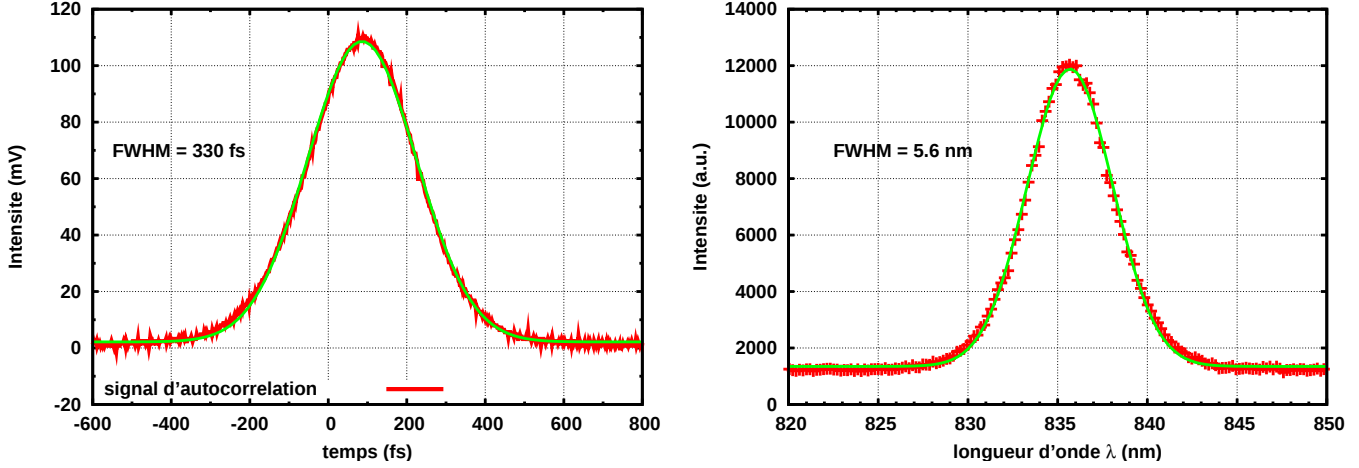


FIG. 3.7 – Signal d’auto-corrélation à gauche et spectre du laser Ti:Sa en mode “pulsé” à droite. Les deux signaux sont ajustés par une gaussienne. On trouve par ces deux méthodes une durée d’impulsion de l’ordre de 200 fs.

3.1.3.b L’amplificateur Ti:Sa

Nous nous sommes appuyé sur la thèse de C. Leblanc [64] pour calculer et construire cet amplificateur. Il est constitué d’un cristal Ti:Sa pompé par deux faisceaux issus du YAG Quantel décrit au paragraphe 3.1.2.a, placé au centre d’une cavité multi-passage $4f$. Les impulsions issues de l’oscillateur Ti:Sa traversent une cellule de Pockels (AVESTA model OG8) qui peut sélectionner une impulsion, puis entrent dans la cavité où elles font 6 allers-retours, avant de ressortir et d’être envoyées vers le cryostat. Par rapport à l’amplificateur décrit dans la référence [64] et aux appareils commerciaux qui délivrent typiquement de 1 à 10 mJ, nous apportons plusieurs simplifications justifiées par le fait que notre objectif n’est seulement que de 10 μJ . Il n’y a que 6 passages au lieu de 8, et l’énergie de pompe par le YAG est de l’ordre de 20 mJ au lieu de 70 mJ. La densité de puissance pour le dernier passage atteint tout juste le seuil de non-linéarité dans le cristal Ti:Sa pour l’impulsion de 200 fs. Il n’est donc pas nécessaire d’étirer l’impulsion avant l’amplificateur, ni de la recomprimer à la sortie, ce qui est une grande simplification. Cela signifie aussi que le gain n’est pas du tout saturé lors du dernier passage dans le cristal amplificateur. Comme la durée de vie des niveaux excités est de l’ordre de 3 μs , on peut alors amplifier plusieurs impulsions successives de l’oscillateur. On produit ainsi des rafales d’une douzaine d’impulsions amplifiées séparées de 14 ns comme le montre la figure 3.8.

En contrepartie, le rendement de l’amplificateur n’est pas bon et surtout le gain fluctue de façon importante avec l’énergie de pompe ou l’alignement des faisceaux. Nous avons

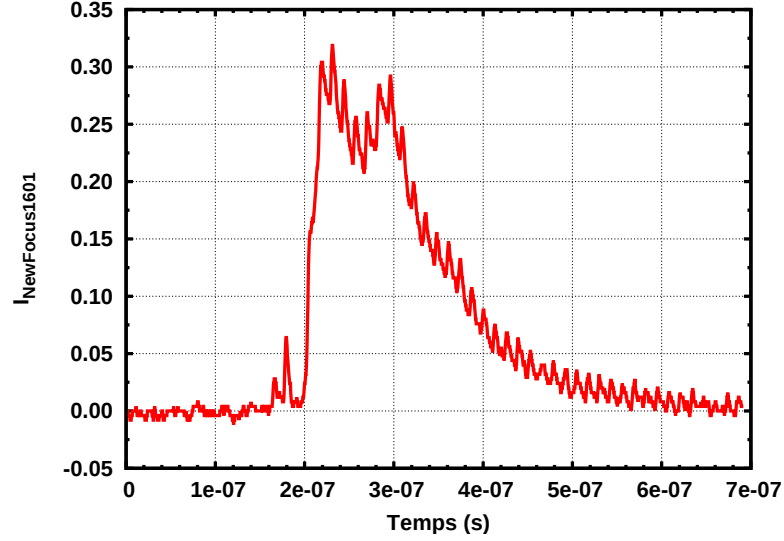


FIG. 3.8 – Intensité du laser Ti:Sa utilisé en mode rafale.

reporté dans l'annexe A la description détaillée de l'amplificateur et nous ne donnerons ici que quelques résultats. Pour une énergie de pompage de 20 mJ et une fréquence de répétition de 2 Hz, les impulsions amplifiées ont une énergie de $6 \pm 1.6 \mu\text{J}$ et les rafales $80 \pm 30 \mu\text{J}$. Ces énergies sont mesurées à l'aide d'un joulemètre Coherent 3 Sigma.

Nous avons vérifié sur table la capacité d'ablation du laser amplifié sur une cible de bronze de 0.2 mm d'épaisseur placée derrière 4 fenêtres identiques à celles du cryostat et en focalisant dans des conditions similaires ($f = +175 \text{ mm}$). La figure 3.9 montre les plasmas observés avec une caméra CCD pour des impulsions isolées et des rafales, ainsi que le trou réalisé dans la plaque en quelques minutes de tirs à 10 Hz.

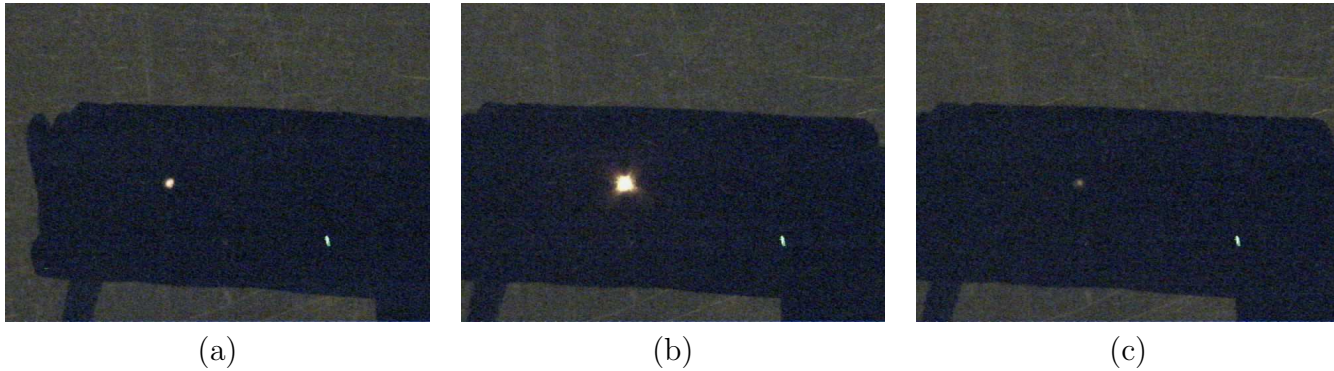


FIG. 3.9 – Ablation par le laser Ti:Sa amplifié (a) impulsion isolée, (b) rafale, (c) résultat. Après quelques minutes de tirs en rafale, on peut observer un trou d'environ $1/20^{\text{e}}$ de mm dans la plaque en chrysocale (ép. 0.2 mm).

3.1.3.c L'atomisation femtoseconde

Un schéma d'ensemble du montage est donné sur la figure A.2. L'atomisation femtoseconde n'a été faite que pour une seule descente à froid, et a pu être répétée une dizaine de fois sur le même échantillon. Nous n'avons pas encore une vue complète sur ses performances. L'atomisation est faite à un rythme de 2 Hz pendant une durée variant entre 10 minutes et 1 heure en utilisant des rafales. On peut d'ores et déjà noter les points suivants :

- C'est un procédé efficace d'atomisation. Nous verrons au chapitre suivant que les densités atomiques obtenues sont nettement plus élevées qu'avec le laser YAG,
- L'apparition d'une population atomique est toujours étroitement localisée autour de la position où l'interface liquide/solide a recueilli les résultats de l'ablation, mais n'est pas nécessairement liée à la présence de grains visibles. Des agrégats microscopiques semblent aussi jouer le rôle de source,
- Il reste un caractère aléatoire mal maîtrisé. En se plaçant dans les mêmes conditions apparentes, le résultat en terme de fluorescence atomique peut varier dans de grandes proportions, de l'ordre de plusieurs dizaines,
- Contrairement à notre espoir, le cristal ne semble pas sortir indemne de l'opération. Outre l'interprétation des expériences qui sont rapportées au chapitre 5 sur les spectres atomiques en lumière polarisée, on observe à chaque tir laser de légers mouvement des grains visibles qui implique une réorganisation rapide du solide à cet endroit. De plus, lors de la fusion du cristal, l'interface de fusion apparaît très désordonnée à l'endroit qui a été irradié.

3.2 Excitation optique des atomes

Pour exciter les raies de résonance D_1 et D_2 des atomes, nous avons essayé deux sources de lumière, d'abord une diode laser, puis l'oscillateur Ti:Sa décrit au paragraphe précédent.

3.2.1 La diode laser à 850 nm

Nous avons à notre disposition une diode laser (JDS Uniphase SDL5412–H1) pouvant fournir jusqu'à 100 mW à 852.5 nm et disposant d'un système de refroidissement par effet Peltier intégré. Le montage d'asservissement de température ne permettait de balayer qu'une faible gamme de longueur d'onde (852.5 ± 0.5 nm). Nous l'avons modifié pour explorer la plus grande gamme de longueur d'onde possible. L'objectif était de pouvoir balayer la raie d'absorption D_1 du Cs dans l'hélium solide à 25 bar, soit ± 3 nm autour de 850 nm. Nous avons obtenu un balayage de 853 nm à 850.1 nm. Malheureusement nous n'avons pas pu descendre à des longueurs d'onde inférieure car on atteignait alors les limites de fonctionnement de la diode. Celle-ci ne peut donc servir que sur la moitié de la raie d'absorption D_1 .

3.2.2 Le laser Ti:Sa en mode continu

La totalité de l'étude spectroscopique des atomes de césium implantés dans l'hélium solide a été faite à l'aide du laser Ti:Sa décrit dans la section 3.1.3.a fonctionnant en mode continu. Sa largeur spectrale mesurée avec le spectromètre Ocean Optics (voir §3.3.2) est de l'ordre de 2 nm (voir figure 3.10), légèrement plus importante que celle du spectromètre qui vaut 1.4 nm. Elle est donc en fait au plus une fraction de nm. La longueur d'onde du laser se balaye de façon continue de 870 nm à 750 nm, couvrant les raies d'absorption D_1 du Cs dans l'hélium solide à 850 nm, et D_2 entre 820 et 790 nm. La longueur d'onde d'émission est réglée manuellement et mesurée en sortie de la cavité grâce au spectromètre Ocean Optics.

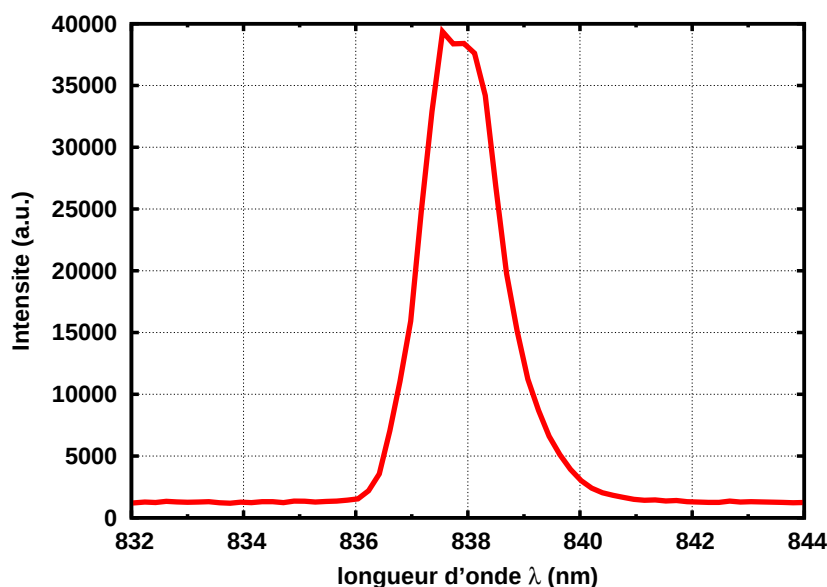


FIG. 3.10 – Largeur spectrale du laser Ti:Sa fonctionnant en mode continu. La résolution du spectromètre est d'environ 1.3 nm.

3.2.3 Montage pour l'excitation de la fluorescence

Le montage d'excitation (figure 3.11) a peu varié au cours des différentes expériences que nous avons faites (voir paragraphes 4.2 et 5.3). À la sortie du laser Ti:Sa, le faisceau est réfléchi par un miroir, atténué par une densité neutre optique ($D.O. = 1.0$) et focalisé dans une fibre optique multimode de diamètre 200 μm . Cette fibre ne conserve pas la polarisation du laser. La fibre optique permet d'amener le faisceau laser Ti:Sa en tout point de la table optique, tout en augmentant la sécurité. En sortie de la fibre, le faisceau est arrêté par un obturateur. Celui-ci est commandé par le PC qui gère l'expérience. Le faisceau laser est envoyé dans le cryostat uniquement au moment d'une mesure.

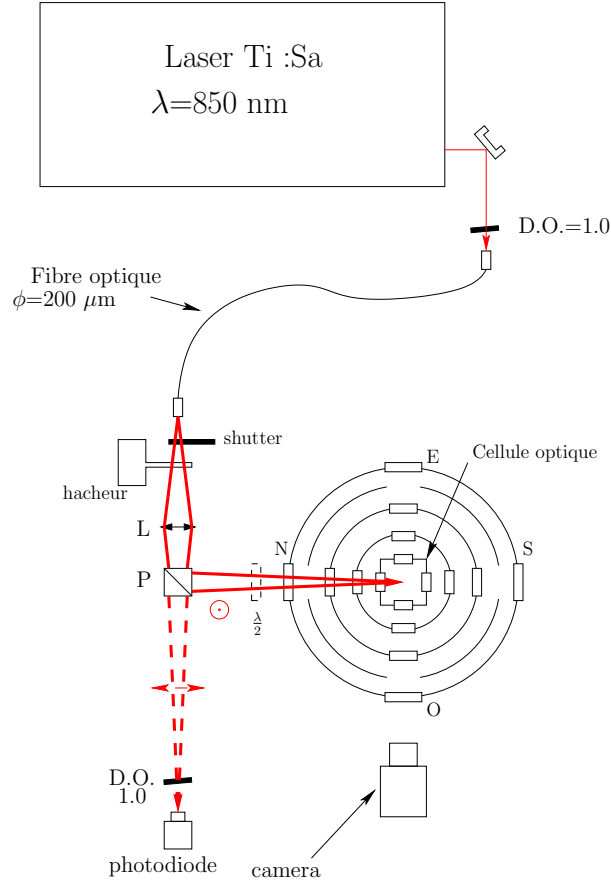


FIG. 3.11 – Montage optique d’excitation des atomes. Les densités optiques ($D.O. = 1.0$) sont légèrement inclinées pour éviter toute réflexion à 180° du faisceau. P est un cube sélectif en polarisation monté sur une plateforme mobile (θ, ϕ). Il permet de déplacer le faisceau dans la cellule dont la taille est $\sim 300 \mu\text{m}$. L est une lentille convergente de focale $f = +100 \text{ mm}$. Pour changer la polarisation d’excitation, on utilise une lame $\lambda/2$ placée devant la fenêtre du cryostat.

La sortie de la fibre est imagée dans la cellule par un montage $4f$, avec $f = +100 \text{ mm}$, de sorte que la taille du faisceau dans la cellule est quasiment la même que la taille du faisceau à la sortie de la fibre. Lorsque l’obturateur libère le faisceau, celui-ci est alors modulé à 175 Hz par un hacheur optique (Stanford Inst. modèle SR540) qui fournit également un signal de référence aux deux détections synchrones qui recevront respectivement le signal d’excitation et le signal de détection. Le faisceau passe enfin dans un cube séparateur de polarisation. La partie du faisceau Ti:Sa polarisée verticalement est renvoyée dans le cryostat tandis que l’autre partie polarisée horizontalement continue tout droit pour arriver sur une photodiode. Cette photodiode (IPL10020–60 series, $R_{charge} = 1 \text{ k}\Omega$) mesure l’intensité du laser à chaque acquisition. Cette mesure de l’intensité du faisceau

d'excitation sert de référence pour normaliser les spectres optiques et ainsi s'affranchir des fluctuations d'intensité. Enfin pour étudier la dépendance des spectres d'absorption en fonction de la polarisation d'excitation, nous rajoutons à l'entrée du cryostat une lame $\lambda/2$ à 850 nm. La puissance laser en sortie de la fibre optique est de l'ordre de 5 mW. La puissance à la sortie du cryostat est environ 1.5 mW.

