



Production d'une source d'ions césium monocinétique basée sur des atomes refroidis par laser en vue d'un couplage avec une colonne à faisceaux d'ions focalisés

Leila Kime

► To cite this version:

Leila Kime. Production d'une source d'ions césium monocinétique basée sur des atomes refroidis par laser en vue d'un couplage avec une colonne à faisceaux d'ions focalisés. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT: 2012PA112217 . tel-00781962

HAL Id: tel-00781962

<https://theses.hal.science/tel-00781962>

Submitted on 28 Jan 2013

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

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

UNIVERSITÉ PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

ECOLE DOCTORALE ONDES ET MATIÈRE
LABORATOIRE AIMÉ COTTON

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD

par

LEÏLA KIME

**Production d'une source d'ions césium monocinétique
basée sur des atomes refroidis par laser en vue d'un
couplage avec une colonne à faisceaux d'ions focalisés**

Soutenue le 10 octobre 2012 devant la commission d'examen composée de :

M. Daniel COMPARAT
M. Hervé DALLAPORTA
M. Francisco PERALES
Mme. Anne LAFOSSE
M. Jacques GIERAK
M. Bernard RASSER
M. Pierre PILLET

Directeur de thèse
Rapporteur
Rapporteur
Présidente
Examineur
Examineur
Invité

A mes parents, ils sauront pourquoi

Ad augusta per angusta

VICTOR HUGO, *Hernani ou l'Honneur castillan*

Table des matières

Introduction générale	9
1 Les sondes ioniques focalisées	15
1.1 Les faisceaux d'ions focalisés	15
1.1.1 Les colonnes d'ions	15
1.1.2 Les domaines d'application des faisceaux d'ions focalisés	17
1.1.3 Les sources d'ions	22
1.2 La qualité d'un faisceau d'ions	30
1.2.1 Les paramètres clés de la source	31
1.2.2 Les aberrations de la colonne optique	36
1.2.3 Les effets coulombiens et la dispersion en énergie . . .	40
1.3 Les sources d'ions à atomes froids	43
1.3.1 Les atomes froids	43
1.3.2 Les différentes productions de sources à atomes froids .	48
1.3.3 Les limitations actuelles	53
1.3.4 Une nouvelle approche : le jet atomique continu et l'ionisation par champ	54
2 Développement d'un jet atomique de césium refroidi	57
2.1 Le four à recirculation	57
2.1.1 Principe du four à recirculation	57
2.1.2 Etude théorique du jet atomique	59
2.2 La collimation et la compression d'un jet rapide	66
2.2.1 La collimation par laser	66
2.2.2 La compression	76
2.3 Le dispositif expérimental	80
2.3.1 Le four utilisé - Les modifications apportées	82
2.3.2 La chambre de collimation et de compression	86
2.3.3 Les sources optiques	88
2.4 La détection et la caractérisation du jet atomique	91
2.4.1 La détection	91

2.4.2	La caractérisation du jet thermique	94
2.5	Conclusion	101
3	L'ionisation par champ d'atomes de Rydberg	103
3.1	Les atomes de Rydberg	105
3.1.1	L'excitation Rydberg	106
3.1.2	L'ionisation par champ - Le choix du niveau Rydberg .	109
3.2	Détermination de la configuration des électrodes d'ionisation .	115
3.3	Le montage expérimental	126
4	Le faisceau d'ions et l'optique ionique	131
4.1	Les premières évaluations de notre configuration	131
4.2	La focalisation du faisceau d'ions	137
4.3	La mise en évidence des effets coulombiens dans le faisceau d'ions de césium	142
4.4	Conclusion	155
	Conclusion générale	157

Introduction générale

Concevoir et industrialiser des faisceaux de particules focalisés à l'échelle de quelques nanomètres, permettant notamment la modification ou l'élaboration de nanostructures est un enjeu de taille pour le futur. La technologie FIB (Focused Ion Beam) permet de générer un faisceau d'ions de diamètre ajustable jusqu'à quelques nanomètres ce qui en fait l'outil le plus petit au monde. La technique FIB est utilisée dans des domaines variés nécessitant un contrôle nanométrique. Les applications courantes concernent l'industrie des semi-conducteurs et permettent le nano-usinage, l'édition de circuits électroniques ou encore l'analyse de défaillances. Les faisceaux FIB doivent cependant repousser leurs limites actuelles. En effet, l'essentiel de la technologie FIB est basé sur le principe de la LMIS (Liquid Metal Ion Source). Cette technique repose sur l'utilisation d'une pointe de tungstène recouverte de gallium liquide extrait par un fort champ électrique. L'une des limitations de cette technologie est l'usage du gallium qui entraîne une contamination des surfaces usinées ainsi qu'une faible sensibilité analytique. Cette technologie prive ainsi l'industrie des semi-conducteurs d'un outil "en-ligne". Le second problème posé par les LMIS concerne la forte dispersion en énergie (5 eV) des ions du jet, ce qui interdit la possibilité d'effectuer des interventions d'une taille donnée avec des énergies plus faibles que celles engendrées par la LMIS. Ces énergies sont typiquement de 30 keV, une meilleure résolution à plus basses énergies serait donc très utile pour limiter les défauts cristallins induits par les ions. La recherche de nouvelles sources d'ions monocinétiques et/ou non contaminants (gaz rare) est donc un enjeu important, à la fois pour l'industrie et les laboratoires de recherche.

Une solution proposée à ces limitations est basée sur l'étude d'une source à base d'un plasma ultra-froid qui possède une dispersion en énergie de l'ordre du meV à comparer à la valeur typique de quelques eV pour les sources d'ions pour les sources d'ions les plus couramment utilisées dans les FIB (source à métal liquide LMIS). Extraire, à l'aide d'un champ électrique les ions d'un plasma ultra-froid pourrait s'avérer un tournant décisif dans le domaine des sources d'ions. Nous nous focaliserons sur les sources d'ions, mais

une "simple" inversion des voltages d'extractions permettrait d'extraire d'un plasma ultra-froid des électrons à une température électronique de l'ordre du Kelvin à comparer à la valeur typique d'au moins 1000 K pour les sources habituelles d'électrons (canon thermoélectronique, canon à émission de champ, photocathode, nanotubes de carbone, ...). Ainsi l'étude des plasmas froids, habituellement obtenue par ionisation laser d'atomes préalablement refroidis, peut amener aux développements de sources de particules chargées (électrons ou ions) particulièrement attractives. De telles sources monocinétiques, pouvant être ultra-brèves et pulsées ou bien continues seraient très versatiles, initieraient un vaste champ de recherche et ouvriraient la voie à de nombreuses applications en physique, en chimie et en biologie.

Mes travaux de thèse s'inscrivent dans un contexte très concurrentiel et aux avancées importantes.

La réalisation, fin 2008, d'une configuration spécifique, appelée MOTIS (Magneto-Optical trap Ion Source), a été développée quasiment simultanément par deux équipes : celle de J. McClelland au NIST (Boulder, Etats-Unis) [1] et celle de O.J. Luiten et E. Vredenburg [2], de l'Université de Technologie de Eindhoven (Pays-Bas). L'équipe américaine a récemment breveté [3] cette nouvelle technologie qu'est le MOTIS. Ce dispositif est composé d'un piège magnéto-optique (MOT, magneto-optical trap) qui permet de refroidir et de confiner les atomes dans l'espace. Un laser ionise ensuite ces atomes et deux électrodes permettent alors l'extraction des ions et l'obtention d'un jet d'ions de haute résolution et de faible dispersion en énergie. Cependant, le faible flux du jet ionique (de l'ordre de quelques picoampères) limite pour l'instant ce procédé. Il s'agit donc de concevoir un nouveau principe qui conservera les avancées dues au MOTIS tout en augmentant le flux final pour atteindre les nanoampères utilisés dans les FIB actuels.

La nouvelle approche décrite dans ce manuscrit consiste en l'obtention d'une source large mais monodirectionnelle afin d'obtenir un fort courant (de quelques dizaines de nA) tout en conservant une forte brillance, paramètre qui mesure la qualité géométrique et le courant focalisable dans un faisceau. Le but de mes travaux de thèse consiste donc dans un premier temps en la réalisation d'une source d'ions à partir d'atomes de césium issus d'atomes refroidis par laser. Puis, il s'agira de coupler cette nouvelle source à une colonne d'optique FIB. La technologie des atomes froids permet de garder de faibles températures (μK), de minimiser les effets de charge, de réduire les aberrations chromatiques liées aux éléments optiques constitutifs de la colonne FIB. Notre idée est basée sur la création d'une source ionique par un jet atomique. Le jet atomique de fort flux sera caractérisé par une

faible divergence et une petite taille pour conserver une forte brillance. Dans un premier temps, le faisceau d'atomes sera collimaté par laser (dispositif appelé mélasse optique) pour réduire la divergence du jet, puis comprimé afin de réduire sa taille dans les deux dimensions de l'espace (dispositif appelé MOT-2D). Une fois le faisceau mis en forme par laser, les atomes devront être ionisés et accélérés. Cette étape est cruciale et demande un compromis difficile à trouver sur la valeur du champ d'extraction. En effet, un champ d'extraction fort semble nécessaire pour éviter que les effets d'interaction coulombiennes entre les particules aient le temps de dégrader le faisceau. Toutefois, comme les particules ne s'ionisent pas toutes à la même position, donc pas au même potentiel, un champ électrique fort crée une forte dispersion en énergie. Au contraire, un champ d'extraction faible engendrera une forte charge d'espace donc augmentera aussi la dispersion en énergie. Afin de contourner ce problème, qui limite actuellement le flux des MOTIS, nous avons choisi une étape intermédiaire avant l'ionisation consistant à exciter les atomes jusqu'à un état de Rydberg (i.e. où l'électron est très excité). La trajectoire de ces états de Rydberg les amènera alors à être ionisés à un champ donné et à limiter les aberrations chromatiques. Il a été décidé de commencer par créer une source ionique de césium, car le refroidissement de cet atome est particulièrement bien connu par l'équipe du laboratoire Aimé Cotton. De plus, le césium est un élément très réactif qui offre notamment la possibilité d'effectuer des analyses de surface. La source d'ions césium qui sera ensuite couplée à une optique FIB permettra rapidement d'en utiliser les propriétés pour le diagnostic SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy). Ce type de source pourra être à plus long terme constituée d'ions non réactifs afin de minimiser la contamination des éléments usinés. Un système FIB associant une source très brillante d'ions émis à partir d'un plasma ultra-froid à une optique ionique focalisatrice permettra d'obtenir des faisceaux d'ions non contaminants pour des applications dans l'analyse et l'élaboration de nanostructures ou encore des applications en biologie via l'imagerie et l'analyse de structures sub-cellulaires.

Mes travaux de thèse s'inscrivent dans une collaboration entre le Laboratoire Aimé Cotton, l'un des laboratoires de recherche les plus impliqués dans l'étude des plasmas ultra-froids et la société Orsay Physics, spécialisée en optique des particules chargées ainsi que dans la conception et la fabrication de colonnes à faisceaux d'ions et d'électrons focalisés (FIB/FEB). J'ai ainsi pu effectué ma thèse dans le cadre d'une convention CIFRE au sein des deux organisations. La première partie de cette thèse qui a consisté à concevoir et monter l'expérience du jet collimaté a été effectuée au Laboratoire Aimé Cotton alors que la seconde s'est exclusivement déroulée dans les locaux de

la société Orsay Physics. Dans ce contexte et au vu de l'avancée des équipes concurrentes, il nous a semblé important, dans un premier temps, de conserver l'opportunité de pouvoir poser un brevet sur le prototype de source d'ions césium. Cependant, au vu du déroulement des travaux, la décision a été prise de laisser les avancées apportées par cette thèse dans le domaine public. Finalement, en lieu et place d'un brevet, nous avons décidé de publier nos idées. Ainsi, un article est en cours de publication.

Nous allons à présent exposer la structure générale de ce mémoire.

Le **chapitre 1** est consacré au contexte scientifique de la réalisation de cette thèse. Ces travaux se situent au confluent de deux domaines de la physique que sont la physique atomique et la physique des particules chargées. Il m'est donc apparu nécessaire de rendre compte des différentes notations et conventions ainsi que de techniques courantes à chacun de ces domaines que j'ai pu rencontrer au cours de ma thèse. Ainsi, il sera question dans cette partie de la technologie FIB, en ce qui concerne son fonctionnement et ses principales applications. Une revue complète bien que non exhaustive des différentes sources ioniques applicables à la FIB y est détaillée. Les critères et caractéristiques d'une source dépendent de paramètres que sont l'émission et la brillance ainsi que la dispersion en énergie. Ces paramètres clés seront exposés. Enfin, il s'agira d'approfondir l'idée développée par le MOTIS et autres sources d'ions basées sur les atomes froids. Pour enfin, présenter brièvement le schéma directeur de notre approche.

Les chapitres suivants seront entièrement consacrés aux travaux réalisés durant cette thèse.

Le **chapitre 2** traitera de la production du jet atomique de césium. Une étude théorique du jet atomique y sera développée. La conception et le montage du four à recirculation y seront exposés. Nous verrons les nouveautés apportées aux dessins des fours à recirculation plus classique, notamment concernant les échanges thermiques. Concernant l'étape cruciale de collimation qui permettra l'obtention d'un jet monocinétique par création d'une mélasse optique, nous verrons les solutions proposées pour la collimation d'un jet rapide. Ces dernières passent par la production d'une mélasse optique dont les lasers sont polarisés circulairement. Ainsi, il sera possible d'atteindre des températures de refroidissement laser inférieures à celles obtenues pour un refroidissement plus classique, dites sub-doppler. Une simulation de l'étape de collimation sera utile pour s'assurer de l'efficacité de cette dernière. Enfin, nous évoquerons rapidement la compression qui permettra de renforcer la

brillance du jet atomique grâce à un fort gradient de champ magnétique combinée à une mélasse, qui définissent le MOT-2D. Le montage expérimental de la production du jet de césium et de la collimation y est détaillé.

Le **chapitre 3** décrira l'étape d'excitation Rydberg et d'ionisation par champ électrique des atomes issus du jet. Les choix établis concernant la nature du niveau de Rydberg seront exposés. En effet, un dilemme subsiste quant à connaître le niveau de Rydberg qui s'ionisera sans créer une trop grande dispersion en énergie. Nous aborderons également les raisons qui nous ont amenées à créer un profil de champ électrique propice à l'excitation et à l'ionisation. Les contraintes imposées par l'excitation qui exige un faible gradient de champ et la nécessité d'ioniser les atomes de Rydberg en fort champ seront explicités. Enfin, la conception particulière et le montage expérimental de la chambre d'excitation-ionisation seront exposés.

Pour finir, le **chapitre 4** portera sur une étude de l'extraction du faisceau et des problématique d'effets de charge d'espace inhérentes à la création d'un faisceau dense de particules chargées. Dans un premier temps, les effets coulombiens présents lors de l'ionisation par champ du jet d'atomes de Rydberg seront étudiés par une série de simulations. L'effet des courbures de champ des électrodes d'ionisation sera mis en lumière afin de pouvoir évaluer les aberrations sphériques inhérentes à notre source. Finalement, nous analyserons l'effet du couplage d'une optique de colonne FIB sur les performances de notre source d'ions césium.

Enfin, une conclusion générale résumera les travaux développés et permettra d'évaluer les possibles futures développement en perspective.

Chapitre 1

Les sondes ioniques focalisées

1.1 Les faisceaux d'ions focalisés

1.1.1 Les colonnes d'ions

Le fil d'Ariane du développement des nanotechnologies a été maintenu au cours de ces dernières années par une volonté d'explorer pleinement le monde de l'infiniment petit. Un moyen d'y accéder est la production d'instruments miniaturisés capables de découvrir les phénomènes particuliers à ce domaine. Ce besoin d'outils spécialisés a permis l'émergence, entre autres, des microscopes électroniques et des faisceaux d'ions focalisés qui ont ouvert la voie à de nombreuses avancées dans le domaine des nanotechnologies. Les faisceaux d'ions focalisés (Focused Ion Beam, FIB) se rapprochent, de par leur fonctionnement des microscopes électroniques à balayage (MEB ou SEM, en anglais). Leurs mécanismes d'interaction basé sur l'impact de particules chargées énergétiques sur une surface d'étude en font des outils parfaitement complémentaires.

L'interaction destructive du faisceau d'ions focalisé n'est pas à confondre avec l'effet produit par les techniques de lithographie. Ces dernières incluent obligatoirement un corps intermédiaire dans la réaction pour obtenir le résultat désiré. A l'inverse, l'action de la FIB repose uniquement sur la forte énergie de son faisceau d'ions (typiquement entre 30 et 50 keV) lors des interactions ions-matière.

Une colonne FIB est un système constitué de deux parties que l'on peut distinguer ainsi (Fig.1.1) :

- une source d'ions ;

- une optique ionique focalisant et positionnant le faisceau sur l'échantillon

Les ions sont produits par une source qui peut être de diverses natures. Nous développerons les différentes sources disponibles plus loin. La colonne ionique sert à mettre en forme le faisceau d'ions produit. Ce dernier, après avoir été extrait de la source par une électrode spécifique passe à travers une lentille condenseur et des diaphragmes. Cette étape sert essentiellement à contrôler le courant ionique en sortie de système. Un système de blanking offre la possibilité d'occulter le faisceau et de contrôler son courant grâce à un détecteur, comme une cage de Faraday. Les déflecteurs, quant à eux, permettent le balayage du faisceau sur la surface de l'échantillon. Enfin, la lentille objectif est le moyen de focaliser le faisceau sur la cible à la bonne distance de travail. De nos jours, la plupart des systèmes FIB sont couplés à une colonne SEM. Ils sont dits dual beam. Dans ce cas, les ions interagissent avec l'échantillon alors que les électrons imagent le processus.

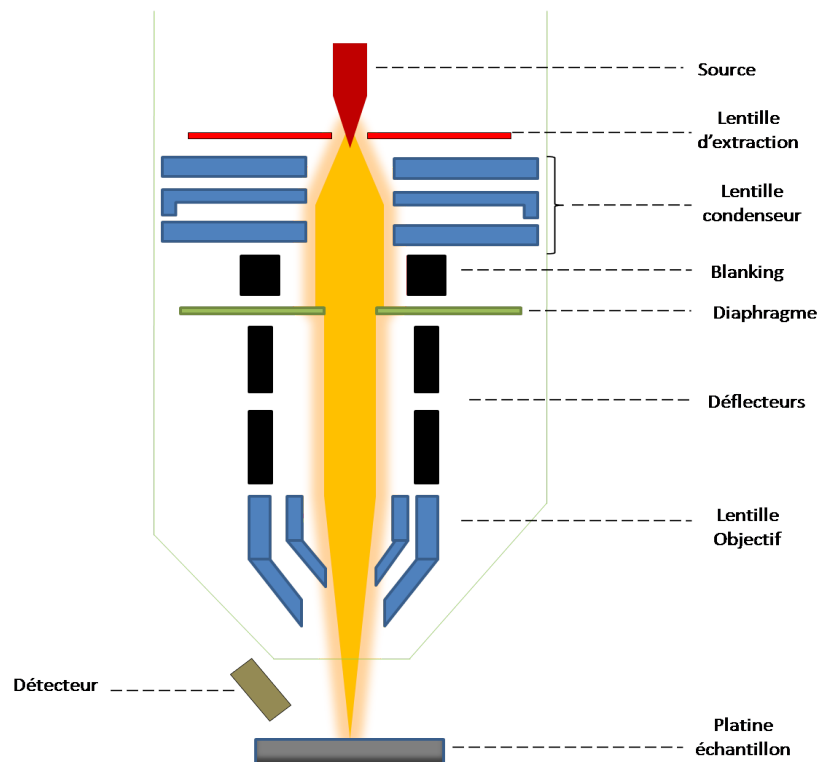


FIGURE 1.1 – Schéma de principe d'une colonne FIB inspiré de [4]

Mais revenons un instant au contexte de création d'un tel outil.

L'histoire des faisceaux d'ions commence à la fin du 19ème siècle, avec la découverte de procédés d'ionisation tels que la décharge électrique dans un gaz [5], l'ionisation de surface [6], ou encore l'ionisation par bombardement électronique [7].

Dans les années 1930, les faisceaux de particules chargées étaient couramment utilisés, La première image de SEM datant de 1935 [8] et le développement de la télévision cathodique sont une preuve de cette maîtrise des faisceaux d'électrons.

Pourtant à partir des années 1960 tout s'accélère pour les faisceaux d'ions. Les systèmes sont capables de produire des sondes ioniques de quelques pico-ampères à partir de sources plasma [9]. A la fin des années 60, l'importance de sources brillantes et de système optique à faible aberration devient une évidence pour l'obtention de meilleure résolution en imagerie [10].

Au cours de la décennie suivante, des sources d'ions basées sur la technologie GFIS (Gas Field Ionization Source) voient le jour [11] [12]. Pourtant, du fait d'un manque de facilité à l'utilisation, notamment la nécessité d'un refroidissement par cryogénie [4], elles seront vite détrônées par le développement d'un nouveau type de sources : la LMIS (Liquid Metal Ion Source) [13] [14]. Cette nouvelle source basée sur la production d'ions par effet de champ à partir de métal liquide verra son développement s'accroître et devenir de nos jours la technologie dominante utilisée principalement avec du gallium. D'autres équipes, dont celle de P. Sudraud [15], étoffent le catalogue de sources LMIS pour l'étendre à d'autres éléments. Enfin, Seliger pense à coupler une source LMIS à une colonne d'optique ionique [16]. La FIB est née. Et de nombreuses applications vont pouvoir être développées, essentiellement au cours des années 1980, afin de pouvoir exploiter cet outil innovant.

1.1.2 Les domaines d'application des faisceaux d'ions focalisés

Il existe diverses applications des faisceaux d'ions que l'on peut répertorier en quatre grandes familles d'utilisations que nous allons illustrer :

- la pulvérisation ;
- la déposition ;
- l'imagerie ;
- l'analyse.

La pulvérisation

La pulvérisation est de nos jours l'application la plus répandue de la technologie FIB. Elle est basée sur le phénomène d'érosion d'une surface solide sous l'effet d'un bombardement de particules énergétiques. Il s'agit donc d'un mécanisme de transfert d'énergie qui permet de retirer les atomes de la surface-cible et de leur communiquer une énergie de quelques électrons-volt. Cette éviction de la matière est induite lors de l'impact d'ions qui provoque une cascade de collisions élastiques et inélastiques au cœur de la surface-cible. Dans le cas de collisions inélastiques, l'énergie des ions est transférée aux électrons de surface, ce qui provoque l'ionisation des atomes de la surface-cible. Au contraire, dans le cas de collisions élastiques, l'énergie est directement transférée aux atomes ce qui permet de les déloger de leur emplacement. Ce processus de collisions en cascade est décrit dans le modèle d'interaction ion-matière [17] [18].

Le nano-usinage est une utilisation directe de cette propriété des faisceaux d'ions à graver la matière. On compte parmi les applications courantes la préparation d'échantillon, notamment la fabrication de fines lamelles qui seront utilisées lors d'une analyse T.E.M. (Transmission electron microscopy) ou la gravure dans un circuit intégré d'une aire rectangulaire, appelée cross-section afin d'étudier d'éventuelles défaillances du circuit.

L'éjection d'éléments qui viennent se redéposer à proximité de la zone à graver constitue dans certains cas un problème. En effet, les atomes retirés viennent polluer la surface usinée ou bien combler une gravure précédente. Pour contourner ce problème, un procédé consiste à associer le faisceau d'ions à une injection de gaz réactifs. Dans ce procédé (fig.1.2), la surface-cible est soumise à un bombardement simultané des ions focalisés et d'un gaz réactif qui se combinent. Le gaz, souvent des éléments halogènes ou composés halogénures, est injecté à l'aide d'un capillaire positionné au plus près de la zone de travail. La surface de la cible adsorbe une partie de ces composés. Les réactions chimiques qui en résultent produisent des composés chimiques volatiles qui ne se redéposent plus à la surface de la cible. Ce procédé, appelé la gravure ionique chimiquement assistée, a également l'avantage d'accélérer le processus de gravure de l'échantillon comparé à l'utilisation d'un jet d'ions seul.

La déposition

Une autre application de la FIB est de créer des dépôts sur la surface-cible. Comme précédemment, l'échantillon est exposé à une atmosphère ga-

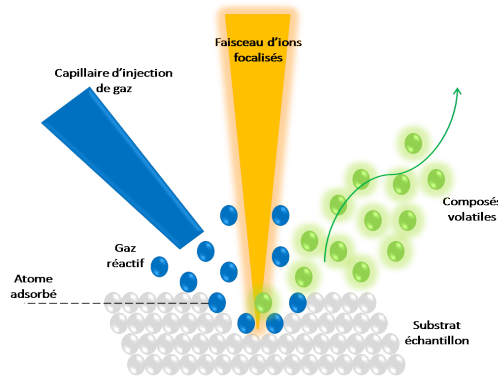


FIGURE 1.2 – Schéma de principe de la pulvérisation FIB assistée

zeuse locale créée généralement par la présence d'un fin capillaire. Il est dans le même temps balayé par le faisceau d'ions. Cette technique est basée sur les mécanismes de transfert d'énergie des électrons secondaires générés par l'impact de la FIB sur la cible. Les molécules de gaz sont adsorbées par la surface formant une monocouche. Les électrons secondaires viennent dissocier ces molécules. Les composés volatils, issus de cette dissociation et appelés ligands, s'échappent de la surface tandis que les composés non volatiles restent formant un dépôt local. La présence continue du flux de gaz permet la création permanente de monocouche adsorbée. Les matériaux généralement déposés grâce par cette technique sont le platine (Pt) et le tungstène (W). On peut également déposer des matériaux isolants tels que le graphène ou le SiO_x . La déposition assistée par FIB (fig.1.3) permet de nombreuses applications comme la réparation et la modification de masques et de circuits intégrés, la protection de lames de T.E.M. ou la fabrication de structures 3D complexes.

L'imagerie

Les faisceaux d'ions sont aussi utilisés pour des applications d'imagerie. Il s'agit de la microscopie ionique à balayage (SIM, Scanning Ion Microcopy). Le principe de la SIM est identique à celui de la SEM (Scanning Electron Microscopy).

Les particules utilisées sous l'impact d'un faisceau d'ions dans le cadre d'une imagerie SIM sont les électrons secondaires (ISE, ion induced secondary electron). Les particules chargées du faisceau d'ions incident sont focalisées et balayées sur la surface de l'échantillon. La finesse des faisceaux d'ions permet

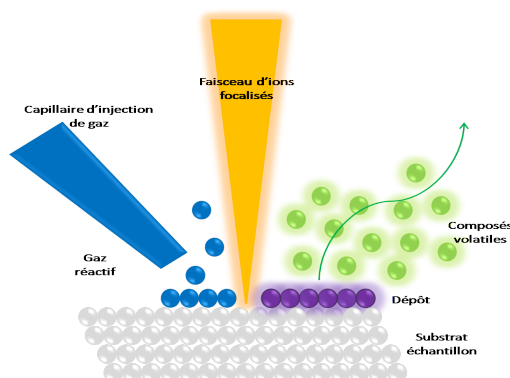


FIGURE 1.3 – Schéma de principe du dépôt FIB assisté

d'imager en collectant les électrons secondaires grâce à un détecteur de type scintillateur ou photo-multiplicateur.

La microscopie ionique à balayage bien que similaire par son fonctionnement à la microscopie électronique apporte des informations complémentaires à cette dernière de part la nature même des interactions en jeu.

La principale différence est la profondeur à laquelle l'information est disponible. La profondeur de pénétration qui dépend de l'énergie transmise dans le matériau est pour un faisceau de particules chargées de même énergie plus faible pour les ions que pour les électrons. Pour illustrer ce propos, on peut comparer les valeurs suivantes : à 30 keV, dans du silicium, la profondeur de pénétration des électrons sera de 2 μm et pour les ions gallium de seulement 7 nm. De ce fait, l'imagerie ionique sera plus performante pour étudier la topographie d'une surface.

Un autre intérêt de l'imagerie SIM concerne les matériaux cristallins. Dans ce cas de surface, l'émission d'électrons secondaires dépend de l'orientation du faisceau d'ions par rapport aux cristaux qui composent l'échantillon. On voit apparaître alors ce qu'on appelle un contraste de canalisation. Pour les ions incidents dont la direction correspond à celle de canalisation du cristal, leur interaction avec le matériau se fait plus en profondeur. L'existence de ce phénomène apporte donc des informations plus détaillées que les faisceaux d'électrons sur la cristallographie d'un échantillon en travaillant sur les contrastes relatifs aux diverses profondeurs étudiées.

L'analyse

Lors de l'impact d'un faisceau d'ions énergétique sur une surface de nombreux processus entraînent l'émission de divers types de particules tels que des ions, des électrons, des atomes ou même des photons. Les ions secondaires émis peuvent être utilisés dans le but d'obtenir des informations sur la nature de l'échantillon : c'est l'analyse SIMS, Secondary Ion Mass Spectroscopy. Ces processus entraînent une cascade de collisions amenant la création de défauts, l'implantation d'ions primaires, la désorption d'atomes (effet majoritaire) et l'émission de particules secondaires. Ce dernier processus produit donc, entre autres, des ions secondaires qui peuvent être monoatomiques, de charges multiples, des isotopes naturels (en abondance naturelle) et des ions polyatomiques homo et hétéronucléaires. L'émission d'ions secondaires (ISI) reste inférieure à celle d'électrons secondaires (ISE). Le rendement utiles des ions secondaires peut varier jusqu'à quelques % maximum. L'émission d'ions secondaires dépend de l'énergie et de la nature des ions incidents mais aussi de la chimie de surface de l'échantillon à étudier.

Ces ions secondaires peuvent être collectés et analysés en masse offrant l'opportunité d'utiliser les propriétés d'érosion des faisceaux d'ions focalisés. Cette technique d'analyse est appelée SIMS pour Secondary Ion Mass Spectroscopy. Les mesures permettent d'obtenir des spectres de masse de la zone analysée, des profils de concentration en fonction de la profondeur ou encore la cartographie d'un élément en surface de l'échantillon. La SIMS présente de nombreux avantages comme une très bonne résolution latérale (de l'ordre de 50 nm) et en profondeur (jusqu'à près de 1 nm pour les structures très minces). Une excellente sensibilité (inférieure à 1 ppm dans certains cas) et une sensibilité aux isotopes apportant la possibilité d'utiliser des marqueurs ou de faire de la datation isotopique en font l'instrument le plus performant en analyse élémentaire et isotopique.