3.3 Le système de détection de la fluorescence

La fonction du système de détection est de collecter une partie (la plus grande possible) de la lumière de fluorescence émise par les atomes, de mesurer son intensité et d'analyser éventuellement sa composition spectrale et sa polarisation. On obtient le spectre d'absorption des atomes en mesurant l'intensité de la fluorescence en fonction de la longueur d'onde du laser d'excitation. En fixant cette dernière, le spectre d'émission des atomes est obtenu en envoyant la lumière de fluorescence sur un spectromètre. Nous nous sommes inspiré du montage qu'utilisait l'équipe d'A. Weis pour étudier les spectres d'atomes alcalins dans l'hélium solide [41, 36].

3.3.1 Mesure de l'intensité de la lumière de fluorescence des atomes

3.3.1.a Ordre de grandeur attendu

En se basant sur les données expérimentales [59, 41, 30, 29], nous donnons dans un premier temps une estimation de la puissance lumineuse attendue pour une densité atomique de l'ordre de $\rho = 10^8 - 10^9$ atomes.cm⁻³.

Le faisceau d'excitation, de section S , de puissance ϕ_{exc} , traverse une longueur l_{det} d'hélium solide vue par le détecteur. Dans ce volume, il y a $N = \rho S l_{det}$ atomes qui absorbent (voir figure 3.12). On suppose $S < l_{det}^2$.

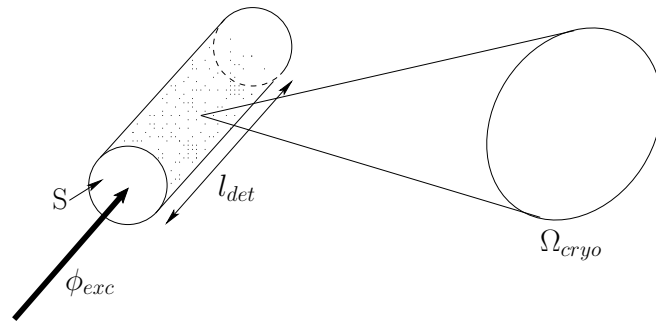


FIG. 3.12 – Géométrie de l'excitation et de la détection de la fluorescence. Un faisceau de section S , de puissance ϕ_{exc} , excite N atomes contenus dans le volume $S \times l_{det}$. Seule la partie de la fluorescence émise dans l'angle solide Ω_{cryo} est détectée.

On admet également que les atomes excités sont totalement dépolarisés et que le rendement de fluorescence est η . Le flux de photons détectés ϕ_{det} dans l'angle solide Ω_{cryo} du cryostat est alors :

$$\phi_{det} = \eta N \frac{\sigma_{eff}}{S} \frac{\Omega_{cryo}}{4\pi} \phi_{exc} \quad (3.1)$$

$$= \eta \rho \sigma_{eff} l_{det} \frac{\Omega_{cryo}}{4\pi} \phi_{exc} \quad (3.2)$$

où σ_{eff} est la section efficace d'absorption des atomes de Cs dans l'hélium solide [65].

Le facteur $\Omega_{cryo}/4\pi$ est fixé par l'angle solide des accès optiques du cryostat (figure 3.13) et vaut 0.01.

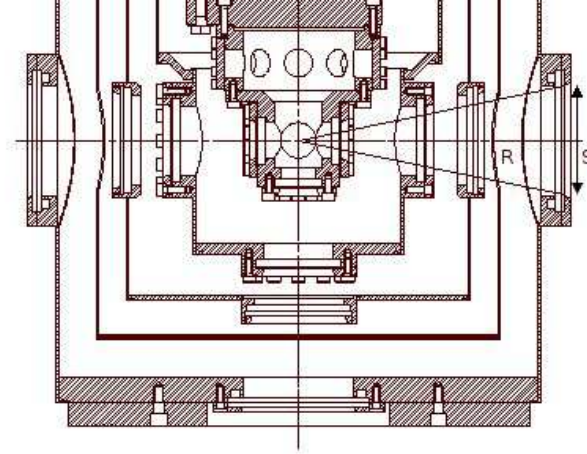


FIG. 3.13 – Vue en coupe du cryostat. Le demi-angle d'ouverture des accès optiques est de 12° , ou $f/2.5$.

Dans l'équation (3.1), la section efficace d'absorption du Cs dans l'hélium solide est égale à la section efficace résonnante du Cs dans le vide divisé par l'élargissement homogène de la raie $\Delta\nu_{He}$ dû à l'interaction avec les atomes d'He environnant, rapporté à la largeur naturelle $1/(2\pi\tau_{rad})$ (τ_{rad} étant la durée de vie radiative de l'état excité) :

$$\sigma_{eff} = \frac{\sigma_{vide}(\nu = 0)}{2\pi\tau_{rad}\Delta\nu_{He}} \quad (3.3)$$

La section efficace d'absorption à résonance du Cs dans le vide $\sigma_{vide}(\nu = 0)$ [65] (Eq. 8 – 8 p.152 et 8 – 4 p.149) pour la raie D_1 peut s'écrire :

$$\sigma_{vide}(\nu = 0) = \frac{\lambda^2}{2\pi} \quad (3.4)$$

Pour la transition D₁ du Cs on a les valeurs suivantes :

D ₁ (6S _{1/2} → 6P _{1/2})		
Longueur d'onde	λ	850 nm
Durée de vie dans le vide [66, 67]	τ_{rad}	34.8 ns
FWHM dans He solide [30]	$\Delta\lambda$	10 nm
Rendement de fluorescence [33]	η	$\simeq 0.9$

La section efficace d'absorption du Cs dans l'hélium solide a alors pour valeur :

$$\sigma_{eff} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 \tau_{rad} \Delta\nu_{He}} = 1.27 \times 10^{-19} \text{ m}^2 \quad (3.5)$$

Nous pouvons maintenant estimer la puissance que l'on devrait détecter pour une densité d'atome de l'ordre de $10^9 \text{ atomes.cm}^{-3}$ avec un faisceau laser $\phi_{exc} = 1 \text{ mW}$ et une zone de détection l_{det} de 1 mm. On trouve :

$$\phi_{det} \simeq 1 \text{ pW soit } 4 \times 10^6 \text{ photons/s} \quad (3.6)$$

3.3.1.b Choix du détecteur

Pour mesurer l'intensité de la fluorescence atomique, nous avons choisi un module de détection APD (Avalanche PhotoDiode) avec montage d'amplification et de refroidissement intégré (Hamamatsu APD module C4777–01). C'est un détecteur bien adapté pour mesurer de faibles flux lumineux. Le tableau suivant regroupe quelques-unes de ses caractéristiques techniques. On pourra notamment noter son très faible bruit.

APD module C4777–01	
Taille de la surface active	$\phi = 3 \text{ mm}$
Sensibilité photo-électrique ($\lambda = 800 \text{ nm}$)	$1.2 \times 10^9 \text{ V/W}$
Minimum de détection	0.2 pW r.m.s
Bande passante	DC à 5 kHz
Puissance Equivalente au Bruit (NEP, $\lambda = 800 \text{ nm}$)	$2 \text{ fW}/\sqrt{\text{Hz}}$

3.3.1.c Montage optique de détection en absorption et filtrage de la lumière

Suivant la raie étudiée, D₁ ou D₂, il faut sélectionner une bande de fluorescence autour de 880 ou 900 nm respectivement. Avant le détecteur, on interpose donc un filtre pour sélectionner uniquement les longueurs d'onde qui nous intéressent (voir figure 3.16). Ce filtre sert aussi à éliminer une partie de la lumière parasite provenant du laser excitateur

(1 mW) et qui est diffusée par les fenêtres ou par des grains de césium dans le cristal. Dans le cas de D_1 nous utilisons un filtre interférentiel (ThorLabs FB880–10) dont la largeur spectrale est de 10 nm autour de 880 nm comme le montre la figure 3.14.

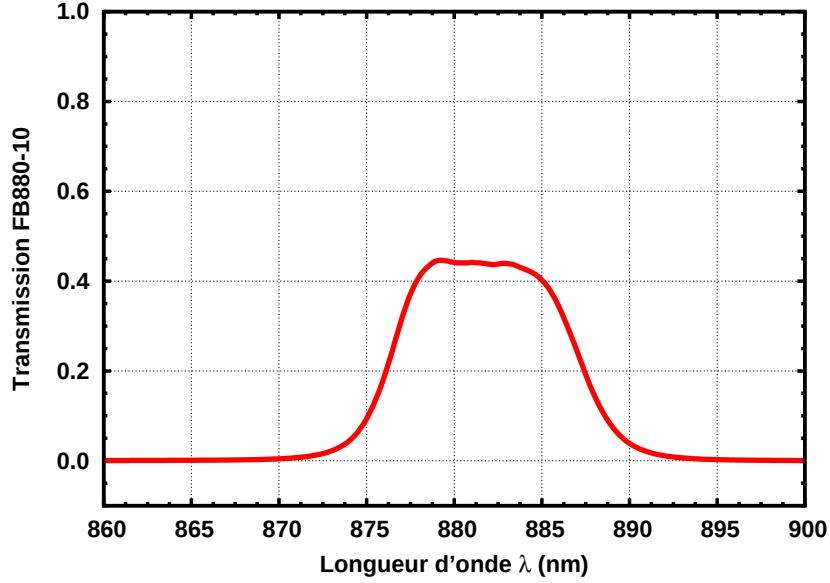


FIG. 3.14 – Figure de transmission du filtre FB880–10.

Dans le cas de D_2 qui, comme nous le verrons, possède un spectre d'émission très élargi (~ 60 nm) nous employons plutôt un filtre “passe-haut” (ThorLabs FEL0900) qui coupe les longueurs d'onde plus courtes que 900 nm. Dans certains cas, nous utilisons jusqu'à deux filtres FEL0900 en série devant le détecteur afin de mieux supprimer les courtes longueurs d'ondes. La figure 3.15 présente la transmission d'un ou deux filtres FEL0900 éclairés par une lampe quartz-iode.

Pour ne pas élargir la bande sélectionnée, la divergence du faisceau à leur niveau doit être limitée à un angle d'incidence tel que $\Delta\lambda = \lambda_0 \frac{\theta^2}{2}$ soit $\theta \leq 9^\circ$ pour $\Delta\lambda = 10$ nm. Cette exigence nous a conduit au montage optique représenté sur la figure 3.16 : une lentille bi-convexe non-traitée, de diamètre 60 mm et de focale $f = 81$ mm collecte la lumière de fluorescence au niveau de la fenêtre extérieure du cryostat. L'angle d'ouverture du faisceau de 12° (soit $f/2.5$) est ensuite réduit par une lentille plan-concave ($f = -100$ mm, AR < 1%) qui le ramène à 4° . Le rapport de grandissement entre la cellule et le détecteur est $G = -2.85$, de sorte que la taille de l'image du détecteur dans la cellule l_{det} , correspond à $\phi/G \simeq 1$ mm. Le taux de transmission κ_{detec} de l'ensemble des composants entre l'intérieur de la cellule et le détecteur est estimé à 0.20 à 880 nm et 0.75 ou 0.65 à 900 nm selon que l'on emploie 1 ou 2 filtres.

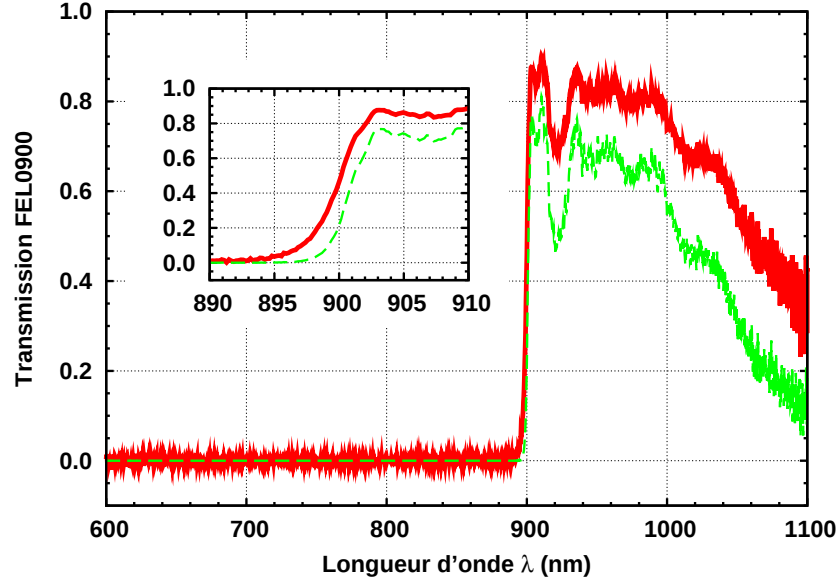


FIG. 3.15 – Figure de transmission des filtres FEL0900. La courbe en pointillé correspond à la transmission des 2 filtres en série. La transmission diminue légèrement mais les longueurs d'ondes inférieures à 900 nm sont coupées plus efficacement.

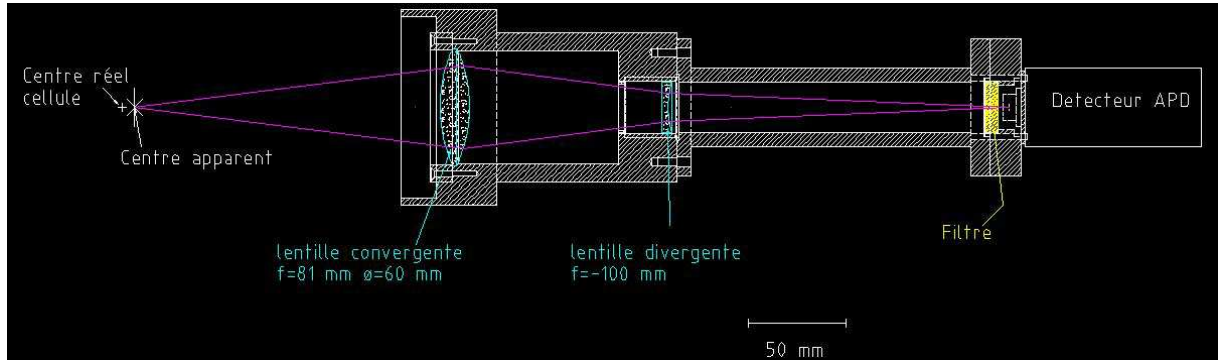


FIG. 3.16 – Schéma du montage de détection en absorption.

3.3.2 Mesure du spectre de fluorescence des atomes

Pour analyser la lumière de fluorescence en longueur d'onde, on peut remplacer le détecteur par la fibre optique d'un spectromètre Ocean Optics USB4000. Comme son diamètre est seulement $\phi_{fib} = 0.2$ mm et le nombre d'ouverture du spectromètre est $f/4$, on a plutôt intérêt à placer la fibre directement au foyer de la lentille de collection de la lumière de fluorescence. Par rapport à la formule 3.6, le flux de photon entrant dans le spectromètre est réduit dans le rapport $\phi_{fib}^2 / l_{det} \sqrt{S} \simeq 0.04$. La largeur des raies de fluorescence D_1 (5 nm)

et D₂ (60 nm) (voir figure 4.6), représente respectivement 30 et 350 pixels de la barrette CCD (Toshiba TCD1304AP, 3648 pixels) du spectromètre. Le réseau (600 traits/mm) est blazé à 750 nm. Son efficacité relative est de 0.65 à 900 nm, la détectivité nécessite environ 720 photons par pixels pour sortir du bruit d'obscurité. Le spectromètre est muni d'une fente d'entrée de 25 μm , ce qui nous permet d'avoir une résolution optique de 1.3 nm. Au total, on peut donc acquérir en quelques secondes des spectres de la lumière de fluorescence pour une densité atomique de l'ordre de $\rho = 10^9 \text{ atomes.cm}^{-3}$. Nous avons en général intégré sur 10 s pour acquérir les spectres.

Chapitre 4

Atomes de césium dans l'hélium solide à 1.1K

Sommaire

4.1	Estimation de la densité atomique produite par pulvérisation laser	82
4.1.1	Densité moyenne d'atomes produite par la pulvérisation avec le laser Nd:YAG	82
4.1.2	Densité moyenne d'atomes produite par l'amplificateur femto-seconde Ti:Sa	83
4.1.3	Conclusion sur l'efficacité d'implantation	84
4.2	Décroissance temporelle de l'intensité de fluorescence à 1.0 K	85
4.2.1	Décroissance temporelle du signal atomique à 1.0 K	86
4.3	Spectres optiques du Cs implanté dans l'hélium solide	88
4.3.1	Spectres d'émission	88
4.3.1.a	Fluorescence suivant l'excitation de la raie D ₁	89
4.3.1.b	Fluorescence suivant l'excitation de la raie D ₂	89
4.3.2	Spectres d'excitation	90
4.3.2.a	Spectre d'excitation de la raie D ₁	91
4.3.2.b	Spectre d'excitation de la raie D ₂	93
4.4	Conclusion	95

Dans ce chapitre nous présentons les premiers résultats expérimentaux que nous avons obtenus concernant l'observation et l'étude spectroscopique d'atomes de césium implantés dans l'hélium solide.

Dans un premier temps, nous discuterons et comparerons la densité moyenne d'atomes produite par la méthode de pulvérisation avec le laser Nd:YAG et celle utilisant des impulsions femtosecondes amplifiées. Nous exposerons ensuite nos résultats sur la décroissance de la fluorescence atomique à 1.02 K après atomisation par laser YAG. Nous avons notamment pu mesurer un signal atomique pendant près d'une semaine. Nous terminerons avec la présentation et les caractéristiques des différents spectres d'émission et d'excitation des raies D_1 ($6S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$) et D_2 ($6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$) du Cs dans l'hélium solide.

La majeure partie des résultats présentés ici, ont été obtenu par atomisation YAG à une température inférieure à 1.2 K. Pour cela, la cellule est complètement remplie d'hélium solide afin de diminuer les pertes superfluides par le capillaire de remplissage. La puissance frigorifique (voir §2.1.4.a) permet alors de travailler en continu à 1.02 ± 0.05 K. La pression dans la cellule n'est plus connue avec précision à cause d'un bouchon d'hélium solide qui se forme dans le capillaire d'injection. Nous ne disposons pas à l'époque d'un moyen de mesure *in situ* de la pression (voir §2.2.1.c). Nous verrons au cours de ce chapitre que nous pouvons néanmoins estimer celle-ci grâce à la dépendance des spectres optiques en fonction de la pression.

4.1 Estimation de la densité atomique produite par pulvérisation laser

Nous avons déjà fait observer au §1.1.1 que dans l'hélium sous pression, la raie D_1 est plus favorable que la raie D_2 pour une observation de la fluorescence dans la gamme de longueur d'onde 800 – 1000 nm. Nous avons donc choisi d'observer la fluorescence de la transition D_1 à 880 nm pour déterminer la présence des atomes dans le cristal. L'équation (3.1) du paragraphe 3.3.1.a permet de calculer la densité moyenne d'atomes à partir du rapport des flux détecté et incident ϕ_{det}/ϕ_{exc} , sachant que nous sommes dans le cas où l'image de la surface du détecteur dans la cellule l_{det}^2 est grande devant le diamètre du faisceau S .

4.1.1 Densité moyenne d'atomes produite par la pulvérisation avec le laser Nd:YAG

La puissance moyenne du faisceau d'excitation mesurée par la photodiode (IPL10020–60 series, $R_{charge} = 1$ k Ω) après le cube séparateur (figure 3.11) est $\phi_{exc} = 0.6$ mW. On considère que la lumière à la sortie de la fibre est totalement dépolarisée et que le cube séparateur divise le faisceau en deux faisceaux de même intensité. Ainsi la puissance reçue

par les atomes dans le solide est de l'ordre de ϕ_{exc} . La lumière de fluorescence détectée ϕ_{det} avec le module APD est de l'ordre de la quinzaine de picoWatt. Sachant que l'on détecte avec le filtre à 880 nm, on peut déduire à l'aide des paramètres du §3.3.1.a que la densité moyenne d'atomes de césium produits est :

$$\bar{\rho} = \frac{1}{\eta \sigma_{eff} l_{det}} \frac{4\pi}{\Omega_{cryo}} \frac{\phi_{det}}{\kappa_{det} \phi_{exc}} \quad (4.1)$$

$$\boxed{\bar{\rho} = 1.16 \times 10^{17} \text{ at.m}^{-3} \simeq 1 \times 10^{11} \text{ at.cm}^{-3}}$$

Par cette méthode d'implantation, nous arrivons donc à obtenir une densité atomique de l'ordre de $10^{11} \text{ at.cm}^{-3}$, assez semblable à celle obtenue dans l'équipe d'A. Weis [59]. Cette densité est suffisante pour réaliser une étude spectroscopique des atomes. Notons que cette densité moyenne est localisée sur la section du faisceau YAG, pourvu qu'il traverse une région où sont implantés des grains.

4.1.2 Densité moyenne d'atomes produite par l'amplificateur femtoseconde Ti:Sa

La particularité de cette pulvérisation est l'utilisation du laser Ti:Sa en mode "pulsé" (décrit au §3.1.3.b) fonctionnant à la longueur d'onde résonnante avec les atomes (850 nm) et amplifié toutes les demi-seconde pendant quelques micro-secondes (voir §3.1.3.b). L'énergie des impulsions amplifiées ($\sim 50 \mu\text{J}$) est négligeable par rapport à l'énergie moyenne du faisceau délivrée entre deux salves ($\sim 35 \text{ mJ}$). Pour les atomes, cela revient à avoir un faisceau d'excitation quasi-continu. Le montage optique d'excitation est alors très simple et est décrit dans la figure A.2 de l'annexe A. Il est important de préciser que nous n'avons utilisé ce montage de pulvérisation–excitation que très récemment et dans le but d'étudier l'efficacité d'atomisation du laser femtoseconde à $P = 25.4 \text{ bar}$ et $T = 1.2 \text{ K}$. Pour observer les effets de cette atomisation nous utilisons le spectromètre et le montage de détection décrit au paragraphe 3.3.2. Le spectromètre enregistre en parallèle deux canaux intégrés chacun sur 5 s. Le premier canal est centré sur la longueur d'onde du laser ($\lambda_{laser} = 850 \pm 5 \text{ nm}$) résonnante avec la raie D_1 et le second sur la longueur d'onde d'émission des atomes à $880 \pm 10 \text{ nm}$. La figure 4.1 détaille l'évolution temporelle d'une telle séance de pulvérisation.

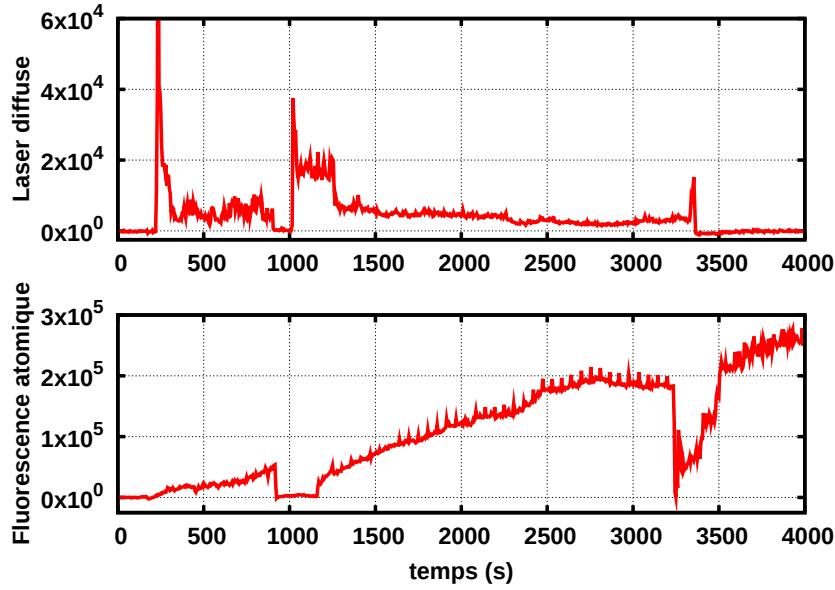


FIG. 4.1 – Evolution temporelle de l'intensité du laser Ti:Sa ($\lambda_{laser} = 850$ nm) diffusée par les grains de césium en haut et du signal de fluorescence émis à 880 nm par les atomes créés en bas.

Sur la partie haute de la figure 4.1 est représentée l'intensité moyenne du laser d'excitation diffusée par les grains de césium. Sur la partie basse de la figure, on trace l'intensité de la lumière de fluorescence détectée à 880 nm, caractéristique de la production d'atomes de césium. Le laser d'excitation est parfois déplacé de quelques millimètres afin de trouver des grains plus petits à atomiser. Ceci explique les plages temporelles où le signal de fluorescence disparaît complètement et d'autres où, au contraire, l'atomisation est efficace. On voit alors la diffusion du laser par les grains diminuer tandis que l'intensité du signal de fluorescence, elle, croît énormément.

Après un intervalle de temps allant de quelques minutes à une heure de d'atomisation, nous reprenons les mesures de fluorescence avec le laser Ti:Sa en mode continu (500 μ W atténués par deux densités optiques D.O. = 1 + 1). Nous avons obtenu ainsi un signal de fluorescence de 40 mV sur la photodiode à avalanche, ce qui correspond à un flux lumineux détecté de $40 \times 10^{-3} / 1.25 \times 10^9 \simeq 32$ pW. En reprenant le même raisonnement qu'au paragraphe précédent, on trouve une densité atomique :

$$\bar{\rho} = 2.8 \times 10^{19} \text{ at.m}^{-3} \simeq 3 \times 10^{13} \text{ at.cm}^{-3}$$

4.1.3 Conclusion sur l'efficacité d'implantation

Cette nouvelle méthode d'atomisation avec l'amplificateur femtoseconde permet de produire près de 300 fois plus d'atomes dans le cristal que la méthode de pulvérisation clas-

sique par YAG, en injectant 20 fois moins d'énergie. De plus, travailler avec un laser "pulsé" résonnant avec les atomes permet de détecter directement le résultat de la pulvérisation avec le laser.

Cependant nous n'avons pas à ce jour d'éléments permettant d'affirmer que cette méthode est moins perturbante pour l'ordre cristallin.

4.2 Décroissance temporelle de l'intensité de fluorescence à 1.0 K

La décroissance temporelle du signal de fluorescence des atomes de césium dans l'hélium solide a été étudiée durant la thèse de S. Lang [27]. Les expériences ont été menées à une température comprise entre 1.6 et 1.7 K et une pression de 31 bar. Dans ces conditions, les temps caractéristiques de décroissance de la population atomique étaient de l'ordre de la demi-heure. Un modèle de diffusion permet d'ajuster les données expérimentales. Dans ce modèle, deux processus contribuant à la diminution du signal de fluorescence sont considérés. Lorsqu'un atome de Cs rencontre un autre atome, ils se recombinaient avec un taux de probabilité k_a . Cet atome peut également disparaître en se recombinaison avec un agrégat de césium avec un taux de probabilité k_c . De ces hypothèses, on déduit une loi décrivant la décroissance de la fluorescence en fonction du temps :

$$N_a(t) = \frac{N_a^{(0)}}{(1 + \epsilon) e^{\gamma_c t} - \epsilon} \quad (4.2)$$

où $N_a^{(0)}$ représente le nombre d'atomes à la fin de la pulvérisation laser, ϵ est le rapport entre les deux processus de diffusion ($\epsilon = \frac{k_a N_a^{(0)}}{k_c N_c^{(0)}}$) et $\gamma_c = k_c N_c^{(0)}$ où $N_c^{(0)}$ est le nombre de cluster supposé constant.

En ajustant ce modèle aux données expérimentales, on peut déduire un temps caractéristique de décroissance :

$$T_s = \frac{1}{\gamma_c} \ln \left(\frac{\epsilon + 2}{\epsilon + 1} \right) \quad (4.3)$$

Un point important qui a été relevé au cours de ces expériences, est que ce temps caractéristique de décroissance T_s dépend de la qualité du cristal. Plus le cristal a de défauts (croissance rapide, $\epsilon < 1$), plus rapide est la recombinaison des atomes avec les agrégats. Dans ce processus de recombinaison, le coefficient de diffusion des impuretés joue un rôle central. On sait que pour les ions et l' ^3He , ce coefficient décroît avec la température [68, 69]. On s'attend donc à ce que travailler à plus basse température augmente la "durée de vie" de la population atomique.

4.2.1 Décroissance temporelle du signal atomique à 1.0 K

La diffusion des atomes de césium dans le cristal d'hélium est un processus activé thermiquement. Nous avons donc choisi de travailler à des températures bien inférieures à 1.6 K. Les conditions de l'expérience sont celles pré-citées, c'est à dire la cellule pleine d'hélium solide ($P > 25.35$ bar) et une température de 1.02 K.

Après une atomisation par laser YAG, nous avons mesuré une décroissance de la population atomique sur une semaine (figure 4.2).

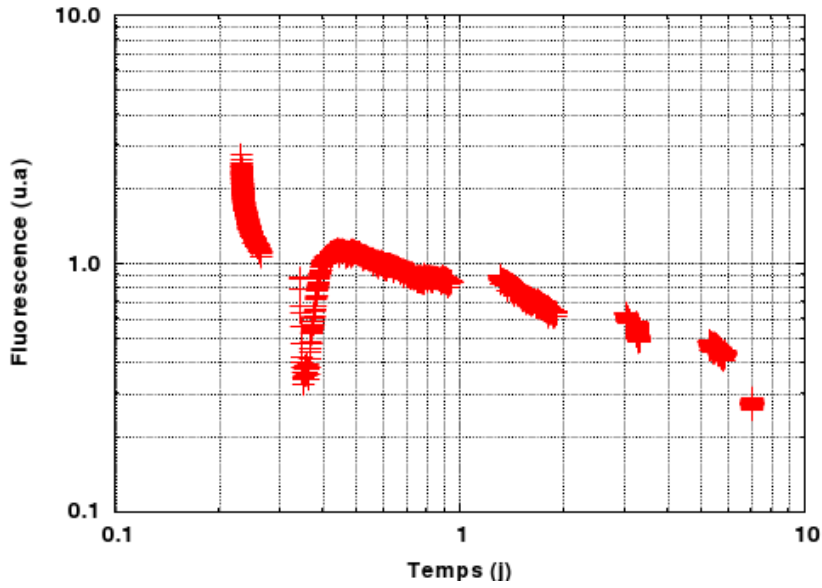


FIG. 4.2 – Signal de fluorescence atomique observé sur une semaine. L'arrêt de l'atomisation par YAG a eu lieu au temps $t = 0.23$ j. Les variations du signal entre 0.35 et 0.4 j sont dûes à une contraction de la colonne supportant la cellule, lors d'un remplissage du cryostat en hélium liquide.

Après une décroissance initiale rapide mais qui n'est pas exponentielle, la décroissance de la population atomique semble ralentir. Chaque point résulte d'une mesure de l'intensité de fluorescence. Celle-ci est mesurée pendant que les atomes sont excités par le laser Ti:Sa à 850 nm pendant 2 s. Il est apparu que chaque mesure contribue à faire décroître la population atomique. Nous avons alors fait varier le rythme de prise de mesure (0.25 Hz ou 0.017 Hz) ainsi que les intervalles de temps sans aucune mesure du signal (trous dans la figure 4.2). À partir de ces différentes mesures, nous avons établi un petit modèle permettant d'estimer la probabilité de destruction par la mesure (ϵ) et la probabilité par unité de temps de "destruction spontanée" dans le noir ($\frac{1}{\tau}$).

Dans ce modèle, la décroissance de la fluorescence est décrite par l'équation :

$$\frac{dF}{F} = -(\epsilon dn + \frac{dt}{\tau}) \quad (4.4)$$

où F est l'intensité du signal de fluorescence, n est le nombre de mesures et t le temps. ϵ et $\frac{1}{\tau}$ ont été défini précédemment.

La figure 4.3 présente la probabilité de destruction par la mesure (ϵ) tirée des mesures sur l'ensemble de la semaine. On trouve que la probabilité de destruction moyenne par mesure est $\epsilon = 2.1 \pm 0.4 \times 10^{-4}$.

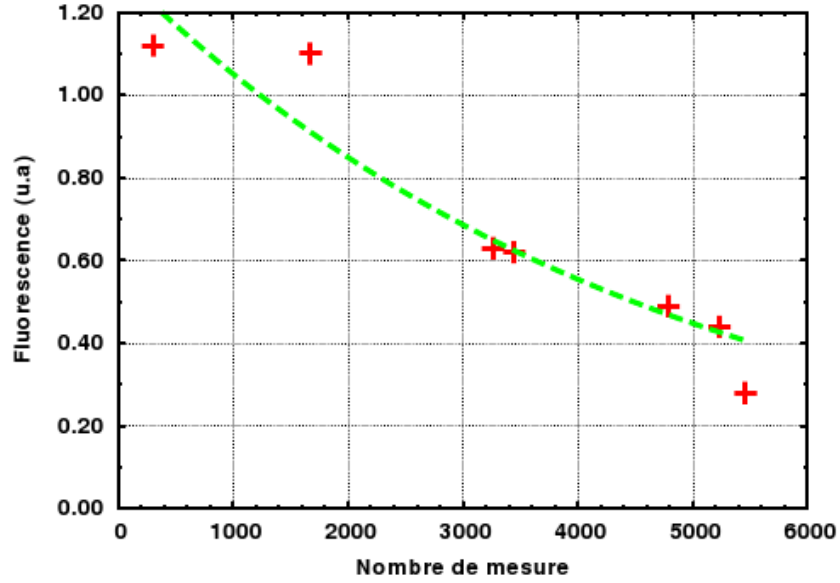


FIG. 4.3 – Décroissance du signal de fluorescence en fonction du nombre de mesure. L'ajustement exponentiel donne une moyenne de la probabilité de destruction par mesure : $\epsilon \sim 2 \times 10^{-4}$.

Enfin pour estimer la probabilité par unité de temps de “destruction spontanée” dans le noir ($\frac{1}{\tau}$), nous avons fait la moyenne de 25 valeurs avant et après un week-end sans mesures. La figure 4.4 montre la décroissance due à la “destruction spontanée” au cours du week-end. Nous trouvons ainsi que la probabilité par unité de temps de “destruction spontanée” dans le noir $\frac{1}{\tau}$ vaut $2 \pm 1 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$.

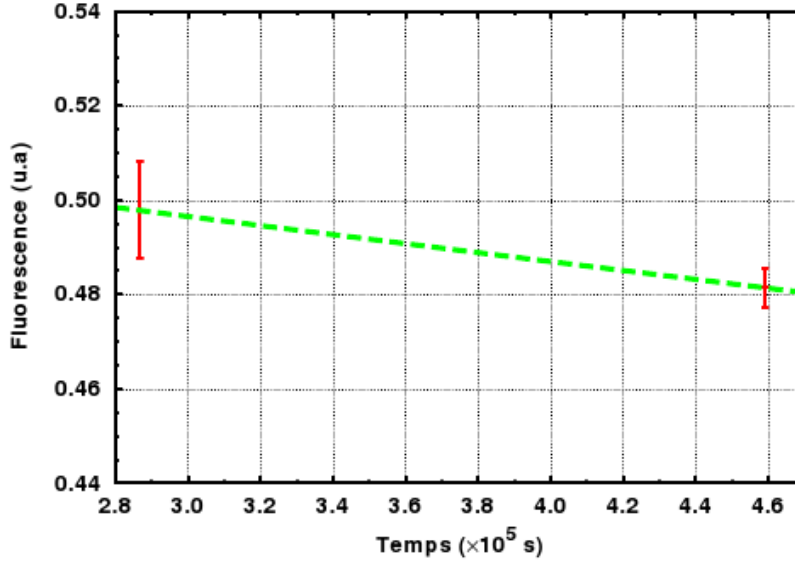


FIG. 4.4 – Décroissance du signal de fluorescence au cours d’un week-end sans mesures (blanc dans la figure 4.2 entre 3.5 et 5 j). La constante de temps de l’ajustement exponentiel donne la probabilité de “destruction spontanée” par unité de temps : $\frac{1}{\tau} \sim 2 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$.