Il faut également noter que toutes les performances énoncées ne peuvent être obtenues en même temps. Il est alors nécessaire de définir des critères prioritaires pour chaque analyse. Pour exemple, la haute résolution en profondeur engendre une baisse du signal transmis qui augmente la détection limite vers des concentrations plus élevées. Chaque cas d'analyse doit donc faire l'objet de conditions qui lui sont propres et qui varient selon le matériau analysé et l'information à privilégier.

Malgré ces précautions d'utilisation, la SIMS est la technique d'analyse atomique permettant d'obtenir les limites de détection les plus basses. Dans

le domaine des semiconducteurs notamment, elle offre la possibilité de déterminer le taux de dopants et d'impuretés en profondeur par le biais d'un profil d'implantation. Elle est également utilisée dans des domaines aussi variés que la métallurgie, la biologie et la géologie pour ces qualités d'imagerie et la possibilité de mesurer très précisément les rapports isotopiques.

Suivant le mode de fonctionnement utilisé, il est possible d'obtenir des informations sur la surface ou dans le volume de l'échantillon.

La micro-analyse SIMS statique s'attache à étudier les propriétés de surface. Ceci est possible en pulsant le faisceau d'ions incidents (la fréquence est de l'ordre de quelques kHz). Les ions émis sont ensuite analysés en temps de vol (TOF SIMS) en chronométrant leur temps de passage.

Une analyse en profondeur est possible par la technique du SIMS dynamique. On obtient alors une carte de l'élément en fonction de la profondeur du matériau. Le jet d'ions incidents est alors en continu. Il est alors possible de jouer sur son énergie pour obtenir des résultats différents. Un jet incident de faible énergie (200 à 300 eV) limitera les collisions ce qui améliorera sensiblement la résolution alors que des ions fortement énergétiques (20 à 30 keV) offriront une analyse plus rapide et plus en profondeur. Les ions secondaires sont collectés et transmis grâce à des spectromètres de masse utilisant des secteurs magnétiques ou du temps de vol ou encore des quadrupoles. A la sortie de l'analyseur, les ions sont détectés par des cages de Faraday ou des multiplicateurs d'électrons.

1.1.3 Les sources d'ions

Toutes les applications décrites précédemment sont directement tributaires des technologies et performances des sources d'ions. Les sources d'ions représentent des domaines d'applications variées en perpétuel développement, lié aux divers phénomènes d'ionisation existants et aux multiples besoins en micro et nanosciences. Ainsi, dans ce paragraphe, nous décrirons brièvement le fonctionnement et les caractéristiques des sources d'ions utilisées pour la technologie FIB. Les sources les plus répandues sont les sources à métal liquide (LMIS - Liquid Metal Ion Source) mais celles-ci présentent des limitations pour lesquelles d'autres sources sont mieux adaptées. Parmi ces dernières, les sources principalement utilisées sont les sources Plasma et les sources à ionisation de gaz (GFIS - Gas Field Ionization Source) que nous décrirons dans les lignes qui suivent.

Les sources à métal liquide - LMIS

Les sources LMIS sont les sources d'ions les plus répandues de par leurs propriétés intéressantes pour l'intégration à une optique FIB, notamment une forte brillance, nous reviendrons plus tard sur cette notion et également de par leur compacité et leur facilité de mise en œuvre.

Le fonctionnement de la LMIS repose sur l'émission d'ions par effet de champ à partir d'une pointe mouillée par un métal. Ce système se compose généralement de quatre éléments : un émetteur, un réservoir, une source de chaleur et d'une électrode d'extraction.

Le système d'émetteur le plus fréquemment utilisé et développé par Clam-pitt et Jefferies [19] se constitue d'une pointe métallique recouverte de métal liquide. Cette pointe au rayon de courbure au sommet de 1 à 10 micromètres est soit usinée mécaniquement soit formée par attaque électrolyte contrôlée. Le métal est introduit dans un réservoir et chauffé de manière directe ou indirecte. Le système est schématisé en figure 1.4. Grâce à ses propriétés de mouillabilité, il mouille entièrement la pointe de métal qui peut avoir subi un traitement visant à augmenter la rugosité de la surface.

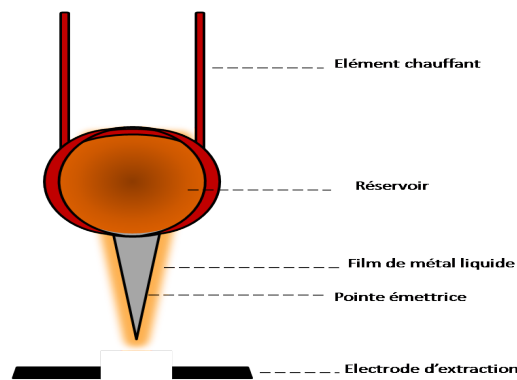


FIGURE 1.4 – Schéma de principe de la LMIS

Au repos, soit en l'absence de champ électrique, le film de métal forme un ménisque. À mesure que le champ augmente, le ménisque se déforme et prend une forme plus pointue. Pour une tension d'extraction donnée, pour laquelle les forces de surface et électrostatique sont à l'équilibre, une nouvelle forme apparaît, le cône de Taylor [20]. Au sommet de ce cône se forme une protubérance nanométrique, appelée l'apex d'où s'échappent les ions ainsi formés par effet de champ. Ce phénomène est à l'origine de l'émission quasi-punctuelle des sources LMIS qui en font des sources très brillantes. Il a été

étudié au début des années 60 par le physicien anglais Geoffrey Taylor qui lui a laissé son nom. Il a montré que cet équilibre entre les forces mécaniques et électriques atteint, le demi-angle du cône obtenu était égal à 49.3 degrés (fig.1.5). Dans ce cas, trois forces sont en présence : la force électrostatique E , la tension de surface γ et la pression hydrostatique du liquide p_H .

$$\frac{2\gamma}{r} = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2 + p_H \quad (1.1)$$

où r est le rayon du cône.

Si le demi-angle de la pointe est proche de celui du cône de Taylor, soit 49.3 degrés, la formation du cône et de l'apex s'en trouve facilitée. L'observation d'une pointe en fonctionnement par microscopie électronique à balayage a montré la croissance de la protubérance et la diminution du demi-angle du cône avec l'augmentation du courant de source [21] [22]. Les dimensions de la protubérance sont de 5 à 20 nm de long et de 2 à 5 nm de diamètre. La source LMIS peut être alors définie comme une source quasi-ponctuelle avec une zone d'émission de quelques nanomètres. Toutefois des phénomènes physiques et en particulier des effets de charge d'espace augmentent considérablement le diamètre de la source virtuelle δ , soit l'aire d'où les ions semblent être émis en entrant dans le système optique. Ce diamètre de source virtuelle est défini par extrapolation des tangentes des trajectoires. Pour un courant de sonde de l'ordre de 2 microampères, δ est compris entre 30 et 50 nm.

De nombreux modèles théoriques existent pour décrire l'émission ionique des sources LMIS. A ce jour, le modèle le plus complet est celui de Kingham et Swanson [23]. Dans ce modèle, deux mécanismes sont pris en compte, l'ionisation par effet de champ et l'évaporation par champ. Le premier considère l'ionisation d'atomes libres et dans le second l'ionisation d'atomes adsorbés sur la surface du métal. Il faut noter que ces mécanismes sont complémentaires. Pour une émission à faibles courants, les effets de l'évaporation par effet de champ sont prédominants. Au contraire, pour les émissions à forts courants, les mécanismes d'ionisation par champ sont les grands pourvoyeurs d'ions, notamment des clusters et ions multichargés pour la LMIS.

Les produits de l'ionisation par une LMIS fournissent de nombreux composés en fonction de l'élément ou de l'alliage utilisé. Les ions mono et multi chargés forment l'essentiel du faisceau. A cela s'ajoutent des clusters ioniques, ions polyatomiques mono ou multi chargés, qui apparaissent à mesure que le

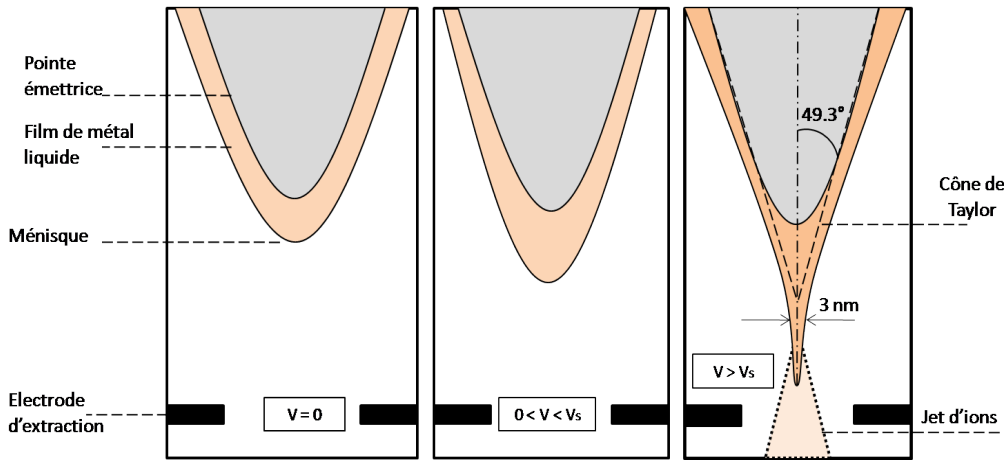


FIGURE 1.5 – Schéma de principe de la formation du cône de Taylor par évaporation de champ. La tension d'extraction doit atteindre une valeur seuil V_s afin d'obtenir l'émission d'ions.

courant d'émission augmente (le nombre d'ions monoatomique diminuant). Il faut cependant remarquer l'impossibilité de produire des ions négatifs avec une source LMIS. Pour cela, d'autres sources que nous évoquerons plus tard sont utilisées.

Les éléments compatibles avec le fonctionnement d'une LMIS se doivent de posséder des propriétés propices à son bon fonctionnement et dont l'espèce ionique présente un intérêt applicatif. Le choix des matériaux varie selon que l'on destine une source à des applications de pulvérisation, d'implantation ou d'analyse. Concernant les propriétés physiques, l'élément doit posséder les qualités suivantes :

- une faible température au point de fusion ;
- une faible pression de vapeur saturante au point de fusion ;
- une bonne mouillabilité ;
- pas de réaction chimique avec la pointe ;
- de faibles propriétés d'oxydation.

Ainsi, le matériau le plus répandu pour les LMIS est le gallium (Ga) combiné à une pointe en tungstène (W). D'autres éléments purs sont également utilisés mais avec des propriétés de stabilité ou de durée de vie souvent moins favorables, comme le bismuth (Bi) et l'indium (In). Pour le gallium, la durée de vie d'une source pour un courant d'émission de $1 \mu\text{A}$ est de 1500 à 4000 heures. En comparaison, une source LMIS d'indium ne fonctionnera que pour une durée de 50 à 100h. Le recours à des alliages (le plus souvent

eutectiques) permet d'abaisser la température de fusion afin d'avoir accès à un élément en particulier. C'est le cas de l'or (Au), du bore (B) ou de l'arsenic (As). Les ions sont alors séparés dans la colonne ionique de la FIB par un filtrage en masse. Les alliages les plus fréquents sont les composés d'or-silicium, d'or-germanium et de gallium-bismuth.

La LMIS est donc une source fiable d'ions positifs présentant une forte brillance et une bonne stabilité. Elle permet de nombreuses applications grâce aux différents éléments ionisables. Pourtant, bien que fortement répandue, elle possède des limitations intrinsèques. Il est impossible d'obtenir des ions issus de métaux réactifs (comme le césium) ou de non-métaux (comme l'oxygène) qui peuvent être utiles pour certaines applications comme le SIMS pour les matériaux réactifs. Des tentatives de sources LMIS de césium ont bien vu le jour mais avec des performances limitées notamment concernant leur durée de vie [24] [25]. Du fait notamment d'une trop forte pression de vapeur à l'état liquide et d'une contamination de la pointe par l'oxyde, ces tentatives n'ont jamais dépassé le stade du prototype. La taille de la source virtuelle est également une limitation pour l'obtention de très petites sondes. Il existe aussi une limitation pour les forts courants de sonde. Afin d'obtenir de forts courants, et avec une densité de courant angulaire d'environ $15 \mu\text{A}.\text{sr}^{-1}$ pour la LMIS il est nécessaire d'augmenter l'angle d'ouverture du faisceau. Ceci aura pour conséquence d'augmenter considérablement le terme d'aberrations sphériques. De plus, à forts courants d'émission, la formation de clusters devient trop importante dans le jet. Pour les courants moyens, la dispersion en énergie des ions créés par la pointe est relativement élevée (environ 4.5 eV), favorisant l'apparition d'aberrations chromatiques. Ces différents écueils peuvent être contournés en utilisant d'autres sources ioniques complémentaires.

Les sources à ionisation de gaz - GFIS

Afin de dépasser les limitations dues au diamètre de la source virtuelle des LMIS et accéder aux très petites sondes (inférieures au nm), les sources GFIS sont particulièrement bien adaptées.

Différentes géométries de sources GFIS ont été étudiées comme les GFIS de type pointe, les GFIS à capillaires et d'autres. Toutes ces variantes partent de l'idée du microscope de Müller [26]. Le fonctionnement de ce type de source est le suivant (fig. 1.6) : un gaz (couramment de l'hydrogène (H) et de l'hélium (He)) est placé à proximité d'une surface soumise à un champ électrique.

Dans la majorité des cas, la surface (pointe ou capillaire) est fortement refroidie à des températures inférieures à 77 K. Cela favorise la condensation du gaz sur la surface et facilite le réarrangement des atomes sur la surface. Ainsi, l'ionisation peut être localisée et de forte brillance. Un effort important a été produit ces dernières années, notamment par le groupe allemand de Kalbitzer [27] [28] pour maîtriser, créer et isoler des sites d'émission ponctuels partant d'une pointe métallique, les super tips. Les sources produites pouvaient produire des tailles de sonde de l'ordre de 2nm, ce qui correspond à la taille de sonde de la LMIS la plus performante du marché. Pour des raisons de stabilité et de fiabilité (faible durée de vie), ces sources n'ont jamais été associée de manière convaincante à une colonne FIB avant 2006.