La “destruction spontanée” dans le noir est donc négligeable devant la probabilité de destruction par la mesure.

4.3 Spectres optiques du Cs implanté dans l’hélium solide

Dans cette partie, nous présentons les spectres atomiques que nous avons observés sur les raies D_1 et D_2 en émission et en absorption. Ces spectres seront comparés à ceux déjà connus, obtenus à plus haute température dans l’article de P. Moroshkin [32]. Dans cette partie, seul le spectre d’émission de D_1 a été réalisé après atomisation femtoseconde. Tous les autres spectres, d’émission ou d’absorption ont été réalisés dans les conditions décrites en introduction du chapitre. L’étude de la forme des spectres en fonction de la polarisation de la lumière sera présentée au chapitre suivant.

4.3.1 Spectres d’émission

Nous décrivons ici les spectres d’émission relevés à l’aide du montage et du spectromètre décrits au paragraphe 3.3.2 dans la gamme de longueur d’onde 800 – 1000 nm après excitation de la raie D_1 ou D_2 . Cette gamme de longueur d’onde ne couvre pas la fluorescence des exciplexes Cs^*He_6 et Cs^*He_7 qui se situe vers $1.4 \mu\text{m}$.

4.3.1.a Fluorescence suivant l'excitation de la raie D_1

La figure 4.5 représente le spectre d'émission de l'atome de Cs dans l'hélium solide après excitation laser vers l'état $6P_{1/2}$. Ce spectre a été pris à la coexistence liquide/solide c'est à dire $P \approx 25.4$ bar et $T = 1.12$ K. On retrouve la raie très intense à 880 nm déjà observée par l'équipe d'A. Weis. Sa largeur à mi-hauteur est de 5 nm ce qui est très semblable à celle donnée dans la thèse de R. Müller-Siebert [29] p. 98 pour 29.32 bar. De plus la position est sensiblement la même puisque le déplacement du centre de la raie avec la pression est très faible (~ 0.45 nm/bar). À l'échelle de 1/100 de la fluorescence à 880 nm (encadré sur la figure 4.5), il n'apparaît pas d'émission à 950 nm qui serait la manifestation de la formation d'exciplexes Cs^*He_2 . Ceci n'est pas en contradiction avec la référence [32], où l'intensité relative de ce canal de désexcitation par rapport à l'intensité de la fluorescence à 880 nm, dont la détection semble être saturée, est inférieure à 0.01.

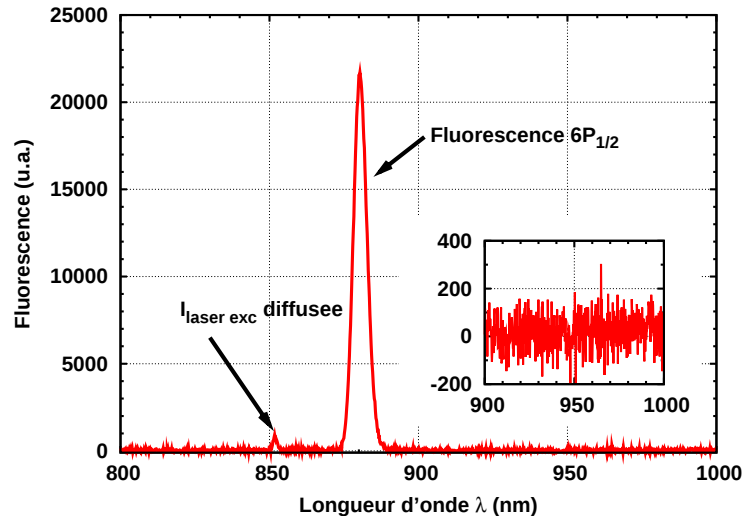


FIG. 4.5 – Spectre d'émission du Cs dans l'hélium solide après excitation de la raie D_1 ($\lambda = 852$ nm). Aucun signal pouvant correspondre à la fluorescence des exciplexes Cs^*He_2 n'a été observé.

4.3.1.b Fluorescence suivant l'excitation de la raie D_2

La figure 4.6 représente le spectre d'émission du Cs dans l'hélium solide après excitation laser de l'état $6P_{3/2}$. Un lissage du bruit a été effectué par une moyenne glissante sur 10 pixels consécutifs du photodétecteur, soit ~ 1.9 nm. On observe deux des canaux de désexcitation : la fluorescence à 880 nm correspondant à une désexcitation non radiative vers l'état $6P_{1/2}$, suivie par la fluorescence de ce niveau, et la fluorescence à 950 nm qui a été interprétée comme l'émission d'exciplexes constitués de l'atome de Cs et de deux atomes d'hélium ($Cs^*(B^2\Pi_{3/2})He_2$) [32].

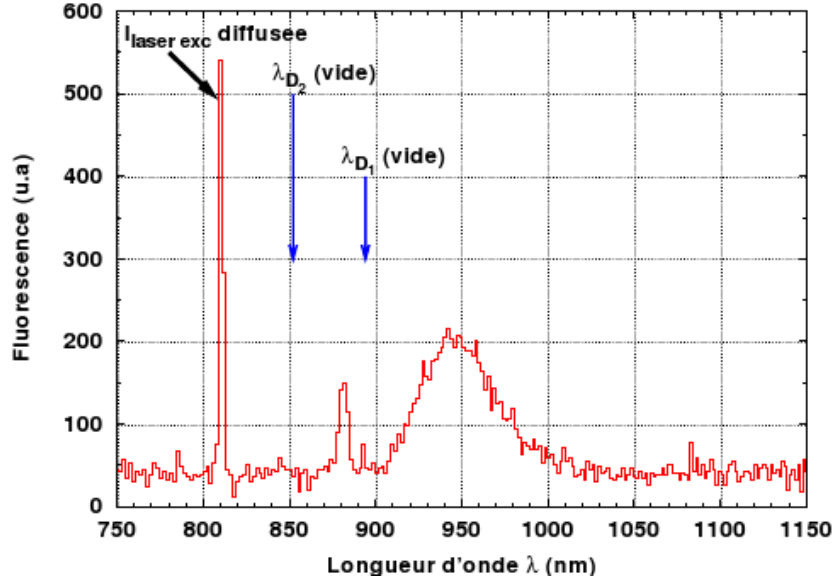


FIG. 4.6 – Spectre d'émission du Cs dans l'hélium solide après excitation de la raie D_2 . La position des raies atomiques dans le vide est également indiquée.

Le rapport entre les intensités maximales de ces raies (de 0.6 à 1) est peu différent de ce qui est décrit dans l'article [32] (de 0.4 à 1). Compte-tenu de la largeur des raies, le poids relatif de la désexcitation de l'état $6P_{3/2}$ via l'état $6P_{1/2}$ est $1/15$ e de la désexcitation par formation d'exciplexes Cs^*He_2 .

4.3.2 Spectres d'excitation

Nous présentons maintenant les spectres d'excitation (absorption). Le montage optique permettant l'excitation des atomes a été détaillé au paragraphe 3.2.3. Il faut souligner que l'étude des spectres d'excitation des transitions atomiques se fait en balayant manuellement la longueur d'onde du laser d'excitation Ti:Sa décrit au §3.2.2. La durée d'acquisition d'un spectre est de l'ordre de 1/2 heure à 1 heure. Aussi nous avons toujours pris soin de nous placer dans une plage temporelle de l'évolution de la population atomique où celle-ci évolue peu sur quelques heures. Le nombre d'atomes excités est mesuré par l'intensité de la lumière de fluorescence soit à 880 nm, soit à 950 nm grâce au montage de détection décrit au §3.3.1.c. Le passage de l'un à l'autre des canaux de détection s'effectue en ouvrant le montage et en changeant le filtre interférentiel.

4.3.2.a Spectre d'excitation de la raie D₁

i. Détecté par la fluorescence à 880 nm

La figure 4.7 présente le spectre d'excitation de la raie D₁ détecté sur l'intensité de la fluorescence à 880 nm. Le signal, centré autour de 850 nm est légèrement asymétrique. Un ajustement par une gaussienne donne une largeur à mi-hauteur de $\Delta\lambda = 10 \pm 1$ nm (~ 140 cm⁻¹). Ces caractéristiques de la raie D₁ sont semblables à celles observées dans la référence [32], dans laquelle la largeur à mi-hauteur est d'environ 180 cm⁻¹.

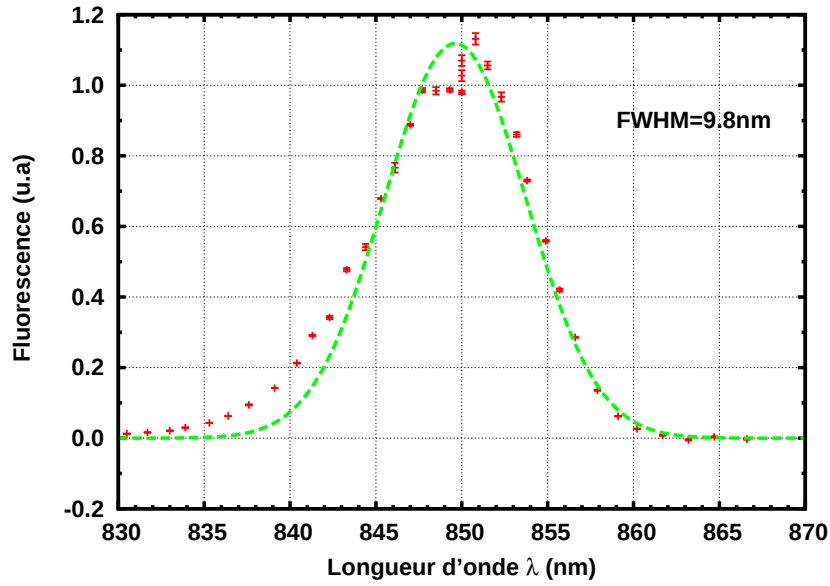


FIG. 4.7 – Spectre d'excitation de la raie D₁, le signal de fluorescence étant détecté à 880 nm. La largeur à mi-hauteur est ici de 10 nm. Elle peut varier d'un spectre à l'autre de ± 1 nm.

De la position de la courbe, on peut estimer la pression dans la cellule. En extrapolant linéairement les données tirées de la thèse de R. Müller-Siebert ([29] p.102), représentant le déplacement du centre de la raie d'excitation D₁ en fonction de la pression du solide hcp, on trouve que pour une intensité de fluorescence maximale à 850 nm, la pression du solide est d'environ 26 bar. La pression mesurée en amont du “bouchon” d'hélium solide était de 32.5 bar.

ii. Détection de la fluorescence à 950 nm

L'étude approfondie des différents canaux de désexcitation des états $6P_{1/2}$ et $6P_{3/2}$ est très récente [32]. Il existe en effet une probabilité non négligeable (de l'ordre de 10% à 30 bar [33]), pour que des atomes de césium excités vers le niveau $6P_{1/2}$ puissent passer la barrière de potentiel (se référer aux courbes de potentiels adiabatiques présentées dans la thèse de D. Nettels [70]) par effet tunnel pour former des exciplexes Cs^*He_2 ($\Delta V = 90 \text{ cm}^{-1}$) et Cs^*He_6 ou Cs^*He_7 ($\Delta V \simeq 260 \text{ cm}^{-1}$).

Nous avons essayé une seule fois d'observer la fluorescence à 950 nm après excitation de la transition D_1 . La figure 4.8 présente le spectre que nous avons obtenu.

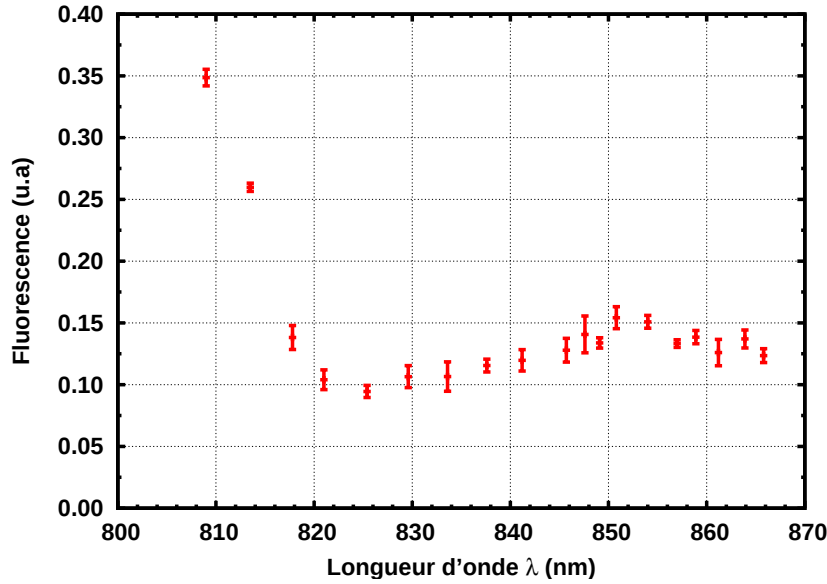


FIG. 4.8 – Spectre d'excitation de la raie D_1 en détectant la fluorescence à 950 nm.

On observe un fond continu de l'ordre de +0.1 u.a., croissant légèrement au delà du maximum d'absorption de la raie à 809 nm. Cet effet est dû au filtre interférentiel qui n'est pas parfait et qui laisse passer une partie de la lumière diffusée du laser par ses ailes. On observe néanmoins un pic d'intensité à 850 nm (~ 0.03) par rapport à la lumière diffusée qui passe à travers le filtre. Ce signal détecté à 950 nm après excitation à 850 nm, peut correspondre à la désexcitation d'exciplexes Cs^*He_2 . Le rapport entre l'intensité à 850 nm et à 809 nm, une fois le fond soustrait, est de l'ordre de 0.12 ± 0.08 . Ce rapport est là encore en accord avec ce qui est observé dans la référence [32] (Figure 9, (b) et (c), ~ 0.1), mais avec une grande incertitude.

4.3.2.b Spectre d'excitation de la raie D₂

i. Détecté sur la fluorescence à 950 nm

La figure 4.9 représente le spectre d'excitation de la raie D₂ détecté sur l'intensité de la fluorescence à 950 nm.

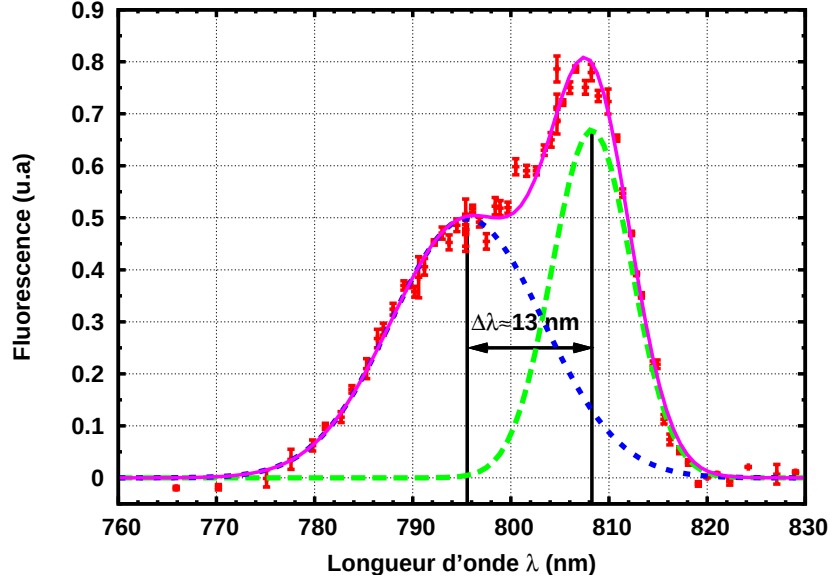


FIG. 4.9 – Spectre d'excitation de la raie D₂. Le signal de fluorescence est détecté à 950 nm. Un ajustement par deux gaussiennes donne un écart entre les deux composantes de l'ordre de 13 nm.

Sa forme dédoublée est similaire à celle de la référence [32] où l'écart entre les deux composantes est estimé à 250 cm⁻¹. Un ajustement par deux gaussiennes de la forme $I(\lambda) = A_i \exp(-\frac{1}{2} (\frac{\lambda - \lambda_i}{\sigma_i})^2)$ donne les paramètres suivants :

	Gaussienne hf	Gaussienne lf
λ_i (nm)	795.5	808.3
σ_i (nm)	7.74	4.05
A_i (u.a)	0.50	0.67

TAB. 4.1 – Paramètres des ajustements gaussiens de la transition D₂ du Cs en absorption.

L'écart de 13 nm (~ 200 cm⁻¹) entre les composantes hf et lf est comparable à celui que nous avons calculé au §1.3.1 pour l'écart entre les sous-niveaux $|M_J| = 1/2$ et $|M_J| = 3/2$ pour une déformation quadrupolaire statique de la bulle autour de l'état fondamental de l'ordre de $\beta = \pm 6\%$.

Nous avons vu au §1.3.2 que le rapport d'intensité entre les deux composantes $|M_J| = 1/2$ et $|M_J| = 3/2$ pour une lumière d'excitation non polarisée est $I_{1/2}/I_{3/2} = 5/3 = 1.66$. Sur le spectre d'excitation, l'intensité d'une raie d'absorption correspond à son aire. En approximant l'aire des deux gaussiennes par celle d'un rectangle de longueur A_i et de largeur σ_i , on trouve que le rapport des intensités est $I_{hf}/I_{lf} = 1.4$. En ajustant de la même manière les données expérimentales de la Figure 9 (b) de la référence [32], nous trouvons comme rapport $I_{hf}/I_{lf} \sim 1.1$. Bien que plus petit ce résultat va dans le même sens. Le poids de la composante hf est dominant, car bien que moins haute celle-ci est plus large. En comparant ce rapport à la valeur $I_{1/2}/I_{3/2}$, on est conduit à penser que la composante hf correspond au sous-niveau $M_J = \pm 1/2$. Cette interprétation semble également indiquer que le signe de l'anisotropie de la bulle dans l'état fondamental est $\beta = -0.06$ plutôt que $+0.06$, c'est à dire que la bulle serait "oblate" (écrasée comme un coussin).

ii. Détecté par la fluorescence à 880 nm

Les atomes de césium excités dans l'état $6P_{3/2}$ ont une probabilité non nulle de se désexciter non-radiativement vers le niveau $6P_{1/2}$, et de donner lieu à une fluorescence à partir de ce niveau à 880 nm. La figure 4.10 montre le spectre d'excitation détecté sur la fluorescence à 880 nm. La forme de la raie D_2 en absorption, détectée sur ce canal n'est pas sensiblement différente de celle du paragraphe précédent, bien que plus bruyante sur cet exemple. À titre de comparaison, on a superposé l'ajustement gaussien effectué sur la figure 4.9.

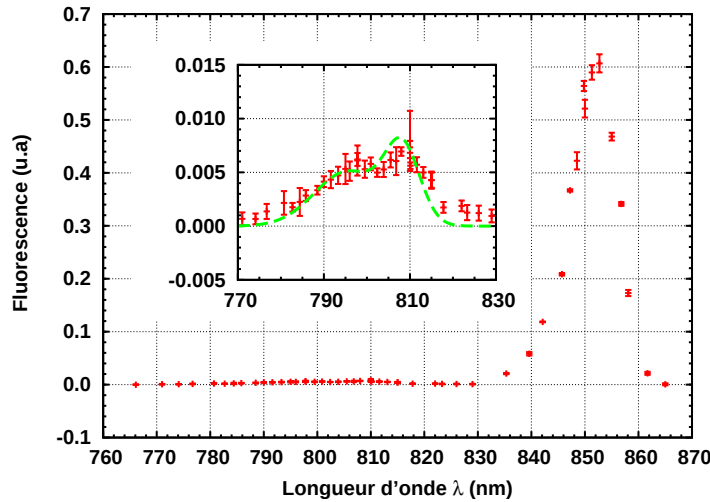


FIG. 4.10 – Spectre des transitions D_1 et D_2 en détectant la fluorescence à 880 nm. Le petit encart est un agrandissement du spectre correspondant à l'absorption de D_2 . Sa forme est comparée à l'ajustement gaussien de la figure 4.9 renormalisé (courbe en tirets).

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté la plupart de nos résultats expérimentaux concernant la production et l'étude spectroscopique d'atomes de césium dans l'hélium solide autour de 1.1 K.

Dans un premier temps, nous avons montré que la nouvelle méthode d'implantation, utilisant des impulsions femtosecondes amplifiées, est prometteuse car elle permet de créer 300 fois plus d'atomes ($\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) qu'une méthode classique par laser Nd:YAG doublé. Toutefois une étude de son action sur la structure cristalline reste à faire. Il faut souligner que dans le cas du YAG, la densité moyenne d'atomes est localisée dans la région autour des grains de césium, ce qui ne semble pas être le cas avec le Ti:Sa.

Nous avons ensuite étudié la décroissance temporelle de l'intensité de fluorescence atomique à basse température (1.02 K) ce qui nous a permis d'observer une "durée de vie" des atomes supérieure à une semaine. Dans notre cas, la prise de mesure est le facteur prépondérant de la décroissance du signal atomique.

Nous avons enfin réalisé pour la première fois l'étude en émission et en absorption d'atomes de césium dans l'hélium solide autour de 1.1 K. Ces résultats sont en bon accord avec ceux obtenus par l'équipe d'A. Weis à plus haute température.

Le spectre d'excitation (absorption) de la transition D_2 présente un dédoublement de 13 nm (200 cm^{-1}), en bon accord avec la prévision théorique donnant l'écart en énergie des deux composantes de l'état $6P_{3/2}$ dans une bulle anisotrope.

Enfin, en comparant notre analyse sur l'intensité relative des composantes de l'état $6P_{3/2}$ avec les données expérimentales, nous avons déduit que la composante hf du spectre d'absorption de D_2 pourrait correspondre au sous-niveau $M_J = \pm 1/2$. Ce résultat semble également indiquer que la déformation de la bulle serait donc négative (en forme de coussin).

Chapitre 5

Recherche d'un effet de la polarisation de la lumière sur le spectre d'absorption de la raie D₂ du Cs

Sommaire

5.1	Spectres attendus	98
5.2	Procédure expérimentale	100
5.3	Résultats observés	101
5.4	Discussion	103

Dans ce chapitre nous présentons l'étude des propriétés optiques d'atomes de césium en fonction de la polarisation de la lumière d'excitation et de fluorescence. L'étude de transitions atomiques en lumière polarisée est un outil spectroscopique sensible qui prend ici tout son intérêt à cause de l'environnement anisotrope des atomes fourni par l'hélium solide hcp. Dans le cas d'une déformation statique de la "bulle atomique", dont l'axe d'anisotropie est confondu avec l'axe de symétrie c du cristal (pris pour axe Oz), l'intensité des deux composantes $M_J = \pm 1/2$ et $M_J = \pm 3/2$ de l'état $6P_{3/2}$ doit nettement varier en fonction de la polarisation de la lumière d'excitation.

Dans un premier temps, nous décrivons la forme des spectres d'excitation de la raie D_2 attendus dans différents cas, suivant que la polarisation atomique de l'état excité est conservée ou non au cours de sa durée de vie. Nous détaillons dans un second temps la procédure de mesure des spectres en lumière polarisée ainsi que les sources éventuelles d'erreurs. Nous présentons ensuite les spectres obtenus pour différentes polarisations du faisceau excitateur, ainsi que le comportement du taux de fluorescence au sommet des composantes hf et lf en fonction de l'angle du polariseur. Nous terminons enfin ce chapitre par une discussion sur les raisons de la faiblesse des effets observés de la polarisation.

5.1 Spectres attendus

Nous avons calculé au paragraphe 1.3.2 pour une déformation anisotrope statique de la bulle atomique autour de l'état fondamental, les intensités $I_{1/2}$ et $I_{3/2}$ des deux composantes de la raie d'absorption de l'état $6P_{3/2}$ en fonction de la polarisation d'excitation et de détection. L'intensité des deux composantes dépend de la conservation ou non de la polarisation atomique dans l'état excité avant fluorescence. Pour faciliter la comparaison avec l'expérience, nous avons pris en compte les largeurs des composantes hf et lf déterminées au chapitre précédent (table 4.1) pour fabriquer des spectres synthétiques. Chacune des composantes est représentée par une gaussienne de largeur tirée de la table 4.1 et dont l'aire est proportionnelle à l'intensité théorique $I_{1/2}$ et $I_{3/2}$ de la table 1.3. On identifie la composante hf avec la composante $I_{1/2}$.

Commençons d'abord par le cas (un peu académique) où l'orientation se conserve dans l'état excité. Suivant que l'on détecte l'intensité de fluorescence avec une polarisation parallèle à Oz (polarisation π) ou perpendiculaire (polarisation σ), on obtient les spectres de la figure 5.1. Pour chacun de ces cas, on a considéré le cas d'une excitation π ou σ , ainsi que le cas d'une lumière non polarisée, indiquée par "moyenne". On a ainsi un changement notable de la forme du spectre d'absorption en fonction de la polarisation du faisceau excitateur pour une détection de la fluorescence σ . Au contraire, pour une détection de la fluorescence π , on a seulement la composante $I_{1/2}$, dont l'intensité varie d'un facteur 4, lorsqu'on change la polarisation d'excitation.

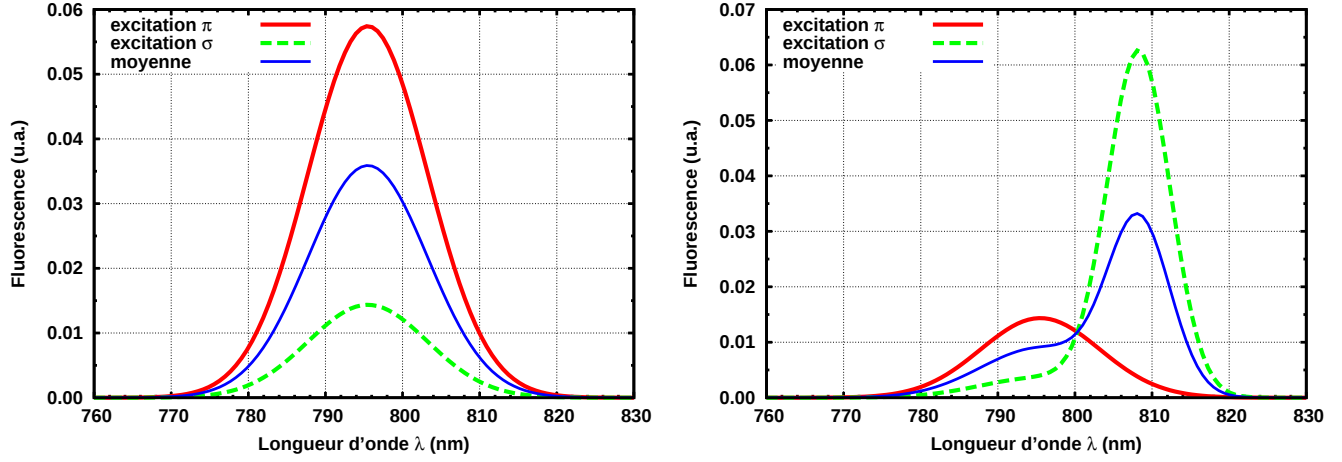


FIG. 5.1 – Spectre d'absorption synthétiques en détectant la fluorescence polarisée π (à gauche) ou σ (à droite).

Considérons maintenant le cas plus vraisemblable où l'état excité est complètement dépolarisé avant de se désexciter par fluorescence. Les spectres attendus dans le cas d'une "bulle coussin" sont montrés sur la figure 5.2. On constate que la forme du spectre d'absorption change notablement lorsqu'on passe d'une excitation π à une excitation σ , la première favorisant la composante $I_{1/2}$, la seconde la composante $I_{3/2}$. Notons également que la forme du spectre pour une excitation non polarisée (indiquée par "moyenne") est très proche des spectres observés (figure 4.9) montrés au chapitre précédent. Cela semble conforter l'hypothèse que la population atomique est totalement redistribuée entre les différents sous-niveaux $M_J = \pm 1/2$ et $M_J = \pm 3/2$ entre l'excitation et la fluorescence.

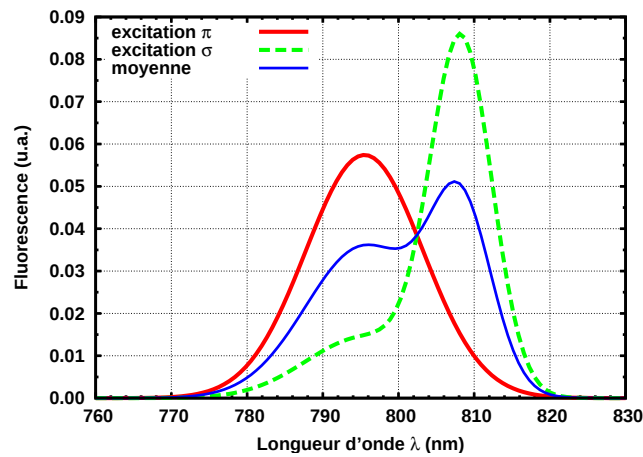


FIG. 5.2 – Spectre d'absorption synthétique en détectant la fluorescence supposée dépolarisée. L'exemple donné ici est pour une bulle en forme de coussin.

5.2 Procédure expérimentale

Les mesures du spectre d'excitation de la raie D_2 en fonction de la polarisation de la lumière ont été faites avec le montage décrit au paragraphe 3.2.3 (figure 3.11). Le cube sélecteur de polarisation renvoie la lumière du laser Ti:Sa polarisée verticalement vers le cryostat. Le laser se propage alors suivant la direction Ox (direction $N - S$ de la figure 3.11). Une lame demi-onde placée devant la fenêtre du cryostat permet de faire varier la direction de la polarisation du laser et de passer, entre autres, d'une polarisation du faisceau d'excitation π (polarisation du laser inchangée) à une polarisation σ (laser polarisé linéairement suivant Oy).

L'analyse en polarisation de la lumière de fluorescence a initialement été faite à l'aide d'un analyseur HN7 placé devant le filtre interférentiel (figure 3.16). Son taux d'extinction [71] mesuré à 880 nm est $T_{\perp}/T_{\parallel} \simeq 0.2$. Bien que les polariseurs HN7 soient adaptés à la gamme de longueur d'onde allant de 750 à 850 nm, leur taux d'extinction se dégrade (30% à 900 nm et près de 70% à 950 nm) dans la gamme de longueur d'onde où l'on souhaite travailler (900 – 1000 nm). Nous avons donc préféré utiliser comme analyseur un montage constitué de deux polariseurs Glan-Taylor montés de manière symétrique, placé avant le filtre interférentiel. Le double Glan-Taylor possède plusieurs avantages : utilisable sur une large gamme de longueur d'onde (0.4 – 2 μm), champ de vision élargie (celui-ci passe de 1° pour un seul Glan-Taylor à 4° pour le double Glan-Taylor à 880 nm [72] p. 817), taux d'extinction $\ll 10^{-4}$.

La principale difficulté expérimentale vient de l'altération de la polarisation de la lumière entre l'extérieur du cryostat et l'intérieur de la cellule par les différentes fenêtres traversées qui représentent une épaisseur de verre de 20 mm. Les contraintes mécaniques et thermiques peuvent les rendre biréfringentes. L'hélium solide lui-même est biréfringent $|n_e - n_o| = 2.6 \times 10^{-6}$ à 21 $\text{cm}^{-3}/\text{mole}$ [73]. Pour un cristal d'axe c vertical, le déphasage entre les composantes π et σ accumulé entre la fenêtre et le centre de la cellule (~ 20 mm) vaut environ $\pi/8$ à $\lambda = 800$ nm, ce qui serait acceptable. De plus pour un cristal correctement orienté, les polarisations π et σ vues par les atomes sont quasiment préservées. Nous n'avons pas de moyen simple de vérification de la polarisation de la lumière d'excitation à l'intérieur de la cellule. Nous avons essayé de contrôler la polarisation du laser d'excitation à la sortie du cryostat, c'est-à-dire pour une double traversée des fenêtres. Nous avons donc mesuré l'état de la polarisation de la lumière à la sortie du cryostat suivant la direction de propagation Ox (direction $N - S$) du laser. La lumière du faisceau laser, après avoir traversé la lame $\lambda/2$, entre par la fenêtre Nord et est mesurée par un montage constitué du double Glan-Taylor et d'une photodiode, placé après la fenêtre Sud. Nous obtenons la figure 5.3 pour différentes polarisations initiales :

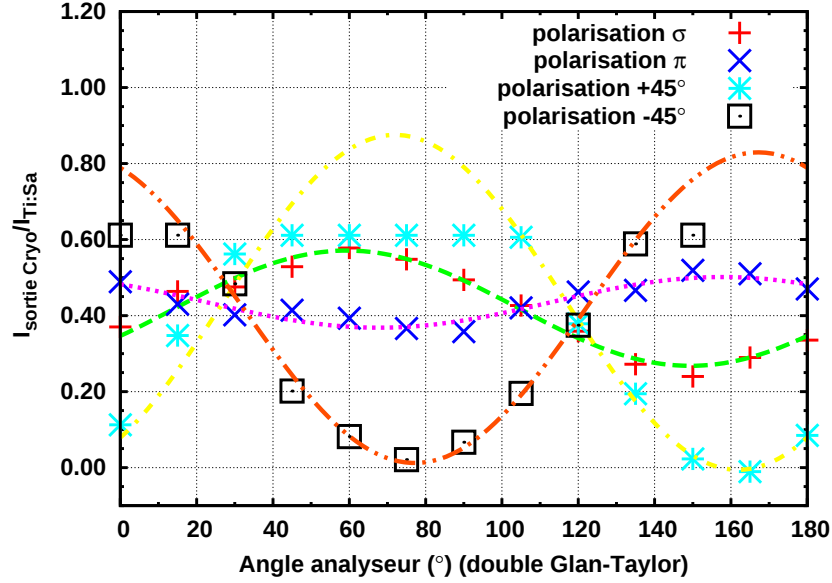


FIG. 5.3 – Intensité de la lumière à la sortie du cryostat en fonction de l'angle de l'analyseur, pour différentes polarisations initiales. Les données sont saturées au-dessus de 0.60. L'ajustement de celles-ci est fait par des fonctions du type loi de Malus.

On peut remarquer que le minimum d'intensité n'a pas lieu exactement à 90° (resp. 0°) pour une polarisation initiale π (resp. σ). De plus, malgré une légère saturation, le taux d'extinction semble meilleur pour les polarisations de la lumière à $\pm 45^\circ$ par rapport à la verticale (~ 0.9) que pour les polarisations π ou σ (~ 0.3). Il apparaît donc que la polarisation initiale est altérée de façon notable par une traversée complète du cryostat. On peut penser qu'il en est de même pour la moitié de la traversée, jusqu'au centre de la cellule. La polarisation vue par les atomes n'est sans doute pas exactement celle du faisceau à l'entrée du cryostat. Aussi, outre la forme des spectres pour des polarisations π et σ du faisceau d'excitation, nous avons également étudié la variation de l'intensité de fluorescence des maximum de la raie D_2 (à 798 nm et 808 nm) en variant plus largement la polarisation initiale du faisceau d'excitation.