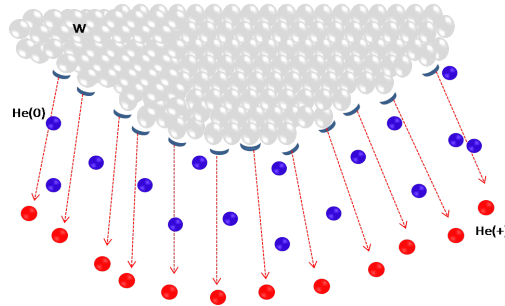
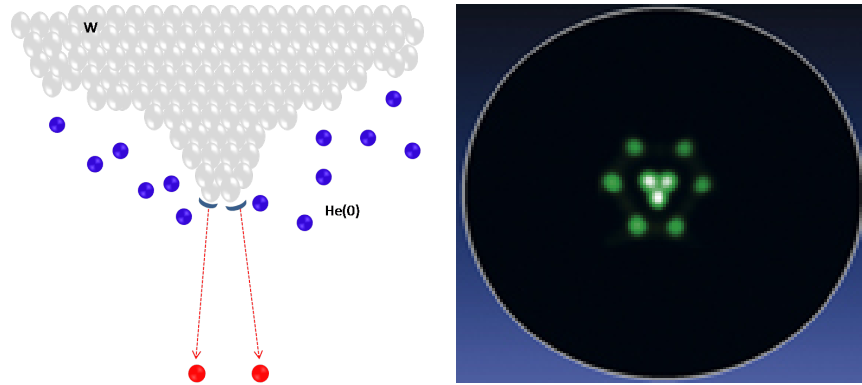


FIGURE 1.6 – Schéma de principe de la GFIS pour une pointe d'émission classique. Les atomes sont attirés vers la pointe. Quand il passe près d'un disque d'ionisation, ils sont ionisés et rapidement accélérés loin de la pointe. L'émission des atomes d'hélium se produit dans le cas d'une pointe classique avec un grand angle solide. Cette figure est adaptée de [29].

Car, en 2006, la société ALIS, rachetée depuis par la société Carl Zeiss, a développé une source gazeuse d'hélium à évaporation de champ [30]. Le microscope Orion Plus Helium est né. Cet outil de microscopie s'appuie sur la technique GFIS pour produire des ions He^+ grâce à une pointe ultra ponctuelle composée de trois atomes, appelée trimère. Ce type de microscope peut en théorie être utilisé pour des résolutions proches de la résolution atomique. Cette avancée permet donc de compenser une des faiblesses de la LMIS concernant la taille limite de la source. En effet, la taille de la source serait d'environ de 3 Ångströms. Pourtant, l'élément utilisé, l'hélium, est trop léger pour permettre d'utiliser cette source pour des applications de pulvérisation. De plus, de part sa configuration et la structure de l'émetteur, il semblerait que la supertip, constitué d'un trimère, soit incompatible avec des éléments plus réactifs tels que le césium ou l'oxygène excluant de facto, l'application en SIMS.



(a) Schéma de principe de la Supertip. Les atomes sont attirés vers la pointe. Quand il passe près d'un disque d'ionisation, ils sont ionisés et rapidement accélérés loin de la pointe. L'émission des atomes d'hélium se produit dans ce cas, où l'on considère une super pointe, avec un angle solide réduit. Cette figure est adaptée de [29].

(b) Schéma de principe de la Supertip - Empreinte d'émission de la source He-tip où l'on aperçoit le trimère d'atomes constitutifs du sommet de la pointe. Cette figure est adaptée de [29].

FIGURE 1.7 – Schéma de principe de la Supertip.

Les sources plasma

Les sources plasma répondent à une autre limitation des LMIS. Ces dernières, nous l'avons vu précédemment, sont limitées en courant par la formation de clusters à haut courant d'extraction. De plus, augmenter le courant revient à augmenter l'angle du cône de Taylor, favorisant l'apparition d'aberrations lors du passage dans la colonne optique. Pour dépasser les limitations dues à la densité de courant angulaire des LMIS et accéder aux forts courants (supérieurs à 100 nA), il existe un autre type de sources : les sources Plasma.

Tout comme les sources GFIS, de nombreuses configurations de sources plasma ont été développées, entre autres, le duoplasmatron et les sources plasmas radio-fréquence qui permettent l'ionisation de gaz rares (argon (AR) et xénon (Xe)). Ces caractéristiques en font des sources encore utilisées dans l'analyse SIMS, comme les sources duoplasmatron qui peuvent générer des ions positifs ou négatifs, notamment d'éléments réactifs comme l'oxygène (O).

Les sources duoplasmatron, par exemple, sont composées de trois élec-

trodes, une anode, une cathode et une dite intermédiaire. A partir d'un gaz, ces électrodes créent, par impact électronique, un plasma fortement confiné par un champ magnétique avant son extraction.

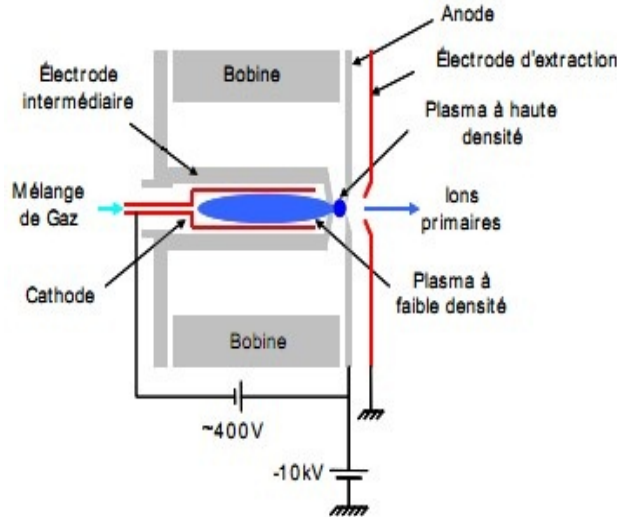


FIGURE 1.8 – Schéma de principe de la source duoplasmatron

Pourtant, le duoplasmatron a des performances de brillance du faisceau près de 2000 fois plus faible qu'une LMIS (tableau 1.13).

Des sources plasma plus compactes et plus performantes sont cependant mieux adaptées à la FIB : les sources RF [31] et les sources μ -ECR [32]. Les développements récents des sources plasmas placent une nouvelle technologie dans la course à la complémentarité avec la LMIS : les sources ECR. Ces sources sont basées sur le mécanisme d'ionisation par bombardement électronique. Elle fonctionne suivant le principe suivant : un plasma est confiné par une configuration de champ magnétique. Les électrons du plasma observent une rotation autour des lignes de champ. Lorsqu'on introduit une onde micro-onde à la fréquence cyclotronique de ces électrons, ils résonnent et acquièrent une énergie qui peut atteindre des dizaines de kiloélectron-volt. Grâce à cette forte énergie, ils collisionnent avec les particules neutres du plasma et produisent des ions mono et multichargés. Les ions sont ensuite extraits à l'aide d'un champ par une ouverture qui détermine la taille du faisceau d'ions.

Ce faisceau d'ions présente une forte densité angulaire. Les sources ECR sont de fait des sources très brillantes qui peuvent atteindre des courants jusqu'à quelques μ A. La société Orsay Physics a développé récemment une colonne d'ions focalisés dont la source est issue de la technologie ECR. Cette

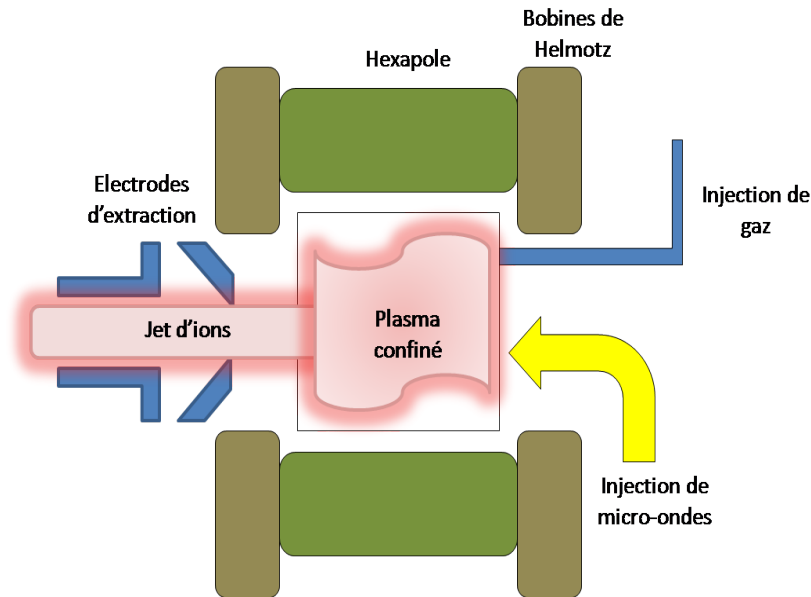


FIGURE 1.9 – Schéma de principe du fonctionnement des sources ECR

source ultra brillante d'ions xénon est la première version commercialisée de ce type de source, couplé à un SEM. Elle peut atteindre un courant de l'ordre de quelques microampères pour un diamètre de sonde de l'ordre du millimètre.

En résumé, toutes ces sources aux performances diverses trouvent des applications dans divers domaines (fig. 1.10). Nous pouvons dire également que les sources LMIS sont fiables, stables avec une excellente durée de vie et pouvant couvrir une gamme étendue d'applications. La nécessité d'étudier et de développer des sources compatibles au système FIB se fait sentir pour les petites sondes et les forts courants. Les sources GFIS commencent à répondre aux besoins de sondes à l'échelle du nanomètre. Pour les sources de forts courants, l'utilisation de plasma fournit un jet d'ions de bonne brillance et de faible ouverture angulaire. Nous verrons dans le paragraphes suivant, qu'un autre critère est en jeu pour la qualité des sources d'ions, la dispersion en énergie, que les sources LMIS ne remplissent pas complètement.

1.2 La qualité d'un faisceau d'ions

La qualité d'un faisceau d'ions focalisés issu d'une colonne peut être décrite et résumée par trois paramètres propres au faisceau ionique, la taille finale de la sonde d , l'ouverture angulaire α et le courant de sonde I . Le

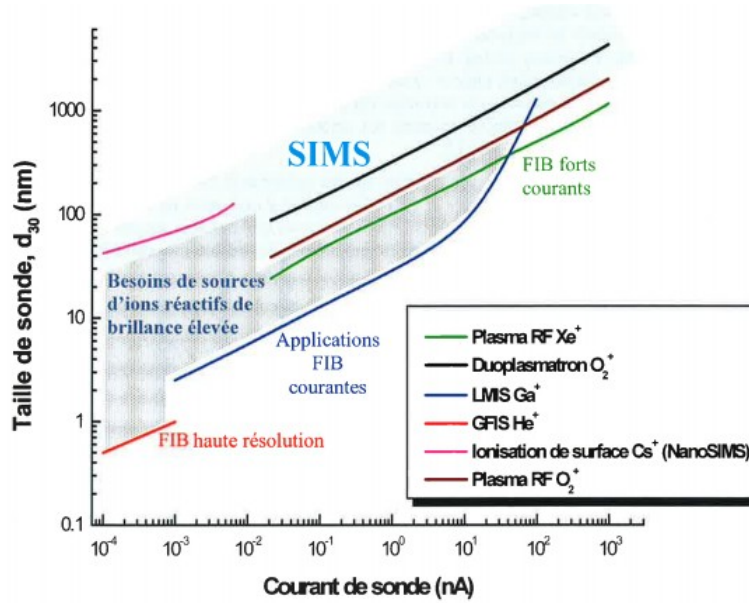


FIGURE 1.10 – Diagramme récapitulatif des différentes performances de différentes sources. La taille de sonde y est figurée en fonction du diamètre de sonde.

but recherché demeure la concentration d'un fort courant dans un faisceau de la plus petite taille possible. L'obtention d'une telle qualité de faisceau dépend essentiellement des propriétés intrinsèques de la source d'ions et des propriétés de la colonne optique.

Afin de pouvoir comparer les performances de différentes sources, on définit plusieurs paramètres qui établissent la qualité des sources d'ions. La variation de ces grandeurs met en lumière les facteurs qui affectent la qualité d'une source de particules chargées.

Dans les lignes qui suivent, nous nous intéresserons aux paramètres fondamentaux que sont l'émittance, la brillance et la dispersion en énergie. Nous décrirons également les mécanismes qui régissent le fonctionnement d'une colonne d'optique ionique et les limitations aux qualités de la source.

1.2.1 Les paramètres clés de la source

Afin de pouvoir estimer les possibilités d'une source d'ions, il existe un couple d'indicateurs qui permet de décrire la qualité d'un jet d'ions : l'émittance et la brillance [33] [34]. L'émittance est une donnée quantitative qui permet d'apprécier la qualité géométrique du faisceau de particules. Ce para-

mètre est proportionnel à l'aire qu'occupent toutes les particules dans l'espace des phases.

A chaque instant, le mouvement de chaque particule peut être décrit par les trois coordonnées spatiales (x, y et z) et par les trois coordonnées de quantité de mouvement (p_x, p_y et p_z).

Dans cet espace des phases ainsi défini, le volume à 6 dimensions occupé par les particules du faisceau est appelé l'émittance du faisceau. D'après le théorème de Liouville, ce volume est invariant dans un système Hamiltonien.

L'émittance

Ce volume n'est pas très intuitif. Il est alors plus commode d'utiliser une autre définition. Considérons un faisceau qui se propage dans la direction Oz ¹. On définit $x' = dx/dz = px/pz$ ² qui représente la pente de la trajectoire propre à la particule. L'émittance est alors définie non pas dans l'espace des phases x - p_x mais dans l'espace des traces x - x' . En effet, il est courant, dans le cas d'un jet, de traiter cet espace à six dimensions comme un plan dans l'espace des phases des coordonnées longitudinales et un plan à quatre dimensions pour les directions transverses. De plus, en négligeant le couplage des deux directions transverses x et y , il est possible de décorréler les plans des deux directions transverses. La surface occupée par toutes les particules du jet dans une des directions transverses (fig. 1.11), soit l'émittance, est définie par :

$$\epsilon_x = \frac{1}{\pi} \int dx dx' \quad (1.2)$$

Cette émittance est couramment appelée émittance géométrique. Elle est exprimée en m.rad. Pourtant, en raison des valeurs couramment rencontrées, l'émittance est très souvent présentée en mm.mrad. Il faut noter que le facteur π peut être omis ou non, selon les normes choisies. La distribution des particules (uniforme, gaussienne...) influe également sur la définition de l'émittance. Il est donc capital de vérifier la définition de l'émittance employée avant de commencer toute comparaison de performances. Cette définition de l'émittance a l'avantage de déterminer les qualités d'une source en terme géométriques. Ainsi, pour une utilisation FIB, la recherche d'une source de petite taille et de faible divergence renverrait à un paramètre unique, une faible émittance.

1. On définit un jet lorsque la quantité de mouvement longitudinale est supérieure aux quantités de mouvement transverses.

2. Dans le cas de l'approximation paraxiale

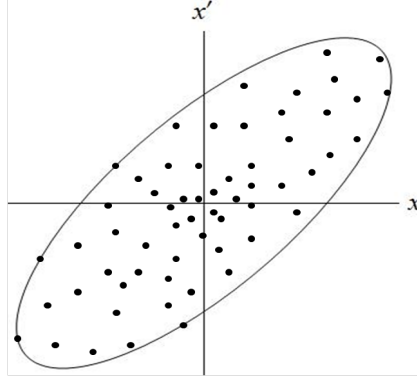


FIGURE 1.11 – Diagramme d'émittance - L'émittance représente l'aire qui recouvre le mieux la distribution des particules du faisceau.