5.3 Résultats observés

La figure 5.4 montre la forme des spectres d'absorption pour des polarisations π ou σ du faisceau exciteur, avec l'analyseur en position σ . On obtient des résultats semblables pour l'analyseur en position π .

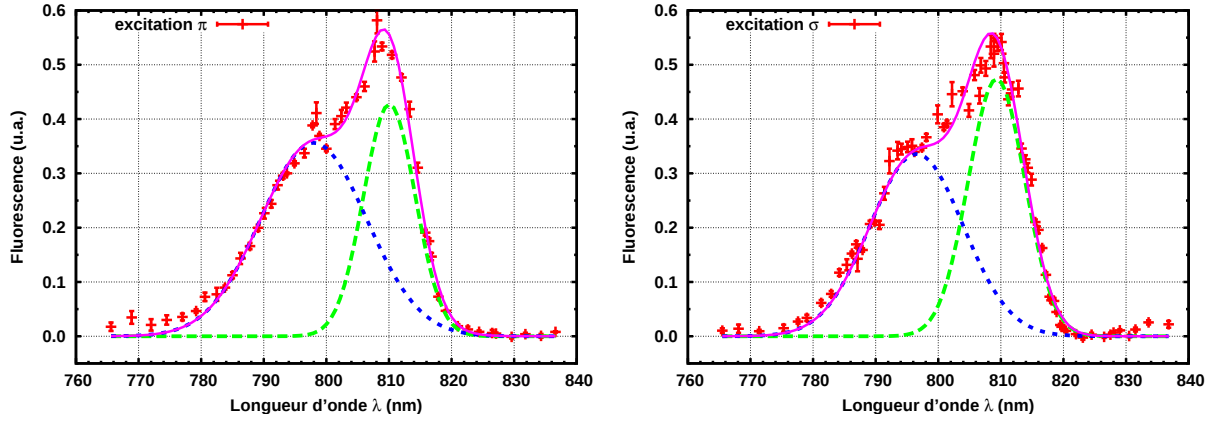


FIG. 5.4 – Forme du spectre d'absorption D_2 pour une polarisation initiale π (à gauche) et σ (à droite) du faisceau excitateur. L'analyseur de la lumière de fluorescence est en position σ .

On n'observe pas de différences entre les deux spectres qui soient notablement plus grandes que les fluctuations expérimentales liées aux variations de la géométrie de l'expérience (déplacement des faisceaux, variation du point du cristal observé due à la contraction de la colonne du cryostat, ...).

Nous avons aussi fait varier systématiquement la polarisation initiale du faisceau exciteur sur la série de valeurs -45° , 0° , 45° , 90° en enregistrant l'intensité des raies d'absorption à 798 nm et 808 nm, qui, d'après le paragraphe précédent, sont susceptibles de variations importantes. Ceci a été fait pour les positions π et σ de l'analyseur de la fluorescence.

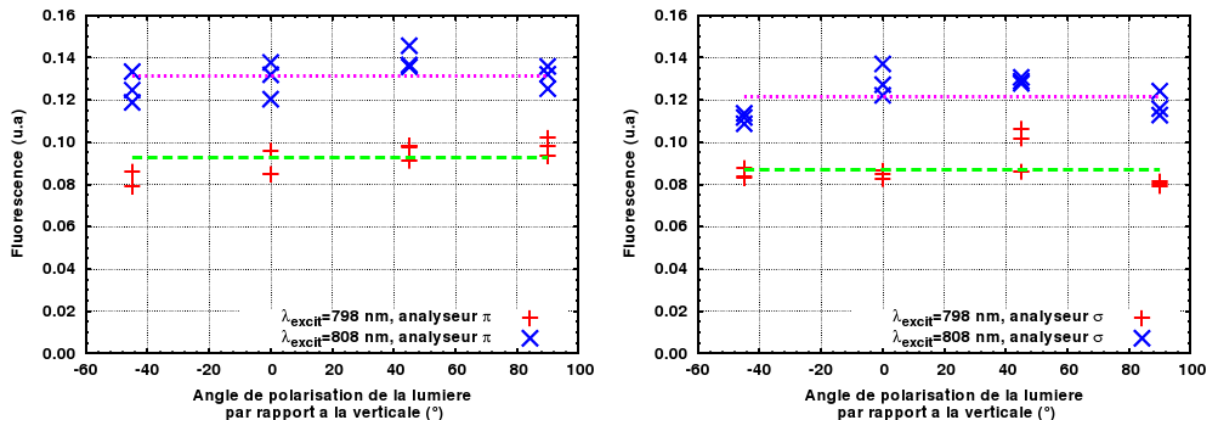


FIG. 5.5 – Variations des intensités de la raie d'absorption D_2 à 798 nm et 808 nm en fonction de la polarisation initiale du faisceau exciteur et de la polarisation d'analyse de la fluorescence. À gauche, l'analyseur est en position π . À droite, il est en position σ .

On peut observer ici aussi que :

- il n’y a pas d’effet notable de la polarisation du faisceau d’excitation,
- les intensités mesurées sont également insensibles à la polarisation de la lumière de fluorescence. Elles varient de moins de 0.1 en valeur relative.

5.4 Discussion

Nous discutons dans ce paragraphe les causes possibles de la faiblesse de l’effet de la polarisation de l’excitation sur les spectres d’absorption D_2 . Conformément aux observations des paragraphes 5.1 et 5.3, nous admettons que la polarisation de l’état excité $6P_{3/2}$ n’est pas conservée avant fluorescence.

Une première cause possible d’absence d’effets observés de la polarisation du laser sur les spectres d’absorption est la différence entre la polarisation reçue par les atomes et celle à l’entrée du cryostat à cause de la biréfringence des fenêtres. Toutefois, la lumière n’est pas pour autant dépolarisée comme le montre l’analyse du faisceau à la sortie du cryostat (figure 5.3). Dès lors, lorsqu’on tourne la polarisation d’entrée entre 0 et 90° , elle change nécessairement dans la cellule et on s’attend à observer un changement de la forme du spectre, sans être capable de le prévoir précisément. Une option pour améliorer le contrôle de la polarisation d’excitation consisterait en une cartographie précise de la biréfringence de chacune des fenêtres se trouvant sur le trajet du faisceau d’excitation. Ceci peut se faire *in situ* à l’aide d’un laser annexe en comparant la polarisation des faisceaux réfléchis par les deux faces de chaque fenêtre suivant la procédure décrite dans la référence [73]. Une fois cette cartographie faite, nous pourrions alors essayer de compenser les effets de la biréfringence afin que les atomes voient la polarisation souhaitée. Une première approche a déjà été réalisée [74] et doit être poursuivie. Une seconde option plus radicale serait de remplacer les fenêtres en silice les plus contraintes par des fenêtres en SF57, verre connu pour son faible coefficient photo-élastique [75].

Une seconde cause de diminution des effets de polarisation a été mentionnée au paragraphe 1.3.3. C’est l’effet des fluctuations dynamiques : sur les 5 paramètres réels décrivant les fluctuations quadrupolaires, un seul fait varier l’écart d’énergie entre les niveaux $\pm 3/2$ et $\pm 1/2$. Trois combinaisons de ces paramètres décrivent des rotations de l’axe de l’anisotropie qui doivent moyenniser les effets de polarisation. De même, sur les trois paramètres décrivant l’oscillation relative entre l’atome et la bulle, deux décrivent l’orientation de l’effet et un seul son intensité. On peut donc s’attendre aussi à une diminution de l’effet d’anisotropie par mélange des états propres dû aux fluctuations. Une évaluation quantitative de ces effets reste à faire.

Enfin, une dernière cause de moyennage des effets d’anisotropie peut venir de la désorientation locale de l’axe du cristal hcp par le procédé d’atomisation. Les mouvements des grains observés laissent penser qu’il y a au cours du processus de multiples réorganisa-

tions locales du cristal qui ne conservent probablement pas son orientation initiale. Il est possible que l'on puisse avoir ainsi un mélange complètement isotrope de microcristaux, ou bien un solide amorphisé. On s'attend dans ce cas à la disparition de tout effet de la polarisation de la lumière d'excitation. La recherche d'un procédé de dopage moins perturbateur reste donc un objectif prioritaire pour pouvoir utiliser l'anisotropie de la matrice "hélium solide hcp" en physique atomique.

Conclusion

Le travail de thèse présenté dans ce mémoire, a eu pour objectif l'implantation et l'étude spectroscopique d'atomes de césium dans un monocristal d'hélium à une température voisine de 1 K. Dans ce but, nous avons mis en place un nouveau cryostat optique, sans garde d'azote, permettant de travailler en continu dans les conditions de température ($T \simeq 1.1$ K) et de pression ($P \simeq 26$ bar) requises pour la production de monocristaux orientés d'hélium solide hcp à partir d'un germe unique. L'ensemble de ce dispositif fonctionne correctement avec une autonomie de 60 h sans remplissage, et l'expérience de plusieurs mois de conservation de cristaux d'hélium.

Nous avons cherché à implanter les atomes de césium dans le cristal d'hélium en apportant un minimum de perturbation, en utilisant pour l'atomisation, soit des impulsions de YAG, soit des impulsions femtosecondes amplifiées issues d'un amplificateur que nous avons construit spécialement. Avec le premier procédé, des densités atomiques de l'ordre de 10^{11} atomes/cm³ ont été obtenues, alors que le second procédé nous a permis d'atteindre des densités 300 fois plus importantes tout en déposant 20 fois moins d'énergie dans le cristal. L'excitation optique des états excités 6P des atomes de césium et la détection de la lumière de fluorescence a pu être réalisée au voisinage de 1 K.

Nous avons étudié la décroissance du signal de fluorescence atomique à cette température. Nous avons pu observer les atomes pendant près d'une semaine, alors que la "durée de vie" des atomes dans le solide à 1.6 K est au mieux de quelques heures. Cet allongement de la "durée de vie" des atomes est un élément nouveau, favorable pour réaliser des expériences sur ces atomes. Les spectres d'émission et d'absorption que nous avons obtenus aux alentours de 1.0 K sont très voisins de ceux de l'équipe d'A. Weis à plus haute température [32]. Nous avons en particulier étudié le spectre d'excitation (absorption) de la transition D₂ ($6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$) du Cs qui présente un dédoublement de 13 nm (~ 200 cm⁻¹). Ce dédoublement est en bon accord avec la prévision théorique donnant l'écart en énergie entre les deux doublets de l'état $6P_{3/2}$ dans une bulle avec une anisotropie de 6%. L'analyse de l'intensité relative des composantes de la transition D₂ permet de déduire que la composante hf du spectre pourrait correspondre aux sous-niveaux $M_J = \pm 1/2$. Ce résultat indique que la déformation de la bulle autour de l'état fondamental de l'atome serait négative (en forme de coussin).

Nous avons cherché à vérifier que l'axe d'anisotropie de cette cavité était corrélée avec l'axe c du cristal en étudiant la variation de la forme du spectre d'absorption de la raie D_2 avec la polarisation de la lumière. Nous avons montré que pour une déformation statique de la bulle, les intensités relatives des deux composantes de la transition $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ devaient varier notablement en fonction de la polarisation d'excitation. Le fait que nous n'ayons rien observé de tel soulève plusieurs questions : expérimentales, avec la nécessité de mieux contrôler la polarisation de la lumière d'excitation dans la cellule ; théorique avec la nécessité d'une évaluation plus précise du moyennage des effets de polarisation par les fluctuations dynamiques ; de méthode enfin, avec une présomption de désordre induit par l'atomisation laser. Sur ce point, il reste à essayer de faire croître un solide dopé à partir du liquide fortement dopé en espérant un meilleur respect de l'ordre global du cristal. Ce point est crucial pour pouvoir utiliser l'hélium solide comme matrice permettant la mesure du moment anapolaire du noyau de césium.

D'autres perspectives s'ouvrent néanmoins pour l'utilisation d'impuretés atomiques dans l'hélium solide. L'implantation dans l'hélium liquide ou solide d'atomes de terres rares [20, 21] tels que le thulium (Tm) ou l'euporium (Eu), a montré qu'ils présentaient des raies d'absorption électronique inter-bande très fines qui ont été associées à des transitions à zéro-phonon. Les bandes latérales de ces raies d'absorption pourraient ainsi servir à sonder localement le cristal. Celui-ci semble nous réserver encore des surprises et l'étude de ses propriétés a subi un regain d'intérêt [76] depuis l'observation d'une anomalie de l'inertie de rotation par Kim & Chan [77], associée par ces auteurs à une phase "supersolide". La spectroscopie d'impuretés atomiques implantées dans l'hélium solide constitue un moyen original d'étudier les excitations élémentaires (lacunes, défauts, ...) du cristal qui reste encore peu utilisé.

Annexe A

Amplificateur Ti:Sa multipassage

Introduction

L'oscillateur Ti:Sa fournit des impulsions de 200 fs à un rythme de 75 MHz pour une puissance moyenne de 300 mW, soit une énergie de 4 nJ par impulsion. On souhaite obtenir environ 1000 fois plus. Les amplificateurs traditionnels d'impulsions femto-secondes sont :

- soit régénératifs (l'impulsion est injectée dans une cavité amplificatrice et y reste jusqu'à en être éjectée par une cellule de Pockels)
- soit multipassage (l'impulsion passe entre 2 et 8 fois dans le cristal amplificateur grâce à une cavité multipassage).

Dans les deux cas, l'impulsion est au préalable étirée de 200 fs à quelques centaines de picosecondes de façon à limiter la puissance crête dans le milieu amplificateur lorsque l'impulsion atteint le mJ. Dans notre cas, l'énergie de l'impulsion amplifiée sera de l'ordre de 5 μ J. Nous verrons que l'on reste ainsi en dessous du seuil des effets non linéaires avec l'impulsion non étirée. Le but est donc d'amplifier directement l'impulsion à la sortie de l'oscillateur jusqu'à 5 μ J.

Le plan de cette annexe est le suivant : les caractéristiques techniques des lasers et des éléments utilisés sont d'abord rappelées, ensuite on trouvera le plan de l'installation, puis nous détaillons le calcul des effets non-linéaires dans le cristal, le calcul du faisceau dans la cavité multi-passage, l'ajustement du faisceau de pompage, le calcul et la compensation de la dispersion. La référence utilisée dans cette annexe est la thèse de C. Le Blanc [64].

A.1 Caractéristiques des lasers et du cristal Ti:Sa

A.1.1 Oscillateur Ti:Sa

longueur de la cavité	L	2 m	
longueur d'onde	λ_0	750–860 nm	$h\nu_0 = 2.54 \times 10^{-19}$ J
largeur spectrale	$\Delta\lambda_0$	5 nm	
durée d'impulsion	τ_0	200 fs	$\tau_0 = 2 \lambda_0^2 / \pi c \Delta\lambda_0$
taux de répétition	f_0	75 MHz	
puissance moyenne	P	300 mW	soit énergie par impulsion $E_0 = 4$ nJ
diamètre du faisceau	$2w_0$	0.36 mm	
longueur de Rayleigh	z_{R0}	129 mm	$z_{R0} = \pi w_0^2 / \lambda_0$
hauteur du faisceau	h_0	117.5 mm	
polarisation		horizontale	

A.1.2 Laser de pompe de l'amplificateur (YAG doublé)

longueur d'onde	λ_p	532 nm	$h\nu_p = 3.7 \times 10^{-19}$ J
taux de répétition	f_p	2 ou 10 Hz	
énergie par impulsion	E_p	15 mJ	
durée d'impulsion	τ_p	12 ns	
diamètre du faisceau	$2w_p$	4 mm	
hauteur du faisceau	h_p	38 mm	

A.1.3 Cristal Ti:Sa

longueur	l_c	15 mm
diamètre		5 mm
orientation de l'axe anisotrope		axe du cylindre
dopage $\text{Ti}^{3+}/\text{Al}^{3+}$	$x_{\text{Ti/Al}}$	0.05%
indice	n_0	1.76
indice non linéaire	n_2	3.2×10^{-16} cm ² /W
densité d'ions Ti^{3+}	n_{Ti}	2.35×10^{19} cm ⁻³
coefficient absorption à 532 nm	α_σ	0.49 cm ⁻¹
traitement anti-reflet	R	< 0.5%

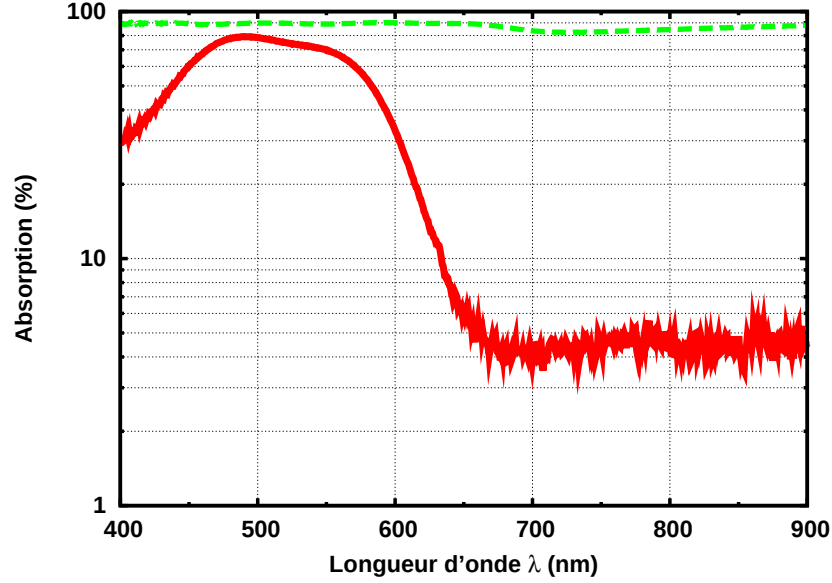


FIG. A.1 – Spectre d'absorption du cristal Ti:Sa. On constate 75% d'absorption à 532 nm.