Cette émittance dans l'espace des traces demeure un invariant en présence de forces linéaires et sous certaines conditions. Pourtant, lorsque l'énergie des particules du jet varie (lors d'une phase d'accélération), l'émittance fait de même. C'est pourquoi, on introduit la notion d'émittance normalisée :

$$\epsilon_{x,n} = \epsilon_x \sqrt{U} \quad (1.3)$$

où U est l'énergie cinétique du faisceau de particules chargées. Dans le cas de l'émittance normalisée, les unités employées sont le m. rad. eV^{1/2}. Ainsi, l'émittance normalisée est conservée au premier ordre.

L'émittance dans l'espace des phases donne une description complète du faisceau. Pourtant, en présence de forces non linéaires, le faisceau adopte un comportement non laminaire (analogie à l'écoulement d'un fluide). On se trouve alors avec des distributions de particules exotiques qui ont subi des distorsions sans forcément influencer l'aire totale occupée dans l'espace de phases. On introduit alors une définition statistique de l'émittance qui décrit la qualité du faisceau en complément de l'aire occupée. On définit alors l'émittance quadratique moyenne dite émittance *rms* (pour root-mean square) qui définit l'émittance effective dans l'espace des traces par :

$$\epsilon_{rms} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad (1.4)$$

avec $\langle x^2 \rangle$, la moyenne quadratique de la coordonnée transverse x et $\langle x'^2 \rangle$ la moyenne quadratique de l'angle transverse x' . Le terme $\langle xx' \rangle^2$ représente la corrélation entre les termes x et x' .

Pour les mêmes raisons que l'émittance géométrique, il est nécessaire de normaliser l'émittance *rms* par l'énergie cinétique du faisceau U où $\epsilon_{rms,n} = \epsilon_{rms} \sqrt{U}$.

De nombreuses causes, responsables de phénomènes non-linéaires provoquent la non-conservation de l'émittance dans l'espace des traces comme les effets de charge d'espace ou encore les aberrations optiques. Il est donc plus aisé d'accroître cette valeur que de la conserver. Pourtant, de nombreuses applications, en particulier la FIB, requiert une faible émittance du jet de particules.

La brillance

L'émittance reste un paramètre purement géométrique. Afin de pouvoir évaluer au mieux les propriétés du faisceau, on introduit un autre indicateur de qualité qui permet de prendre en compte le nombre de particules par unité de volume dans l'espace des phases. Ce paramètre permet de connaître le nombre de particules pour une émittance donnée. On parle alors de la brillance du faisceau. Cette valeur représente la densité dans l'espace des phases et est définie comme

$$B = \frac{d^4 I}{dx dy dx' dy'} \quad (1.5)$$

que l'on rencontre le plus souvent sous la forme,

$$B = \frac{\partial^2 I}{\partial A \partial \Omega} \quad (1.6)$$

avec I , le courant du faisceau, A l'aire et Ω l'angle solide (fig. 1.12).

Comme l'émittance est, comme nous l'avons vu, directement proportionnelle à la surface dans l'espace des traces, on peut définir de façon similaire la brillance transverse pour une distribution de particules. La brillance est donc également une valeur locale $B(x, x', y, y')$ dont il est utile pour plus de simplicité de définir une valeur globale définie par une hyperellipsoïde comme :

$$B_{\perp, n} = \frac{2I}{\pi^2 \epsilon_{x, n} \epsilon_{y, n}} \quad (1.7)$$

où $\epsilon_{x, n}$ et $\epsilon_{y, n}$ sont les émittances normalisées dans les deux directions transverses de l'espace.

Les unités de la brillance normalisée sont $\text{A.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{eV}^{-1}$. Comme l'émittance, on peut définir une brillance maximale, moyenne ou encore rms. De même, les facteurs π^2 , 2 ou $2/\pi^2$ sont parfois négligés.

Le tableau 1.13 indique les propriétés et notamment les valeurs de la brillance pour les différentes sources d'ions évoquées plus tôt dans ce chapitre.

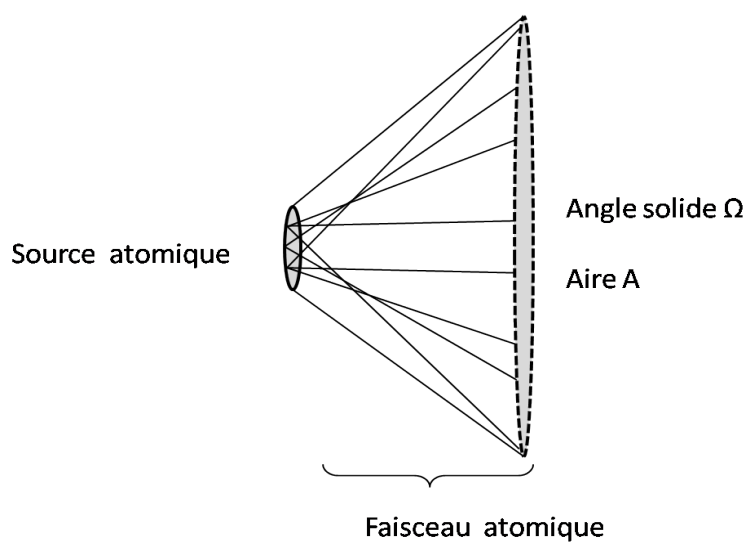


FIGURE 1.12 – Schéma de l'expansion d'un faisceau de particules chargées et grandeurs physiques de la brillance

Type de source d'ions	Espèces ionisables	Dispersion énergétique (eV)	Brillance réduite ($\text{A.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{V}^{1/2}$)	Durée de vie (h)	Applications courantes
Plasma RF	Xe, Ar, O	4 - 6	$10^3 - 10^4$	2000	SIMS et FIB à forts courants
Duoplasmatron	Ar, Xe, O	5-15	10^2	500	Spectrométrie de masse
GFIS	H, H ₂ , He	≈ 1	10^9	160	Microscopie ionique haute résolution
LMIS	Ga, Au, Si, Ge	>4	10^6 (à 25 - 30 keV)	>2000	FIB et spectrométrie de masse

FIGURE 1.13 – Propriétés de différentes sources d'ions

1.2.2 Les aberrations de la colonne optique

Les caractéristiques de la colonne ionique influent grandement sur les performances finales du faisceau d'ions. Les propriétés des lentilles électrostatiques jouent un rôle important quand à la définition de la taille de source finale. Les propriétés géométriques des systèmes électrostatiques présents dans les instruments de focalisation (ou de défocalisation) de particules chargées sont régies par des lois similaires à celles de l'optique photonique. Pour les lentilles électrostatiques, la racine carrée du potentiel V joue le rôle de l'indice de réfraction des lentilles photoniques. Ces lentilles peuvent être de différents types selon que l'on souhaite obtenir un faisceau convergent ou divergent. Pour exemple, une lentille couramment utilisée unipotentielle de type Einzel (fig. 1.14) sera toujours convergente, alors que des lentilles à immersion ou quadrupolaires pourront faire diverger le faisceau.

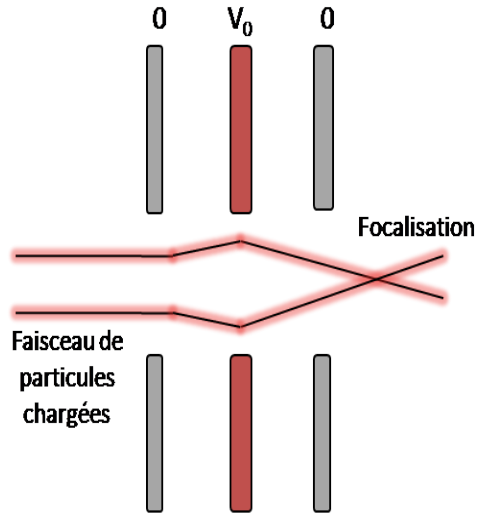


FIGURE 1.14 – Schéma de principe de la lentille unipotentielle, dite lentille de Einzel

Dans le cas d'une colonne optique idéale, la taille de sonde finale ne dépend que des grandissements et des aberrations des lentilles présentes. Le grandissement linéaire M détermine la taille de la sonde d_g en l'absence d'aberrations où $d_g = M\delta$, où M est le grandissement linéaire et d_g le diamètre de sonde minimal, dû aux contributions du faisceau seul, appelé diamètre gaussien. De même, on peut écrire une relation concernant le grandissement angulaire m_α , $\alpha_g = m_\alpha\alpha$ avec α , l'angle sous lequel est émis le

faisceau issu de la source virtuelle et α_g , l'angle auquel le faisceau sonde touche l'échantillon. Ces grandissements linéaire M et angulaire m_α sont la résultante des contributions de deux lentilles. Cette réflexion justifie la présence des lentilles condenseur et objectif dans le corps de la FIB. Dans ce cas, $M = M_1 M_2$ et $m_\alpha = m_{\alpha 1} m_{\alpha 2}$.

D'autre part, les lentilles électrostatiques présentent quelques défauts. En effet, il faut noter que ces lentilles seront toujours porteuses d'aberrations géométriques. Ces aberrations auront pour effet d'élargir la taille de sonde finale sans jamais être totalement corrigées. Nous allons procéder à un rapide résumé des aberrations essentielles dégradant la qualité du faisceau à prendre en compte dans le cas d'un faisceau d'ions [34].

Le terme d'aberrations sphériques

Dans une lentille électrostatique, la force du champ électrique est modifiée en s'éloignant de l'axe. Cela signifie qu'un rayon éloigné de l'axe sera plus fortement dévié et convergera à des distances plus courtes (fig.1.15). La distance à laquelle tous les rayons d'un faisceau vont converger ne sera pas exactement la même suivant leur ouverture. Le faisceau résultant présentera ce qu'on appelle un disque de moindre confusion de diamètre d_s ,

$$d_s = \frac{1}{2} C_s \alpha^3. \quad (1.8)$$

où C_s est le coefficient d'aberration sphérique et α le demi angle d'ouverture du faisceau.

Dans une FIB conventionnelle, cette aberration de sphéricité de la lentille objectif joue un rôle important dans la qualité du spot final.

Le terme d'aberrations chromatiques

La distance focale d'une lentille dépend de son excitation V_L et de l'énergie des particules V_0 la traversant. Cette distance focale peut-être affectée par une variation de l'un ou l'autre de ces paramètres. Dans le premier cas, la variation de distance focale peut être provoquée par une modification du courant de la lentille V_L . Mais, actuellement, la stabilité des alimentations est telle qu'il ne joue pas le rôle principal pour la création de ce type d'aberrations. Le second cas est prépondérant. L'aberration chromatique est alors la conséquence directe de la dispersion en énergie présente dans un faisceau d'ions. En effet, il se produit un élargissement du point focal du fait que la lentille ne fait pas converger les ions de même énergie au même endroit

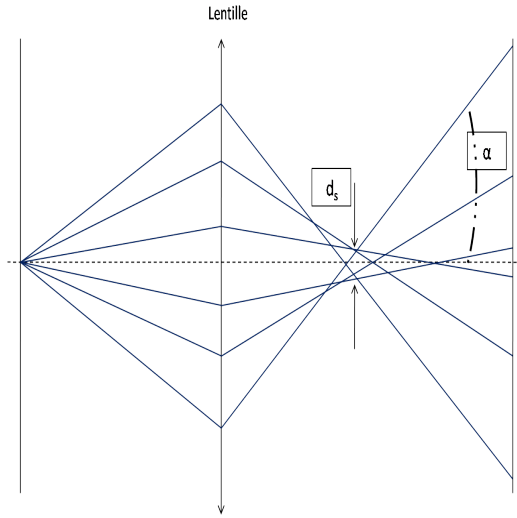


FIGURE 1.15 – Schéma de principe des conséquences de l'aberration sphérique et mise en évidence du disque d'aberrations de diamètre d_s .

(fig. 1.16). L'élargissement qui en résulte appelé disque d'aberrations chromatiques peut être exprimé ainsi,

$$d_c = \alpha C_c \frac{\Delta E}{E} \quad (1.9)$$

où α est le demi-angle, C_c le coefficient d'aberrations sphériques, ΔE la dispersion en énergie et E l'énergie des ions.

Ce terme est plus sensible, en comparaison aux autres types d'aberrations, pour des faisceau d'angles d'ouvertures faibles et des courants de sonde intermédiaires.

Le terme d'astigmatisme

L'astigmatisme résulte de diverses imperfections des électrodes : défaut de révolution, défaut de parallélisme des axes et/ou des faces en regard, hétérogénéité de la matière, contamination des électrodes ou des diaphragmes, etc.

Il découle d'une différence de distance focale selon deux directions de la lentille et produit une lentille à deux foyers distincts. Il se traduit par l'allongement d'un axe du faisceau conduisant à un faisceau d'ions de forme elliptique. Il est visible pour des courants faibles et crée un disque de diamètre,

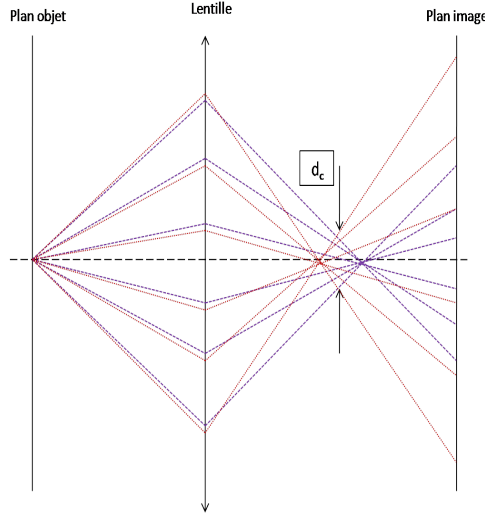


FIGURE 1.16 – Schéma de principe des conséquences de l'aberration chromatique et mise en évidence du disque d'aberrations de diamètre d_e .

$$d_e = C_e \alpha \quad (1.10)$$

où C_e représente le coefficient d'astigmatisme.

Cet astigmatisme peut être corrigé de manière empirique par un stigmateur, un ensemble de 8 bobines correctrices (un octopôle) couplées quatre à quatre, à implanter dans la colonne et par un soin particulier apporté à la fabrication et à l'alignement des électrodes. Dans les colonnes FIB de bonne qualité, les lentilles peuvent être considérées comme exemptes de problèmes d'astigmatisme.

Le terme de diffraction

Le diaphragme interne peut jouer le rôle d'une ouverture diffractante, comme une fente de faible largeur, élargissant le point focal en une tâche circulaire de diamètre d_d .

$$d_d \propto \frac{\lambda}{\alpha} \quad (1.11)$$

où λ est la longueur d'onde de l'atome qui s'exprime comme $\lambda = h/p$ où p est l'impulsion et h la constante de Planck. α représente le demi-angle d'ouverture.

Pour un faisceau de demi-angle α de l'ordre du mrad, d_d sera d'environ 0.5 nm. La masse des ions étant importante, la valeur de la longueur d'onde

λ reste assez faible. Ainsi, dans une première approximation, le terme de diffraction sera négligé.