La densité n_{Ti} d'ions Ti^{3+} est calculée à partir du volume molaire de Al_2O_3 ($25.7 \text{ cm}^3/\text{mole}$), soit 12.8 cm^3 par Al qui sont substitués dans la proportion $x_{\text{Ti}/\text{Al}} = 0.05\%$ par du Ti. On en déduit le coefficient d'absorption à 532 nm α_σ en utilisant la section efficace d'absorption pour une polarisation perpendiculaire à l'axe c : $\sigma_\sigma = 2.1 \times 10^{-20} \text{ cm}^{-2}$ [78]. Sur la longueur l_c du cristal, le taux d'absorption théorique du faisceau de pompage est $1 - \exp(-\alpha_\sigma l_c) = 0.52$. La mesure expérimentale effectuée avec le spectromètre donne 0.75 (voir courbe figure A.1).

A.2 Schéma général

Le faisceau sortant de l'oscillateur Ti:Sa traverse le sélecteur d'impulsion OG8, une lentille qui image le miroir de sortie de l'oscillateur sur le miroir d'entrée de la cavité d'amplification. Il fait 3 aller-retour dans cette cavité multi-passage de type $4f$ avec $f=400 \text{ mm}$ et en sortie est redirigé par un miroir. Ensuite on peut soit l'utiliser directement, soit l'envoyer dans un recompresseur qui compense la dispersion causée par les différents composants optiques traversés. Le cristal de l'amplificateur est pompé par les deux extrémités. Les faisceaux de pompage correspondants à 532 nm doivent avoir un diamètre adapté pour couvrir tout le volume parcouru par les faisceaux à 790 nm. Le plan général est donné sur la figure A.2. Les numéros renvoient à la liste des composants optiques.

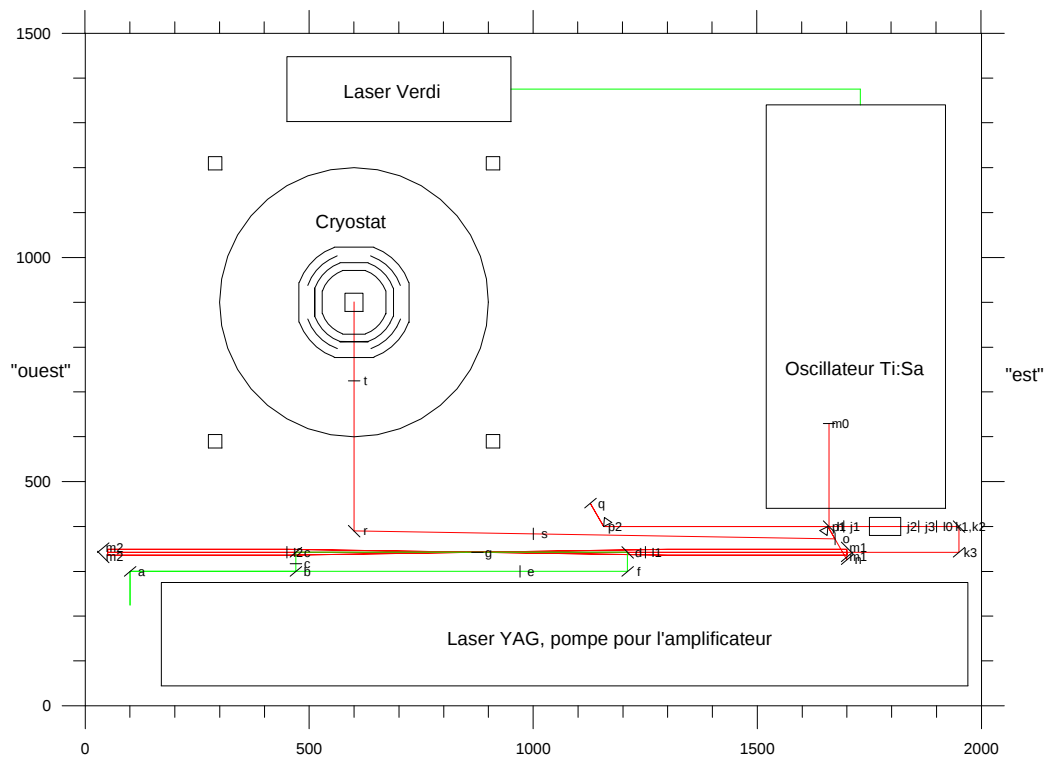


FIG. A.2 – Plan de l'amplificateur et de l'implantation générale des lasers (ech. 1/10)

a	miroir renvoi 45° pompe 532 nm	Casix SFM0203
b	cube 50/50 à 532 nm	Casix CBS0101-532
c	lentille pompe f1 532 nm $f = 330$ mm	($f500+f1000$) Thorlabs A
d1	cube 45 f1	Casix LRP0101
d2	cube 45 f2	Casix LRP0101
e	lentille pompe f2 532 nm $f = 500$ mm	Thorlabs A
f	miroir de renvoi 45° à 532 nm f2	Casix SFM0203
g	cristal Ti:Sa	OLI/Crystech
h	sortie miroir 45° 790 nm	Lambda Research Optics diam 12.7 mm
j1	polariseur	Avesta OG8
j2	Pockels	Avesta OG8
j3	analyseur	Avesta OG8
k1, k2	ascenseur, 2 miroirs 45° 790 nm	Lambda Research Optics diam 12.7 et 25.4 mm
k3	miroir 45° 790 nm vers ampli	Lambda Research Optics diam 12.7 mm
l1	lentilleTiSa Est $f = 400$ mm	Thorlabs LA1172 B
l2	lentilleTiSa Ouest $f = 400$ mm	Thorlabs LA1172 B
m1	toit “est”	Melles-Griot MaxBrite 02MPQ002/003
m2	toit “ouest”	Melles-Griot MaxBrite 02MPQ002/003
n	miroir sortie ampli 45° 790 nm	Lambda Research Optics diam 12.7 mm
o1, o2	entrée, sortie compresseur 45° 790 nm	Lambda Research Optics diam 12.7 mm
p1, p2	prisme SF11 compresseur	Thorlabs PS851
q	miroir bout du compresseur	Lambda Research Optics diam 12.7 mm
s	lentille diverg $f = -100$ mm	Thorlabs B
t	lentille convg $f = +187$ mm	($f = 300 + 500$) Thorlabs B

A.3 Calcul des effets non linéaires dans le cristal

On considère le dernier passage dans le cristal de longueur l_c . L'énergie E_f de l'impulsion est supposée de l'ordre de $5 \mu\text{J}$, sa durée est 200 fs, la taille du faisceau est caractérisée par le diamètre $2w_c$. Les effets non linéaires sont caractérisés par le déphasage non linéaire B produit par l'indice non linéaire $n(I)$ [64] p.73 :

$$n(I) = n_0 + n_2 I + \dots \quad (\text{A.1})$$

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 l_c \frac{E_f}{\tau \pi w_c^2} \quad (\text{A.2})$$

Nous verrons que $\tau \simeq 2\tau_0 = 400$ fs après amplification. Il faut garder $B < 1$ pour éviter

l'autofocalisation. Ceci donne une limite inférieure pour le diamètre du faisceau :

$$0.27 \text{ mm} < 2 w_c$$

On peut remarquer que la formule A.1 se réfère au seuil d'autofocalisation pour rendre le faisceau convergeant malgré la diffraction. Si on cherche le seuil pour que l'autofocalisation se produise réellement dans le cristal, il est plus élevé d'un facteur z_R/l_c qui est environ 5 fois plus élevé en intensité (ou $\sqrt{5}$ en moins pour w_c). Au total, on prend $2 w_c = 0.5 \text{ mm}$ qui assure un facteur de sécurité de 4 en intensité. La longueur de Rayleigh correspondante dans le vide est $z_R = \pi w_c^2/\lambda = 248 \text{ mm}$.

D'après [64] p.146, le seuil de dommage pour le pompage à 532 nm est 10 J/cm². Le seuil pratique est 4 J/cm². Cela justifie le pompage par les deux bouts pour augmenter l'excitation en limitant le flux à la surface. D'après le paragraphe sur le pompage ci-après, le diamètre est de 0.8 mm et l'énergie de l'ordre de 7 mJ. Soit une fluence $\Phi \simeq 2 \text{ J/cm}^2$. Il faut donc faire attention à la focalisation du faisceau YAG. D'ailleurs le cristal à bel et bien été abimé lors de nos premiers essais.

A.4 Calcul de la cavité

A.4.1 Géométrie

La cavité est de type "4f", qui représente la distance entre les fonds des toits formant la cavité [64] p.83. Le centre est conjugué des miroirs d'après la formule d'optique gaussienne :

$$\frac{1}{p'} - \frac{1}{p + z_R^2/(p + f)} = \frac{1}{f} \quad (\text{A.3})$$

avec $p = -f$. La focale choisie est $f = 400 \text{ mm}$. Les faisceaux au niveau des miroirs sont éloignés de l'axe de $y = 7.5 \text{ mm}$ et ont un diamètre $2 w_m$ relié à $2 w_c$ par $2 w_m/2 w_c = f/z_R$ soit $2 w_m = 0.8 \text{ mm}$.

La présence du cristal et le fait que les lentilles ne sont pas réellement infiniment minces conduisent à allonger la cavité. De façon plus précise, les lentilles contribuent chacune de $HH' = t_c(1 - \frac{1}{n})$, avec $t_c=3 \text{ mm}$ et $n = 1.515$. Soit $HH' = 1.02 \text{ mm}$. De la même façon le cristal contribue pour $l_c(1 - \frac{1}{n_c}) = 6.5 \text{ mm}$. Au total, il faut allonger la cavité de 8.5 mm. On peut aussi évaluer l'ordre de grandeur des aberrations des lentilles simples utilisées : l'aberration sphérique (raccourcissement de la focale) vaut $\frac{0.067 f}{(f/\#)^3} = 1.5 \mu\text{m}$ où $f/\# = f/\text{ClearAperture}$ est le nombre d'ouverture, qui vaut $\frac{400}{2 \times 7.5} = 27$ dans notre cas. Elles sont donc négligeables.

A.4.2 Adaptation du mode entre l'oscillateur et l'ampli

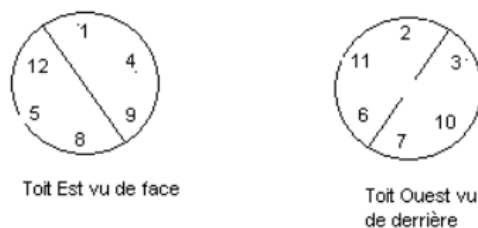
Elle peut être réalisée avec une lentille de $f = 300$ mm placée à 331 mm de la sortie de l'oscillateur. Elle rend essentiellement le faisceau parallèle avec un diamètre de l'ordre de 3 fois celui de sortie de l'oscillateur.

A.4.3 Faisceaux de pompage

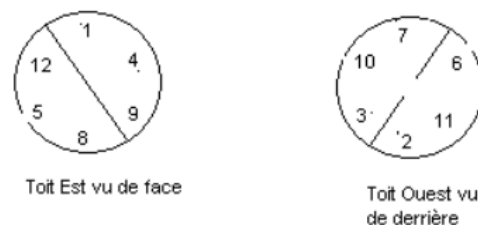
Le cône formé par les six faisceaux a un diamètre de 0.8 mm au niveau des faces du cristal $[2 \times (0.25 + 0.14)]$ qu'il faut couvrir par le faisceau de pompage. A partir des 3 mm du faisceau du YAG doublé situés à 1.5 m, on obtient à peu près le bon diamètre avec une lentille focale 330 mm ($f = 500 + f = 1000$) à 420 mm du cristal pour le faisceau f1, et pour le faisceau f2 (distance 2.2 m), avec une lentille $f = 500$ mm à 640 mm du cristal.

A.4.4 Faisceaux dans la cavité

Le faisceau entre en haut du toit "Est". Les points d'impacts successifs se répartissent sur chacun des miroirs sur un hexagone centré à $h = 38$ mm et de rayon 7.5 mm. Sans lentilles dans la cavité, on obtient cette figure :



Avec les deux lentilles, on obtient un résultat identique sur le toit "Est" et inversé sur le toit "Ouest" :



A.4.5 Calcul du gain

On suppose que l'on est loin de la saturation. D'après [64] p.72, celle-ci est atteinte pour une fluence de 1 J/cm^2 , soit pour nous 2.5 mJ sur un diamètre de 0.05 cm . En dessous de la saturation, le gain par passage est

$$G = \exp(\sigma_e N_{ex} l_c) \quad (\text{A.4})$$

où σ_e est la section efficace d'émission stimulée du Ti:Sa ($\lambda_{em} = 800 \text{ nm}$, polarisation σ) : $1.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ (figure 2.4 p.29 de la référence [64]), N_{ex} densité d'ions Ti excités : $5.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (voir ci-après), l_c longueur du cristal : 1.5 cm . En fait, c'est l'énergie de pompage (15 mJ) qui détermine N_{ex} . Si on admet qu'elle est totalement absorbée dans le volume de diamètre 0.8 mm et 15 mm de longueur et crée des états excités avec un rendement 1, on obtient $N_{ex} = 5.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, ce qui représente $1/5$ de la densité des ions Ti^{3+} .

Avec ces chiffres (optimistes) on obtient un gain $G = \exp(1.12) \simeq 3.4$. Si on veut obtenir $5 \mu\text{J}$ à partir de 5 nJ en 6 passages, le gain minimum par passage doit être 3.2. Nous sommes donc légèrement au dessus de ce gain minimum, ce qui nous permet de pouvoir travailler avec des impulsions d'une dizaine de μJ .

A.5 Dispersion de l'impulsion et recompression

Un matériau d'indice $n(\lambda)$, de longueur l_m , traversé par l'impulsion de largeur spectrale $\Delta\lambda$ conduit, du fait de sa dispersion caractérisée par les dérivées n' et n'' , à un allongement τ_m de l'impulsion à partir de la variation de la vitesse de groupe sur la largeur spectrale de l'impulsion, ou de la formule [64] p.63 on trouve :

$$\tau_m = \frac{n'' l_m \lambda}{c} \Delta\lambda \quad (\text{A.5})$$

Le tableau ci-dessous donne les valeurs de τ_m pour les différents éléments traversés par l'impulsion. Il apparait que l'essentiel de l'allongement vient du cristal Ti:Sa lui-même. Cela conduit à un allongement d'un facteur compris entre 2 et 3 ce qui n'est pas dramatique.

Element optique	Matériau	l_m (mm)	τ_m (fs)	nb	$\tau_{\text{cumulatif}}$ (fs)
lentille simple $f = -100$	BK7	2	3.3	1	3.3
lentille simple $f = 200$	BK7	3	5.0	1	8.3
lentille simple $f = 400$ dans ampli	BK7	3	5.0	12	67.7
cristal ampli	Ti:Sa	15	30.4	6	250.0
lentille simple $f = -100$	BK7	2	3.3	1	253.3
lentille simple $f = 400$	BK7	3	5.0	1	258.2
fenêtres cryo	silice	5	8.3	3	283.0
fenêtre cellule	BK7	5	8.3	1	291.2

Pour effectuer une recompression, on peut utiliser deux prismes très dispersifs (SF11) d'épaisseur e , tête-bêche, séparés d'une distance L , dans lesquels le faisceau fait un aller et un retour après réflexion sur un miroir. La formule donnant la recompression correspondante est donnée par [64] p.64 :

$$\tau_r = \frac{8\lambda}{c} \Delta\lambda \left[-L n'^2 + e \left\{ \frac{n n''}{1 + n^2} + \left(1 - \frac{1}{(1 + n^2) n^2} \right) n'^2 \right\} \right] \quad (\text{A.6})$$

et vaut $\tau_r \simeq -60$ fs pour $L = 46$ cm et $e = 0.5$ cm. Le tableau suivant rappelle les différentes valeurs de l'indice n et de ses dérivées pour quelques matériaux. Elles sont calculées à l'aide de la formule de Sellmeier pour $\lambda = 800$ nm. Les différentes constantes des matériaux sont tirées du catalogue Melles Griot.

	n	$n' (\mu\text{m}^{-1})$	$n'' (\mu\text{m}^{-2})$
Titane-Saphir	1.760187	-0.02679	0.0641
Silice	1.4533	-0.01728	0.0398
BK7	1.5107	-0.0198	0.0492
SF11	1.7647	-0.0577	0.2091

Pour des prismes SF11 équilatéraux, l'angle d'incidence au minimum de déviation (64°) est proche de l'angle de Brewster (60.5°), et le taux de réflexion est faible (4×10^{-4}) pour la polarisation parallèle au plan de la table. Il faudra ajuster la polarisation à l'entrée pour cela.