Les différentes contributions

Finalement, toutes ces contributions et défauts élargissent le faisceau. Contrairement aux règles de l'optique photonique, dans le cas de l'optique ionique, les aberrations seront toujours positives. Ces différentes contributions sont alors généralement sommées quadratiquement afin d'obtenir le diamètre de la sonde finale. Dans le cas, de sources ponctuelles, il est d'usage de négliger les termes de diffraction et d'astigmatisme. La taille de sonde finale est donc donnée par la formule suivante [34] :

$$d^2 = d_g^2 + d_c^2 + d_s^2. \quad (1.12)$$

Les différentes contributions peuvent être schématisées pour mieux appréhender leurs influences sur la taille de sonde (fig. 1.17). Il faut noter qu'il existe des méthodes plus fines d'addition des différentes contributions [35].

Aux très petits angles, la taille finale de la sonde est principalement déterminée par la contribution gaussienne. Pour les diamètres intermédiaires, l'aberration chromatique en α va déterminer la taille du spot. Pour les angles d'ouvertures plus grands, le terme de sphéricité en α^3 est prépondérant.

1.2.3 Les effets coulombiens et la dispersion en énergie

La brillance et l'émittance sont des facteurs essentiels à l'appréciation de la qualité d'un faisceau de particules chargées. D'une manière générale, un dernier facteur est à prendre en considération lors de l'évaluation d'un faisceau de particules chargées : les effets coulombiens. Il se présentent sous deux aspects : les effets de charge d'espace globale qui augmentent le diamètre final de la sonde et les effets coulombiens stochastiques qui induisent une dispersion en énergie et des variations géométriques des particules dans le faisceau. La dispersion en énergie ΔE est un paramètre particulièrement important car il conditionne les aberrations chromatiques du système optique. Pour une LMIS classique, la dispersion en énergie est d'environ 4.5 eV alors que pour une source GFIS à émission de champ elle est typiquement de 0.3 eV.

La dispersion en énergie peut avoir plusieurs origines (distribution thermique, potentiel au point d'ionisation, etc). Une contribution importante provient de la charge d'espace lors de la propagation du faisceau de particules chargées.

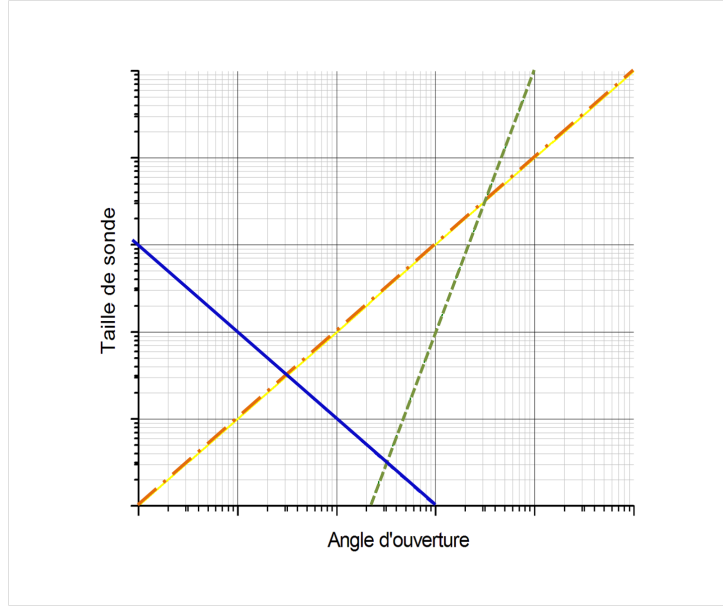


FIGURE 1.17 – Diagramme qualitatif des contributions des principales aberrations. Cette illustration fournit les ordres de grandeurs des différents aberrations et permet de montrer les compromis existants qui limite la résolution. La taille de sonde est figurée en fonction de l'angle d'ouverture α . L'aberration gaussienne (courbe en trait plein) s'exprime en α^{-1} , l'aberration chromatique (courbe en tiret-point) en α et l'aberration sphérique (trait en tiret) en α^3 . Cette figure est adaptée de [29].

Comme nous l'avons vu l'émittance et la brillance normalisées sont dans certains cas des invariants. Pourtant, malgré le théorème de Liouville, de nombreux phénomènes non-linéaires dégradent ces indicateurs de qualité tels que le couplage entre degrés de liberté, la filamentation et non des moindres les interactions coulombiennes. Ces interactions ont cours le long de la propagation du faisceau et ont un temps de mise à l'équilibre très long (en regard de la taille des installations et de la vitesse des particules). Les effets de ces interactions coulombiennes sont très difficilement cernés. En effet, elles font intervenir de nombreux paramètres du faisceau (la masse, l'énergie des particules, le courant du faisceau, etc) et surtout sont de diverses natures. Elles dégradent considérablement la qualité du faisceau. Elles empêchent notamment une focalisation sur de petits diamètres. Ces interactions sont dominantes pour un faisceau de fort courant et/ou de faible énergie. On recense trois types d'interactions coulombiennes [36] [37] [34] :

1. L'effet de charge d'espace collectif moyen ;

2. L'effet statistique transverse soit l'effet Loeffer ;
3. L'effet statistique longitudinal soit l'effet Boersch.

L'effet de charge d'espace collectif peut être assimilé à l'action d'une lentille divergente sur le faisceau de particules chargées qui se met à diverger. En effet, il résulte d'un effet collectif qui crée un régime dominé par le champ auto-produit par la distribution de particules. L'effet de charge d'espace varie sur de longues distances en comparaison des distances moyennes qui séparent deux particules. Le fait que ce mouvement soit collectif offre la possibilité de le corriger par le système optique.

Les deux autres types d'interactions coulombiennes sont d'une nature différente. En effet, elles sont la conséquence d'interactions entre particules individuelles dans le nuage de charges. On considère alors un régime dit collisionnel en comparaison au régime d'espace des charges précédents. On parle d'interactions dues aux effets stochastiques du nuage de particules chargées. Du fait de ces actions isolés dans le faisceau, ces conséquences aléatoires ne peuvent être corrigées. Elles représentent donc la principale cause de dégradation des propriétés du faisceau.

L'effet Loeffer consiste à un déplacement des trajectoires des particules affectées. Les particules sont déplacées transversalement et angulairement ce qui conduit à un élargissement spatial de la distribution. Cet effet découvert par Loeffer en 1964 détériore donc la brillance et la résolution finale du jet.

L'effet Boersch produit un effet plus pernicieux. Il conduit à un transfert d'énergie entre particules et peut amener un déplacement axial des particules. Il provoque donc l'élargissement de la dispersion en énergie. La dispersion en énergie ΔE est un paramètre capital des faisceaux d'ions. En effet, ce paramètre a une influence directe sur les aberrations chromatiques qui constitue comme nous l'avons vu un frein évident à l'obtention de sondes très focalisées.

L'élargissement de la distribution en énergie peut être décrit par 2 mécanismes. Le premier est à considérer pour un régime dominé par les collisions, dit non laminaire. Lors de collisions, il y a transfert du moment transverse au moment longitudinal. Ce phénomène entraîne un fort élargissement en énergie qui a plus souvent cours pour les faisceaux très dense. Il existe d'ailleurs une relation entre la dispersion en énergie ΔE et la densité de courant j :

$$\Delta E^2 = \Delta E_0^2 + Cj^{\frac{1}{2}}; \quad (1.13)$$

où C est une constante lié au libre parcours moyen entre deux collisions et ΔE_0 est la dispersion en énergie initiale dans le faisceau.

Le second mécanisme est prépondérant pour un faisceau sans collisions, en régime laminaire, soit quand le libre parcours moyen est grand devant la

distance d'interaction des effets coulombiens. Dans ce cas les ions émis de la source divergent très rapidement limitant les collisions. Il y a dans ce cas, une répulsion coulombienne entre deux particules voisines qui entraîne une conversion de l'énergie potentielle en énergie cinétique. Étant donné que les particules sont distribuées de manière aléatoire dans le faisceau, on retrouve un élargissement de la dispersion en énergie. Ce phénomène est résumé par la relation suivante :

$$\Delta E = 5.8\pi \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{m}{V_0} \right)^{1/3} r_s j^{2/3} \quad (1.14)$$

où e représente la charge de la particule, ϵ_0 la constante de permittivité du vide, m la masse de la particule, V_0 la tension d'accélération du faisceau et r_s le rayon de la source.

Ces modèles sont encore imprécis et reflètent la relative méconnaissance de ces phénomènes. Bien que ces derniers modèles soit basés sur de nombreuses suppositions, il semble fonctionner pour des faisceaux de faibles divergences et de forte brillance.

En conclusion, les qualités d'une source d'ions et les performances de la colonne ionique déterminent les possibilités d'exploitation d'un faisceau d'ions issus d'une FIB. Les attentes sont clairement pour une source brillante et de faible émittance. Les interactions coulombiennes stochastiques et de charge d'espace sont à réduire afin de limiter la dispersion en énergie. Une optique ionique présentant le minimum d'aberrations doit également être développée afin de pouvoir trouver le compromis parfait qui permettra de produire sonde ionique de petit diamètre et de forte intensité.

1.3 Les sources d'ions à atomes froids

1.3.1 Les atomes froids

Comme nous venons de le voir par la description des notions de brillance, il serait possible d'obtenir un faisceau performant en terme d'émittance en réduisant la taille de la source. Pourtant, ce procédé présente quelques limites notamment concernant alors le flux utile et les effets coulombiens. Une nouvelle approche consiste, à défaut de réduire l'aire du faisceau, à minimiser son angle d'ouverture donc sa vitesse transverse. L'intérêt initial est d'obtenir une source de faible dispersion en énergie et de forte densité angulaire.

Ces performances peuvent être obtenues en utilisant les atomes froids. Cette technique basée sur le refroidissement d'un nuage d'atomes par inter-

action laser-matière est déjà utilisée dans des applications telles que l'horlogerie atomique. L'idée d'utiliser les atomes froids pour une source FIB repose sur la forte brillance qui résultera d'un faisceau d'ions refroidis faiblement divergent et dont l'élargissement énergétique reste minimale.

Pour les atomes froids, tout commence par la première suggestion d'utiliser la lumière pour ralentir et donc refroidir les particules (atomes ou molécules) qui revient sans doute à [Kastler, 1950], qui reprit une idée antérieure de Pringsheim (1929). Cette idée fut remise au goût du jour par Ashkin en 1970 après l'invention vers 1960 des lasers. Hansch et Schawlow ainsi que Wineland et Delmet en 1975 proposèrent des idées expérimentales précises pour la réalisation de ce refroidissement laser [38], soit la réduction des vitesses thermiques et aléatoires des atomes en utilisant la force radiative créée par la lumière. Ensuite, au cours des années 1980, de nombreuses expériences virent le jour qui permirent le développement de refroidissement et de piégeage des atomes. Cette nouvelle ère dans la physique atomique fut récompensée d'un Prix Nobel attribué à Chu, Phillips et Cohen-Tannoudji pour respectivement le ralentissement d'un jet atomique par laser [39], la production d'une mélasse optique (refroidissement d'un gaz en 3 dimensions) [40] et l'idée novatrice du piège magnéto-optique, appelé MOT pour Magneto-optical trap.

Les mécanismes de refroidissement laser d'atomes peuvent être distingués par deux techniques différentes et complémentaires qui sont la mélasse optique qui assure le ralentissement des atomes et le piège magnéto-optique qui permet en outre le piégeage.

Pour bien comprendre le phénomène de refroidissement, il est nécessaire de décrire ne serait-ce que brièvement la nature de l'interaction laser-matière [41].

Prenons un atome immobile à deux niveaux dans la description classique plongé dans un champ lumineux de longueur d'onde λ (fig. 1.18). Cet atome à deux niveaux dans son état fondamental $|g\rangle$ va absorber un photon de moment $\hbar k$, avec k le vecteur d'onde du laser $k = 2\pi/\lambda$, qui va l'amener vers son état excité $|e\rangle$. Après un temps τ ($\tau = 1/\Gamma$, Γ étant la largeur naturelle de la transition), cet atome se désexcitera en émettant un photon dans une direction, décrite par une description statistique de probabilité symétrique. Après de nombreux cycles d'absorption-désexcitation, l'atome aura subi une force de radiation. Cette force résulte de la quantité de mouvement transférée à l'atome par les photons qui proviennent d'une même direction, celle du laser. La force de recul expérimentée par l'atome lors de sa désexcitation qui se produit dans les directions symétriques est de ce fait nulle. La force de

diffusion résultante produite par un seul faisceau laser est donnée pour une transition à deux niveaux par :

$$F = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + 4\delta^2/\Gamma^2} \quad (1.15)$$

où $s = I/I_0$ est le paramètre de saturation de la transition, I l'intensité du laser, I_0 l'intensité de saturation et $\delta = \omega - \omega_0$ le décalage de la fréquence laser ω comparé à la fréquence de résonance atomique ω_0 .

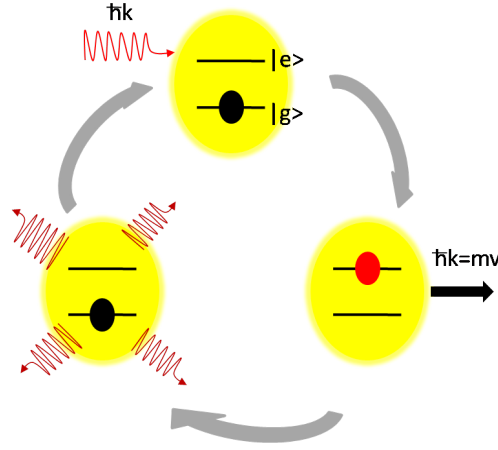


FIGURE 1.18 – Illustration de la force de diffusion. Lors de cycles d'excitation et de désexcitation successives, un atome absorbera une série de photons d'impulsion $\hbar k$. La désexcitation étant isotrope, l'atome subira une force directionnelle qui l'entraînera dans le sens de propagation de la source lumineuse.

Pour un atome se déplaçant à une vitesse $\mathbf{v}$, l'effet Doppler subi par l'atome en mouvement entre en jeu. En effet, pour un atome en mouvement dans un champ lumineux le décalage en fréquence sera $\delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$. Dans le cas de deux lasers contre-propageants, l'atome va subir un déséquilibre. Si l'atome se déplace dans le sens opposé à un des faisceaux laser, il percevra une pulsation supérieure à ω , la fréquence angulaire du laser décalée vers le rouge de la transition ($\delta < 0$). A contrario, s'il se déplace dans le sens de la propagation du laser, il verra la pulsation du laser inférieure à ω . Afin de favoriser l'absorption de photons provenant des lasers contre-propageants il suffit de choisir la fréquence angulaire $\delta < 0$, le laser est alors décalé vers le rouge. En effet,

seul les photons de directions opposés au sens du mouvement seront absorbés car plus proches de la résonance grâce à l'effet Doppler. La force résultante de ce décalage due au mouvement de l'atome, soit pour un laser $\delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ et un second $\delta + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$, a été assimilée à un fluide visqueux, d'où le nom de mélasse optique notée $F = -\alpha v$ [40]. Cette force permet donc le refroidissement des atomes prisonniers des champs lumineux contre-propageants lorsque sont installés des faisceaux lumineux dans les trois directions de l'espace.

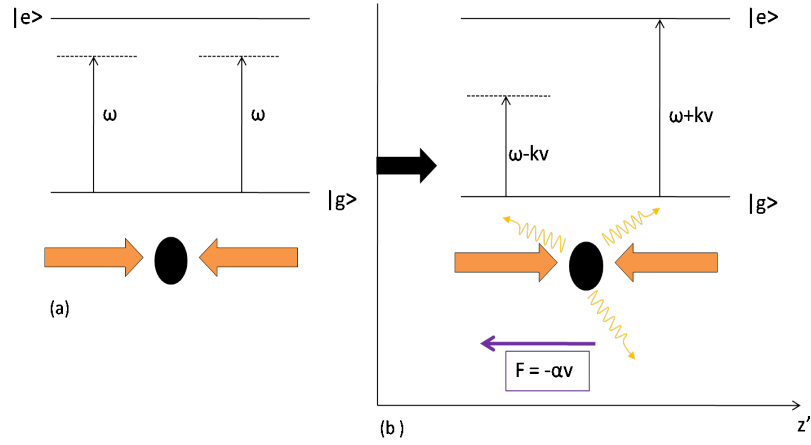


FIGURE 1.19 – Schéma illustrant l'effet Doppler. (a) Un atome immobile plongé dans le champ lumineux créé par deux lasers contre-propageants ne ressentira aucune force car la force de diffusion résultante pour les deux lasers est nulle. (b) Mais pour un atome en mouvement, l'effet Doppler conduit à l'expression d'une plus grande force de diffusion pour le laser se propageant à l'encontre du mouvement de l'atome. Cette figure est adaptée de [41].

Une des limitations provient du fait que la force de diffusion et le mouvement de recul aléatoire des atomes au cours des cycles d'excitation-déexcitation favorisent les mouvements erratiques de faibles vitesses mais non nulles. De ce fait, la vitesse moyenne des atomes ne peut passer la barre des dix-millièmes de Kelvin. Ils sont amenés à quitter progressivement la région de mélasse optique. La température limite liée à ce mouvement aléatoire est appelé température Doppler et est atteinte pour $\delta = -\Gamma/2$ et vaut $k_B T_{Doppler} = \hbar \Gamma/2$. Pour le césium, la température Doppler est de $125 \mu K$.

Afin de les refroidir plus durablement, une technique alliant le ralentissement par mélasse optique qui agit sur la composante en vitesse des atomes et un confinement magnétique qui permet un piégeage dans l'espace a été mis au point : le piège magnéto-optique.

Le piège magnéto-optique consiste à utiliser une mélasse optique tridimensionnelle couplée à un gradient de champ magnétique et à une polarisation des faisceaux laser adaptée.

Le gradient de champ magnétique va en effet conduire à la levée de dégénérescence des sous niveaux magnétiques M_j par effet Zeeman au voisinage du centre du piège. Prenons une mélasse optique dans les trois directions de l'espace avec des lasers contre-propageants dont la fréquence est décalée vers le rouge de la transition et se croisant au centre d'un champ quadrupolaire produit par deux bobines en position anti-Helmoltz (fig. 1.20). Pour une transition à deux niveaux de $J = 0$ à $J = 1$, les sous-niveaux Zeeman $M_j = 0, \pm 1$ vont être plus proches de la résonance suivant la position de l'atome sur l'axe de propagation. D'un côté, pour les z négatifs, le sous-niveaux $M_j = -1$ sera plus proche de la transition. A contrario, de l'autre côté, pour les z positifs, la transition $M_j = +1$ sera plus proche de la résonance. Les règles de sélection indiquent que la lumière polarisée σ^+ régit la transition $M_j = +1$ et vice-versa. De ce fait en choisissant correctement les polarisations des lasers, ceux-ci permettent d'interagir plus fortement avec les atomes s'éloignant du centre du piège. Ainsi, le couplage d'un gradient de champ magnétique et de la polarisation de la lumière laser permet le confinement spatial du nuage d'atomes en le ramenant sans cesse vers le centre du piège (via les cycles d'absorption-désexcitation).

Un MOT standard peut contenir 10^9 atomes pour une densité de 10^{10} cm^{-3} et une température de $300 \text{ } \mu\text{K}$ [42].

Il faut noter que cette approche reste essentiellement théorique et qu'en prenant en compte une représentation à trois dimensions, en champ fort et surtout avec de multiples niveaux, la théorie ne fonctionne pas très bien. On peut notamment rapidement évoquer un aspect particulier du refroidissement. En prenant en compte le fait que la polarisation ou l'intensité résultante, créée par les deux lasers, de la lumière vue par l'atome change au cours de son déplacement. Cela induit des phénomènes de pompage optique complexes entre les sous-niveaux Zeeman de l'atome, et permet d'expliquer l'existence d'autres forces : les forces sub-Doppler, qui permettent d'atteindre quelques multiples (typiquement 10 fois) de la température de recul. Dans le cas du césium, la température de recul définie comme $T_{\text{recul}} = \hbar^2 k^2 / (k_B m)$ est d'environ $0.2 \text{ } \mu\text{K}$, soit une vitesse dite de recul de $\hbar k / m$ d'environ 0.35 cm.s^{-1} .

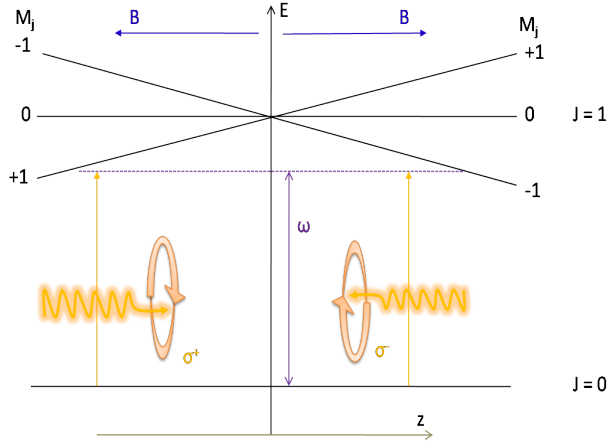


FIGURE 1.20 – Schéma de principe du mécanisme du piège magnéto-optique. Ici, on prend le cas d'un atome avec une transition de $J = 0$ à $J = 1$. Dans le champ magnétique, le décalage des niveaux produits par effet Zeeman dépend de la position de l'atome. Deux lasers contre-propageants polarisés circulairement frappent l'atome. Les règles de sélection pour les transitions des niveaux Zeeman amènent un déséquilibre de la force radiative des lasers qui repoussent l'atome vers le centre du piège. Cette figure est adapté de [41].

1.3.2 Les différentes productions de sources à atomes froids

Maintenant que nous avons décrit le principe du refroidissement d'atomes dans le cas le plus général, nous allons nous attarder sur les expériences qui ont utilisé la technologie des atomes froids pour la réalisation d'une source de particules chargées pouvant être à terme utilisée pour l'instrumentation FIB ou FEB (Focused Electron Beam).

Quelques groupes se sont dirigés dans une nouvelle direction à la frontière des domaines de la physique atomique et de l'optique des particules chargées qui consiste à utiliser les atomes froids comme source ionique ou électronique. Le prochain paragraphe présentera un aperçu des réalisations de ces dernières années.

Les ions piégés

Tout d'abord, on peut parler de K. Singer et de son équipe à Ulm qui ont développé à partir d'un piège de Paul (ou de Penning) une source mono-ionique d'ions calcium (Ca^+) [43]. Il s'agit de charger dans un piège de Paul

un nuage d'atomes préalablement refroidis et ionisés par laser. Un astucieux système d'extraction permet d'obtenir un jet ionique constitués d'ions extraits un à un du piège de Paul. Ce jet passe ensuite par une lentille Einzel afin de pouvoir le focaliser jusqu'à un rayon final d'environ $4.6\mu m$ à une distance de 25 cm du piège. La faible divergence angulaire et énergétique du jet obtenu ont permis d'observer la réduction des aberrations sphériques et chromatiques au niveau de la lentille optique.

Les électrons et la photoionisation

D'autres équipes utilisent les atomes froids afin d'extraire un faisceau de particules chargées de bonne qualité, notamment pour exploiter les propriétés électroniques d'un tel faisceau.

C'est le cas de l'équipe de R. Scholten à Melbourne [44] en collaboration avec l'équipe de E. Vredenburg à Eindhoven. A partir d'une source d'électrons froids créée par photo-ionisation à partir d'un MOT de rubidium, ils étudient la dynamique et la cohérence de paquets ultra-froids produits par ralentissement laser (fig. 1.21). Leurs travaux cherchent à minimiser les effets coulombiens inhérents à une telle source afin de créer un faisceau avec une cohérence temporelle et spatiale permettant la minimisation de la diffraction présente lors de l'utilisation de faisceaux d'électrons dans les SEM. Pour cela, ils combinent leur source issue du MOT à un SLM (Ecran à cristaux liquides ou Spatial Light Modulator) qui permet de contrôler la distribution d'électrons présents dans le paquet.

Les ions et la photoionisation

L'équipe de E. Vredenburg étudie également les faisceaux d'électrons et d'ions en mode pulsé [45]. Ils cherchent à étudier les mécanismes de formation de paquets ioniques visant à minimiser la dispersion en énergie (fig. 1.22). Ils travaillent sur un MOT de rubidium et s'intéressent entre autres à la dispersion en énergie longitudinale due aux effets stochastiques. Le nuage d'atomes est refroidi dans les trois dimensions de l'espace. Ensuite, il est ionisé en deux étapes par un laser d'excitation ($\lambda=780$ nm) et un autre d'ionisation ($\lambda=479$ nm). Enfin les ions créés sont accélérés par deux électrodes et extraits de la zone de piège. L'équipe hollandaise démontre que des paquets d'ions de faible dispersion en énergie, de l'ordre de 20 meV, peuvent être produits. Elle montre également l'influence de la charge d'espace pour sur les forts courants [46].

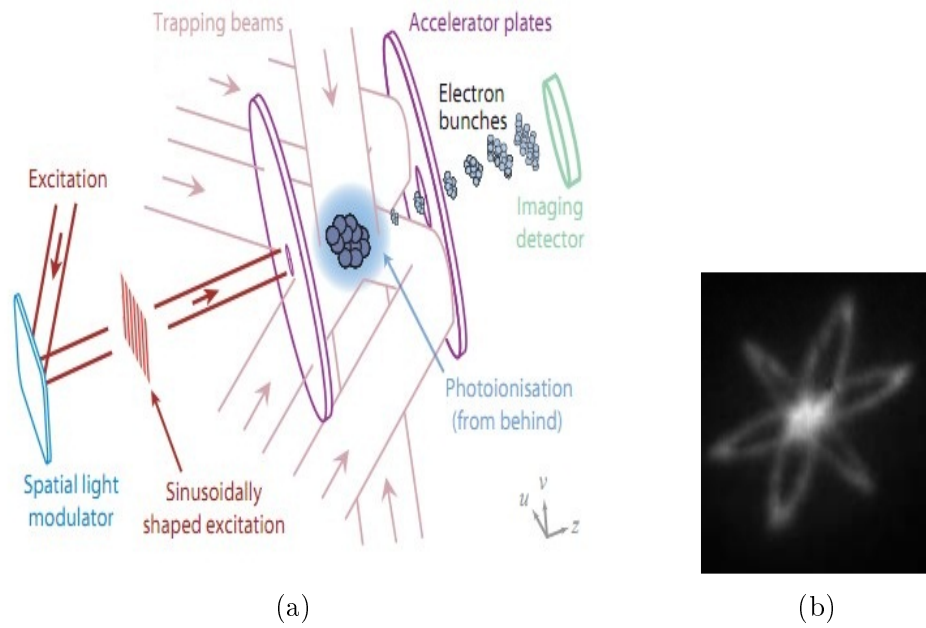


FIGURE 1.21 – Schéma de principe de l'expérience source d'électrons refroidis par laser de R. Scholten dont la figure est adaptée de [44]. Le piège magnéto-optique est cerné de deux électrodes extractrices, d'un SLM (Spatial Light Modulator) et d'un détecteur. Les électrons sont excités en canaux sélectionnant un profil spatial à l'aide du SLM qui permet le façonnage du faisceau laser. Un second laser vient ioniser les atomes qui sont ensuite extraits par champ électrique et détectés grâce une galette micro-canaux équipée d'un écran phosphore.

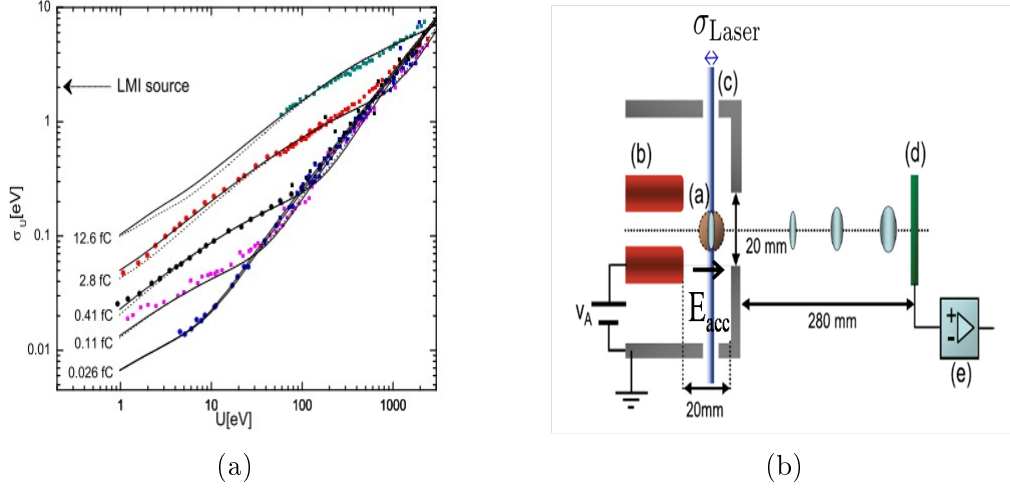


FIGURE 1.22 – Résultats de simulation issus de [45]. On observe la variation de la dispersion énergétique σ_u en fonction de l'énergie du faisceau pulsé U . Afin de rendre compte du contexte, l'impulsion de création des ions dure 2.5 ns. On en déduit que 1 fC correspond à 400 nA.

Ils démontrent notamment l'influence temporelle du champ électrique d'extraction sur la focalisation du paquet d'ions produits. La dépendance temporelle façonne le paquet d'ions et permet de réduire la dispersion en énergie longitudinale. Ceci dans le but de trouver un compromis entre la brillance et la dispersion en énergie issue des interactions coulombiennes non négligeable à fort courant. C'est ainsi qu'ils ont obtenu une source pulsée avec un courant maximal dans le pulse estimé à 13 pA pour un ΔE de 0.9 eV avec un tension d'extraction à 800V [47].