Bibliographie

- [1] R. PELLOW et M. VALA, “The external heavy atom effect : Theory of spin-orbit coupling of alkali and noble metals in rare gas matrices”, *J. Chem. Phys.* **90**, 5612 (1989).
- [2] C. CRÉPIN-GILBERT et A. TRAMER, “Photophysics of metal atoms in rare-gas complexes”, *Int. Rev. in Phys. Chemistry* **18**, 485 (1999).
- [3] M. L. KLEIN et J. A. VENABLES, *Rare Gas Solids I*, page 559, Academic Press (1976).
- [4] J. P. TOENNIES et A. F. VILESOV, “Superfluid Helium Droplets : A Uniquely Cold Nanomatrix for Molecules and Molecular Complexes”, *Angew. Chemie Int. Ed.* **43**, 379 (2004).
- [5] F. STIENKEMEIER et K. K. LEHMANN, “Spectroscopy and dynamics in helium nanodroplets”, *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **39**, R127 (2006).
- [6] A. FUJISAKI, K. SANO, T. KINOSHITA, Y. TAKAHASHI et T. YABUZAKI, “Implantation of Neutral Atoms into Liquid Helium by Laser Sputtering”, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1039 (1993).
- [7] M. ARNDT, S. I. KANORSKY, A. WEIS et T. W. HÄNSCH, “Can paramagnetic atoms in superfluid helium be used to search for permanent electric dipole moments”, *Phys. Lett. A* **174**, 298 (1993).
- [8] E. B. GORDON, L. P. MEZHOV-DEGLIN et O. F. PUGACHEV, “Stabilization of nitrogen atoms in superfluid helium”, *JETP Lett.* **19**, 63 (1974).
- [9] S. I. KANORSKY, M. ARNDT, R. DZIEWIOR, A. WEIS et T. W. HÄNSCH, “Optical spectroscopy of atoms trapped in solid helium”, *Phys. Rev. B* **49**, 3645 (1994).
- [10] E. B. GORDON, “Impurity condensation in liquid and solid helium”, *Low Temp. Phys.* **30**, 756 (2004).
- [11] S. KANORSKY, S. LANG, T. EICHLER, K. WINKLER et A. WEIS, “Quadrupolar Deformations of Atomic Bubbles in Solid ^4He ”, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 401 (1998).
- [12] M. A. BOUCHIAT et C. BOUCHIAT, “An atomic linear Stark shift violating P but not T arising from the electroweak nuclear anapole moment”, *Eur. Phys. J. D* **15**, 5 (2001).

- [13] C. S. WOOD, S. C. BENNETT, D. CHO, B. P. MASTERSON, J. L. ROBERTS, C. E. TANNER et C. E. WIEMAN, "Measurement of Parity Nonconservation and an Anapole Moment in Cesium", *Science* **275**, 1759 (1997).
- [14] J. S. M. GINGES et V. V. FLAMBAUM, "Violations of fundamental symmetries in atoms and tests of unification theories of elementary particles", *Physics Reports* **397**, 63 (2004).
- [15] Y. TAKAHASHI, K. SANO, T. KINOSHITA et T. YABUZAKI, "Spectroscopy of alkali atoms and molecules in superfluid helium", *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1035 (1993).
- [16] M. ARNDT, S. I. KANORSKY, A. WEIS et T. W. HÄNSCH, "Long Electronic Spin Relaxation Times of Cs Atoms in solid ^4He ", *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1359 (1995).
- [17] T. KINOSHITA, K. FUKUDA, Y. TAKAHASHI et T. YABUZAKI, "Optical properties of alkali-metal atoms in pressurized liquid helium", *Phys. Rev. A* **52**, 2707 (1995).
- [18] J. H. M. BEIJERSBERGEN, Q. HUI et M. TAKAMI, "Spectroscopy and dynamics of trapped alkaline earth atoms in superfluid helium", *Phys. Lett. A* **181**, 393 (1993).
- [19] Q. HUI, J. L. PERSSON, J. H. M. BEIJERSBERGEN et M. TAKAMI, "Spectroscopy and dynamics of neutral atoms in superfluid helium", *Z. Phys. B* **98**, 353 (1995).
- [20] K. ISHIKAWA, A. HATAKEYAMA, K. GOSYONO-O, S. WADA, Y. TAKAHASHI et T. YABUZAKI, "Laser spectroscopy of thulium atoms implanted in liquid and solid ^4He ", *Phys. Rev. B* **56**, 780 (1997).
- [21] Q. HUI et M. TAKAMI, "Phonon Bands Associated with the Inner-Shell Electronic Absorption Lines of Eu Atoms in Bulk Liquid Helium", *J. Low Temp. Phys.* **119**, 393 (2000).
- [22] Y. MORIWAKI et N. MORITA, "Spectroscopic studies on Yb^+ ions in liquid helium", *Eur. Phys. J. D* **13**, 11 (2001).
- [23] H. J. REYHER, H. BAUER, C. HUBER, R. MAYER, A. SCHÄFER et A. WINNACKER, "Spectroscopy of barium ions in HeII ", *Phys. Lett. A* **115**, 238 (1986).
- [24] C. M. WEINERT, F. FORSTMANN, R. GRINTER et D. M. KOLB, "On the role of the dynamic Jahn-Teller effect in the spectra of matrix-isolated atoms with strong Spin-Orbit coupling", *Chem. Phys.* **80**, 95 (1983).
- [25] S. I. KANORSKY et A. WEIS, "Optical and magneto-optical spectroscopy of point defects in condensed helium", *Adv. in at., mol. and opt. phys.* **38**, 87 (1998).
- [26] P. MOROSHKIN, A. HOFER, S. ULZEGA et A. WEIS, "Spectroscopy of atomic and molecular defects in solid ^4He using optical, microwave, radio frequency, and static magnetic and electric fields (Review)", *Low Temp. Phys.* **32**, 981 (2006).
- [27] S. LANG, *Optisch detektierte Magnetresonanz an Cäsium Atomen in festem ^4He* , Thèse de doctorat, Université de Munich (Allemagne) (1997).

- [28] T. FURUKAWA, Y. MATSUO, A. HATAKEYAMA, Y. FUKUYAMA, T. KOBAYASHI, H. IZUMI et T. SHIMODA, "Measurement of a Long Electronic Spin Relaxation Time of Cesium Atoms in Superfluid Helium", *Phys. Rev. Lett.* **96**, 095301 (2006).
- [29] R. MÜLLER-SIEBERT, *Optimierung und Charakterisierung eines Tieftemperatur-Spektrometers zur Untersuchung von magneto- und elektro-optischen Effekten an Alkaliatomen in He-Kristallen*, Thèse de doctorat, Université de Fribourg (Suisse) (2002).
- [30] S. KANORSKY, A. WEIS, M. ARNDT, R. DZIEWIOR et T. W. HÄNSCH, "Pressure shift of atomic resonance lines in liquid and solid helium", *Z. Phys. B* **98**, 371 (1995).
- [31] D. NETTELS, A. HOFER, P. MOROSHKIN, R. MÜLLER-SIEBERT, S. ULZEGA et A. WEIS, "Discovery of Dumbbell-Shape Cs*He_n Exciplexes in Solid ⁴He", *Phys. Rev. Lett.* **94**, 063001 (2005).
- [32] P. MOROSHKIN, A. HOFER, D. NETTELS, S. ULZEGA et A. WEIS, "Cs*He_n exciplexes in solid ⁴He", *J. Chem. Phys.* **124**, 024511 (2006).
- [33] A. HOFER, P. MOROSHKIN, S. ULZEGA et A. WEIS, "Lifetime of the Cs 6P_{1/2} state in bcc and hcp solid ⁴He", *Eur. Phys. J. D* **46**, 9 (2008).
- [34] A. WEIS, S. KANORSKY, M. ARNDT, R. DZIEWIOR et T. W. HÄNSCH, "Spin physics in solid helium : experimental results and applications", *Z. Phys. B* **98**, 359 (1995).
- [35] S. LANG, M. ARNDT, T. W. HÄNSCH, S. I. KANORSKY, S. LÜCKE, S. B. ROSS et A. WEIS, "Local field effects in the spectroscopy of Cs atoms trapped in solid ⁴He", *Low Temp. Phys.* **22**, 129 (1996).
- [36] S. LANG, S. KANORSKY, T. EICHLER, R. MÜLLER-SIEBERT, T. W. HÄNSCH et A. WEIS, "Optical pumping of Cs atoms in solid ⁴He", *Phys. Rev. A* **60**, 3867 (1999).
- [37] K. HIROIKE, N. R. KESTNER, S. A. RICE et J. JORTNER, "Study of the properties of an excess electron in liquid helium. II. A refined description of configuration changes in the liquid", *J. Chem. Phys.* **43**, 2625 (1965).
- [38] A. P. HICKMAN et N. F. LANE, "Localized state of helium in liquid helium", *Phys. Rev. Lett.* **26**, 1271 (1971).
- [39] H. BAUER, M. BEAU, B. FRIEDL, C. MARCHAND, K. MILTNER et H. J. REYHER, "Laser spectroscopy of alkaline earth atoms in HeII", *Phys. Lett. A* **146**, 134 (1990).
- [40] S. I. KANORSKY, M. ARNDT, R. DZIEWIOR, A. WEIS et T. W. HÄNSCH, "Pressure broadening of the resonance line of barium atoms in liquid helium", *Phys. Rev. B* **50**, 6296 (1994).
- [41] T. EICHLER, *Magneto-optical Spectroscopy of Alkali Atoms in Helium Crystals*, Thèse de doctorat, Université de Bonn (Allemagne) (2000).
- [42] J. PASCALE, "Use of *l*-dependent pseudopotentials in the study of alkali-metal-atom-He systems. The adiabatic molecular potentials", *Phys. Rev. A* **28**, 632 (1983).

- [43] J. DUPONT-ROC, "Excited p-states of alkali atoms in liquid helium", *Z. Phys. B* **98**, 383 (1995).
- [44] T. KINOSHITA, K. FUKUDA, Y. TAKAHASHI et T. YABUZAKI, "Optical properties of impurity atoms in pressurized liquid helium", *Z. Phys. B* **98**, 387 (1995).
- [45] T. KINOSHITA, K. FUKUDA et T. YABUZAKI, "Doubly shaped D₂ excitation spectra of Cs and Rb atoms in superfluid helium due to a quadrupole bubble surface oscillation", *Phys. Rev. B* **54**, 6600 (1996).
- [46] P. W. ANDERSON, "Pressure Broadening in the Microwave and Infra-Red Regions", *Phys. Rev.* **76**, 647 (1949).
- [47] P. W. ANDERSON, "A Method of Synthesis of the Statistical and Impact Theories of Pressure Broadening", *Phys. Rev.* **86**, 809 (1952).
- [48] E. R. GRILLY, "Pressure-Volume-Temperature Relations in Liquid and Solid ⁴He", *J. Low Temp. Phys.* **11**, 33 (1973).
- [49] R. R. CONTE, *Éléments de cryogénie*, Masson et Cie (1970).
- [50] T. MAEDER, *Mesure de température par thermistance Pt100/Pt1000* (2006).
- [51] H. PRESTON-THOMAS, "The International Temperature Scale of 1990", *Metrologia* **27**, 3 (1990).
- [52] J. J. NIEMELA et R. J. DONNELLY, "Density and Thermal Expansion Coefficient of Liquid Helium-4 from Measurements of the Dielectric Constant", *J. Low Temp. Phys.* **98**, 1 (1995).
- [53] G. BON MARDION, G. CLAUDET et P. SEYFERT, "Steady state heat transport in superfluid helium at 1 bar", *Cryogenics* **19**, 45 (1979).
- [54] K. O. KESHISHEV, A. Y. PARSHIN et A. B. BABKIN, "Crystallization waves in He⁴", *Sov. Phys. J.E.T.P.* **53**, 362 (1981).
- [55] Y. MORII et E. D. ADAMS, "Capacitive pressure gauge for use inside a sample cell", *Rev. Sci. Instrum.* **52**, 1779 (1981).
- [56] E. D. ADAMS, "High-resolution capacitive pressure gauges", *Rev. Sci. Instrum.* **64**, 601 (1993).
- [57] S. BALIBAR, C. GUTHMANN et E. ROLLEY, "From vicinal to rough crystal surfaces", *J. Phys. I* **3**, 1475 (1993).
- [58] S. BALIBAR, H. ALLES et A. Y. PARSHIN, "The surface of helium crystals", *Rev. Mod. Phys.* **77**, 317 (2005).
- [59] M. ARNDT, R. DZIEWIOR, S. KANORSKY, A. WEIS et T. W. HÄNSCH, "Implantation and spectroscopy of metal atoms in solid helium", *Z. Phys. B* **98**, 377 (1995).
- [60] P. MOROSHKIN, A. HOFER, S. ULZEGA et A. WEIS, "Impurity-stabilized solid ⁴He below the solidification pressure of pure helium", *Nat. Phys.* **7**, 27 (2007).

- [61] S. NOLTE, C. MOMMA, H. JACOBS, A. TÜNNERMANN, B. CHICHKOV, B. WELLEGHAUSEN et H. WELLING, "Ablation of metals by ultrashort laser pulses", *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2717 (1997).
- [62] E. GAMALY, A. RHODE, O. UTEZA, V. KOLEV, B. LUTHER-DAVIES, T. BAUER, J. KOCH, F. KORTE et B. CHICHKOV, "Control over a phase state of the laser plume ablated by a femtosecond laser : spatial pulse shaping", *J. Appl. Phys.* **95**, 2250 (2004).
- [63] G. DÜRR, *Pulse length measurements of a femtosecond laser using optical autocorrelation-Description and manual* (2007).
- [64] C. LEBLANC, "Control over a phase state of the laser plume ablated by a femtosecond laser : spatial pulse shaping", *Annales de Phys.(Paris)* **19**, 1–169 (1994).
- [65] B. CAGNAC et J.-P. FAROUX, *Lasers*, EDP sciences/CNRS Éditions (2002).
- [66] D. A. STECK, "Cesium D Line Data", (2008).
- [67] J. M. AMINI et H. GOULD, "High precision measurement of the static dipole polarizability of Cesium", *Phys. Rev. Lett.* **91**, 153001 (2003).
- [68] A. F. ANDREEV et A. É. MEIEROVICH, "Theory of charge and impurity transfer in quantum crystals", *Sov. Phys.-JETP* **40**, 776 (1974).
- [69] V. N. GRIGOR'EV, "Diffusion in solid helium (A review)", *Low Temp. Phys.* **23**, 3 (1997).
- [70] D. NETTELS, *Optical magnetic resonance tomography and Laser spectroscopy of cesium atoms trapped in solid helium*, Thèse de doctorat, Université de Fribourg (Suisse) (2003).
- [71] W. G. DRISCOLL et W. VAUGHAN, *Handbook of Optics*, pages 10–13, McGraw-Hill Book Company (1978).
- [72] *Catalogue Thorlabs*, vol. 19 édition.
- [73] R. H. CREPEAU, D. D. M. L. O. HEYBEY A et S. A. STRAUSS, "Sound Propagation in hcp Solid Helium Crystals of Known Orientation", *Phys. Rev. A* **3**, 1162 (1971).
- [74] L. SIMON, *Vers la mesure de la biréfringence d'un cristal d'hélium*, Thèse de maître, Université de Cergy-Pontoise (France) (2006).
- [75] T. McMILLAN, P. TABOREK et J. E. RUTLEDGE, "A low drift high resolution cryogenic null ellipsometer", *Review of Scientific Instruments* **75**, 5005 (2004).
- [76] S. BALIBAR et F. CAUPIN, "Supersolidity and disorder", *J. Phys. : Condens. Matter* **20**, 173201 (2008).
- [77] E. KIM et M. H. W. CHAN, "Probable observation of a supersolid helium phase", *Nature* **427**, 225 (2004).
- [78] P. F. MOULTON, "Spectroscopic and laser characteristics of $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ ", *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 125 (1986).

Résumé :

Ce mémoire de thèse décrit l'implantation et l'étude spectroscopique d'atomes de césium dans un monocristal d'hélium hcp à une température de 1.1 K dont une des applications possible pourrait être une mesure du moment anapolaire du noyau de Cs. Nous avons mis en place un cryostat optique permettant de travailler pendant plusieurs mois avec un monocristal d'hélium orienté. L'implantation des atomes de césium a été réalisée par atomisation laser à partir de grains métalliques, d'abord avec un laser YAG doublé, puis avec un laser Ti:Sa femtoseconde amplifié. Ce nouveau procédé a permis d'obtenir une densité atomique supérieure tout en déposant moins d'énergie dans le cristal. La détection optique des atomes a mis en évidence un allongement notable de la durée de piègeage de la population atomique à 1.1 K par rapport à 1.6 K. La forme de raie de la transition D_2 ($6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$) en absorption est compatible avec une levée de dégénérescence entre les sous-niveaux $M_J = \pm 3/2$ et $\pm 1/2$ de 200 cm^{-1} , en bon accord avec les prévisions théoriques donnant l'écart en énergie entre ces sous-niveaux dans une bulle atomique présentant une anisotropie statique de 6%. L'analyse de l'intensité relative des composantes de la raie D_2 permet d'inférer que la composante haute énergie correspondrait aux sous-niveaux $|M_J| = 1/2$ et que la déformation de la bulle autour de l'état fondamental serait négative (en forme de coussin). Nous avons cherché à vérifier la dépendance de la forme de raie avec la polarisation de la lumière. La faiblesse des effets observés laisse supposer soit que la lumière incidente est dépolarisée, soit l'axe local de l'anisotropie du cristal autour des atomes est désorienté de manière isotrope.

Mots clés : hélium solide, césium, spectres optiques, polarisation, cryostat optique, pulvérisation laser.

Abstract :

This manuscript deals with the production and spectroscopic studies of cesium atoms embedded in a hcp helium single crystal near 1.1 K in view of possibly using them for measuring Cs nucleus anapole moment. We have built up an optical cryostat able to keep single oriented crystals for several months. Crystal doping with cesium atoms was made by laser sputtering from metal grains, first with a second harmonic YAG laser and then with an amplified femtosecond Ti:Sa laser. With this new process, cesium atom density is significantly higher while putting less energy inside the crystal. At 1.1 K, optical detection of these atoms reveals that they are trapped in atomic form for a longer time than at 1.6 K. The D_2 ($6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$) absorption line shape suggests an energy level splitting between sub-levels $M_J = \pm 3/2$ and $\pm 1/2$ around 200 cm^{-1} , in good agreement with theoretical predictions of the energy splitting for a static deformation (6%) of the atomic bubble. From the intensities of D_2 components, we deduce that the high frequency one could be the $|M_J| = 1/2$ sub-level and as a consequence that the atomic bubble deformation in the ground state should be oblate (like a cushion). We searched for a dependency of the line shape with light polarization. The effects are weaker than expected. This could result either from incident light depolarization by the cryostat windows or from an isotropic distribution of the local anisotropic axis felt by the atoms.

Keywords : solid helium, cesium, optical spectra, polarization, optical cryostat, laser sputtering.