Les travaux les plus avancés concernant les ions ont été obtenus par une équipe du NIST (National Institute of Standards and Technology) dirigée par J. McClelland. Dans un premier temps, l'étude de faisabilité d'une source d'ions chrome bâtie à partir d'un MOT et où les atomes étaient photo-ionisés avant d'être fortement accélérés a été démontrée [48] [49]. Ils avaient ainsi obtenu un faisceau d'ions avec une émittance normalisée de $6.0 \cdot 10^{-7}$ mm.mrad. $\sqrt{\text{MeV}}$ pour un courant de 0.25 pA, ce qui conduit à une brillance maximale à $2.25 \text{ A.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{eV}^{-1}$, soit environ 50 fois moins qu'une LMIS. Leurs derniers travaux montrent le couplage d'une telle source à une optique ionique [50] [51]. Cette fois, leur choix s'est porté sur le lithium pour diverses raisons notamment le faible poids du lithium qui permet de l'utiliser en imagerie SIM (fig. 1.23). Bien qu'issue d'un MOT, cette démonstration de couplage d'une source d'ions ultra-froide est en mode continu. En effet, un

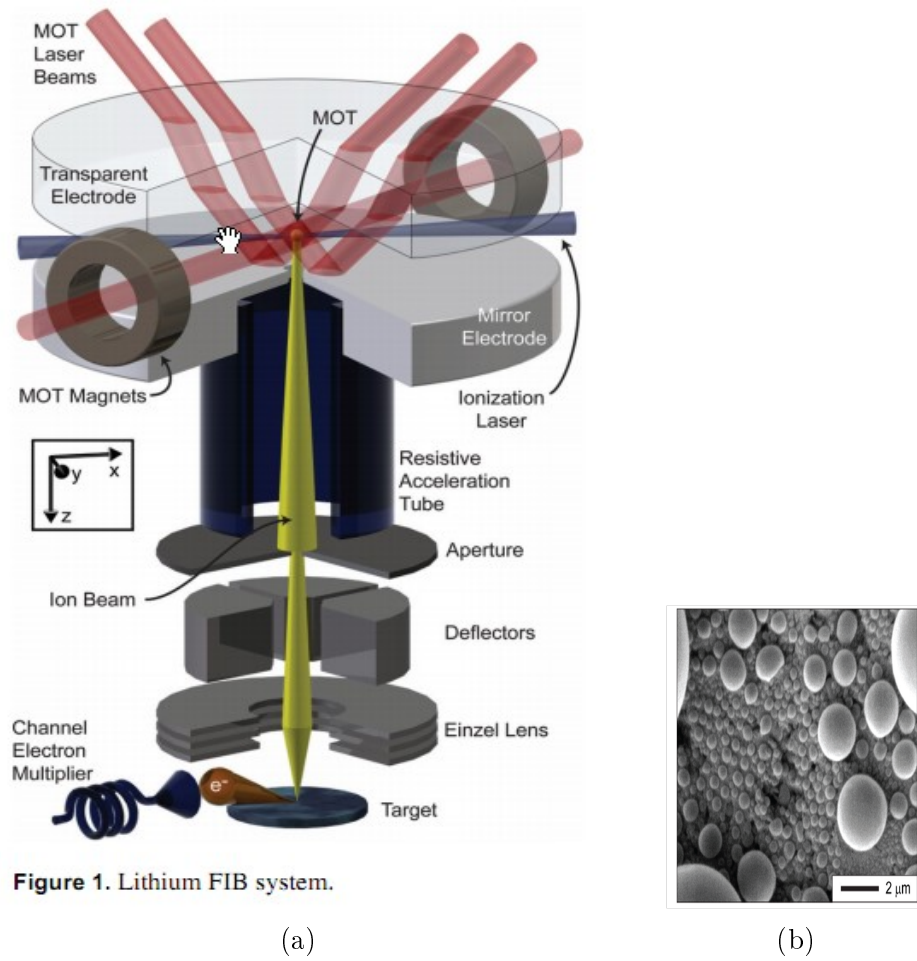


FIGURE 1.23 – Système FIB de lithium développé au NIST. Cette figure est adaptée de [50].

chargement continu du piège magnéto-optique additionné à la production d'ions par photo-ionisation d'une partie du MOT offre la possibilité d'une source continue.

Ce système a permis l'imagerie de sphère de carbone par un jet d'ions lithium à 1pA dont l'énergie est de 2 keV. La taille de sonde obtenue par l'optique développée (une lentille Einzel et un tube d'accélération résistif qui limite les aberrations) est d'environ 27 nm (pour une variation de signal de 25-75 %).

1.3.3 Les limitations actuelles

Toutes ces récentes applications des atomes froids à l'univers des particules chargées laissent présager de possibilités nouvelles dans le domaine. Le but recherché demeure l'obtention d'un faisceau de forte brillance et de faible dispersion en énergie. Pourtant, les différentes idées développées présentent quelques limitations pour l'utilisation d'atomes froids pour la réalisation d'une source de particules chargées pour une colonne FIB.

Dans un premier temps, les courants extraits des différentes sources précédemment décrites restent encore limités. Des courants de quelques pA ne peuvent être efficacement exploités si on considère qu'une brillance comparable à celle de la LMIS, soit environ $10^6 \text{ A.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{eV}^{-1}$, est recherchée. Ceci est principalement dû à l'utilisation d'un piège magnéto-optique comme source d'ions. En effet, il existe une limite concernant le taux de remplissage du MOT causée par le temps de nécessaire à recharger le MOT avec une vapeur qui doit être au préalable refroidie.

Une autre problématique demeure. En effet, à faible courant, les effets coulombiens sont moins contraignants. Les désagréments dus aux interactions coulombiennes n'ont pas besoin d'être optimisés. Pourtant, au vu des différentes études en cours par les différentes équipes décrites précédemment, ces effets ne sont pas négligeables. Ces effets plus sensibles et plus difficilement évaluables pour des courants plus forts demeurent une limite pour l'obtention d'une brillance suffisante pour la création d'une source qui concurrence la LMIS.

En conséquence de ces effets coulombiens, une forte énergie d'extraction est nécessaire afin d'en limiter les effets. Pourtant dans le cadre de la photo-ionisation, l'augmentation du champ d'extraction n'est pas sans conséquence, notamment concernant la dispersion en énergie.

La dispersion en énergie lors de la création des ions produit par la photo-ionisation est directement proportionnelle au champ d'extraction. Une même relation lie la dispersion en énergie à l'ionisation et la taille du faisceau laser incident [49],

$$\Delta E = e\sigma_{ion}E \quad (1.16)$$

où, σ_{ion} est la largeur du faisceau laser dans une configuration où le laser d'ionisation est perpendiculaire à la propagation d'extraction des ions, E le champ électrique appliqué et e , la charge d'un ion. Cette relation est visible sur la figure 1.22 où la dispersion en énergie σ_u est proportionnelle à l'énergie du faisceau U .

Ainsi, on comprend que cette dispersion en énergie est limitée par le waist du laser qui lorsqu'il est de petite taille limite l'ionisation donc le courant disponible. De plus, cette dispersion est également liée au champ d'extraction qui doit être le plus faible possible alors que pour limiter les effets coulombiens et obtenir une bonne brillance, ce dernier doit avoir une valeur élevée.

Ce dilemme montre les limites de la photo-ionisation d'un MOT pour obtenir une source d'ions à fort flux et très brillante et de faible dispersion en énergie.

Une nouvelle approche est donc à envisager pour aller vers de plus forts courants.

1.3.4 Une nouvelle approche : le jet atomique continu et l'ionisation par champ

L'objectif de cette thèse est donc d'étudier la faisabilité d'une source d'ions brillante de forte intensité et de faible dispersion en énergie.

Nous avons vu que l'utilisation d'un plasma ultra-froid présentait quelques limitations dans les conditions actuelles. L'extraction d'un faisceau de particules issu d'un piège magnéto-optique ne permet pas à l'heure actuelle d'obtenir un faisceau d'ions de fort flux associé à une faible dispersion énergétique³.

Concernant, les limitations des nombreuses sources à atomes froids conçues jusqu'à présent, nous avons développé d'autres chemins d'exploitation du refroidissement d'atomes.

Le schéma privilégié est similaire à celui développé par Freinkman *et al.* [52]. L'expérience proposée est illustrée par la figure 1.24. Il est suggéré de générer des faisceaux d'ions refroidis afin de limiter la divergence du faisceau et donc les aberrations dans la colonne optique. Pour ce faire, ils proposent de collimater par laser un jet atomique issu d'un four effusif. L'ionisation se fait alors toujours par laser. Le problème de la photo-ionisation pour l'obtention d'une source d'ions demeure. La nécessité d'une forte puissance laser nécessaire à l'ionisation est même évoquée.

Nous allons développer dans le paragraphe suivant les choix technologiques que nous avons privilégié afin de produire une source ultra-froide d'ions césium. Le faible courant de sources issus des MOTIS est une limitation. Nous nous sommes donc inspirés de la proposition ci-dessus. Nous avons choisi de partir d'un four qui produira un fort flux utile lors de l'ionisation. De plus, ce four permettra l'obtention d'un jet d'ions continu.

3. Dans notre cas, on parle d'un faisceau de faible dispersion en énergie lorsque $\Delta E \ll \Delta E_{LIMS}=4.5$ eV.

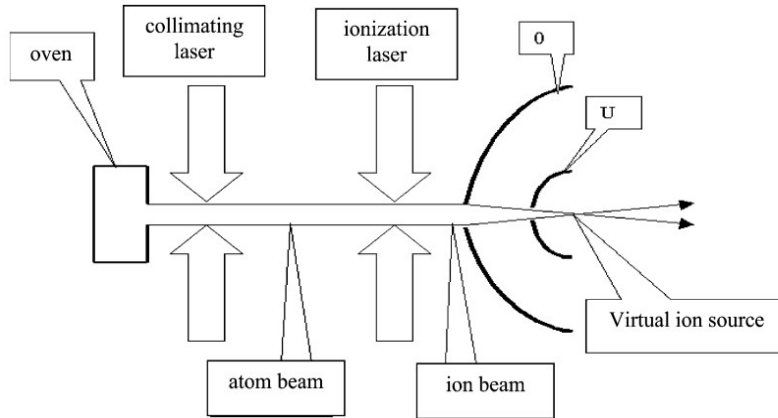


FIGURE 1.24 – Schéma de principe de l'expérience proposée par Freinkman *et al.*. La figure est adaptée de [52].

C'est pour conserver ce fort flux et minimiser la dispersion énergétique que nous emploierons la technologie du refroidissement d'atomes. Il sera alors nécessaire de collimater et de compresser le jet d'atomes par laser. Nous réduirons les vitesses transverses thermiques du jet d'atomes tout en augmentant la densité d'atomes à ioniser. Pour cela, nous utiliserons une mélasse optique transverse couplée à un fort champ magnétique. On parlera d'un piège magnéto-optique à deux dimensions, le MOT-2D.

L'idée innovante concerne l'étape d'ionisation de ce jet d'atomes étant donné le dilemme induit par l'ionisation par photo-ionisation. De ce fait, ce procédé ne pourra jamais apporter de manière concluante un fort flux d'ions et une faible dispersion en énergie. Nous nous sommes donc portés sur l'ionisation par champ d'atomes de Rydberg. Les formidables propriétés de ces états atomiques créés sous la limite d'ionisation nous permettront de contourner cette difficulté.

Il est convenable d'expliquer notre choix de privilégier l'élément césium. Il est reconnu que le laboratoire Aimé Cotton dans le cadre duquel cette thèse a été effectuée a une relation privilégiée et historique avec l'atome de césium. De nombreuses et riches expériences ayant pour acteur cet atome ont été montées entre ces murs. Cette connaissance accrue des équipes du laboratoire des techniques de refroidissement de cet élément en faisait un choix somme toute évident. De plus, de façon plus prosaïque les techniques de refroidissement sont bien connues et maîtrisées. Les faisceaux laser nécessaires au refroidissement de l'atome sont également accessibles aux travers d'éléments optiques standards (notamment les diodes lasers). Mais ce n'est pas tout. Dans l'optique d'une application FIB à cette toute nouvelle source

d'ions, le césium présente également quelques avantages. Le césium, faisant partie de la famille des alcalins, est un élément très réactif. Cette sensibilité chimique s'avère très utile dans le cadre d'une analyse SIMS, procédé que nous avons développé précédemment. C'est donc essentiellement pour ces raisons de connaissance et de possible utilisation de l'élément que nous sommes partis pour développer une source d'ions césium.

Le montage de l'expérience développée dans ce manuscrit qui vise à produire une source ultra-froide d'ions césium est schématisé par la figure 1.25.

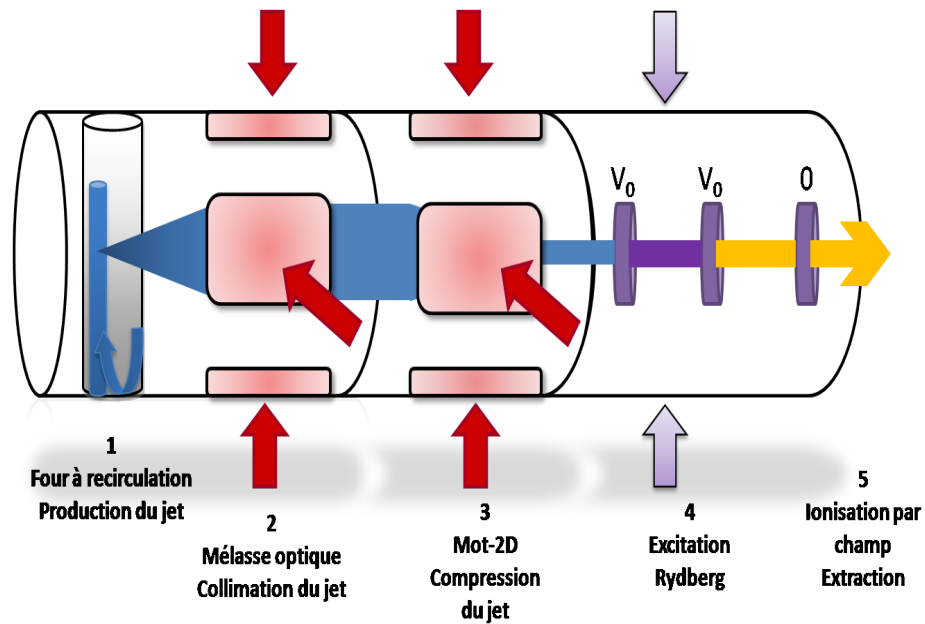


FIGURE 1.25 – Schéma de principe de l'expérience ColdBeam. Un jet atomique de césium est produit par un four à recirculation. Le jet atomique est ensuite collimaté et comprimé par refroidissement laser. Les atomes du jet atomique sont excités vers des états de Rydberg pour finalement être ionisés par champ électrique.

Dans les prochains chapitres, nous développerons chaque étape de production de la source d'ions césium brillante.

Chapitre 2

Développement d'un jet atomique de césium refroidi

Dans le cadre du développement de notre source brillante d'ions césium, notre choix s'est porté sur la production d'un jet d'atomes qui sera collimaté et comprimé par laser. Ce choix s'explique par la volonté d'obtenir un jet continu et de fort courant. Cette source d'atomes sera l'objet de ce chapitre. Nous étudierons les caractéristiques de notre jet d'atomes issu d'un four à recirculation. Après une étude du fonctionnement de ce four spécifique, nous en évaluerons les performances. L'étude théorique se poursuivra par un développement sur la collimation du jet atomique par laser et un rapide aperçu de l'étape de compression. La suite sera consacrée au montage expérimental et à la caractérisation du jet atomique obtenu.

2.1 Le four à recirculation

2.1.1 Principe du four à recirculation

Le jet atomique effusif est généré par un four de césium. Il existe de nombreuses configurations permettant d'obtenir un jet atomique à partir d'un four [53]. Nous souhaitons travailler avec un jet continu. Nos efforts se sont concentrés sur la mise en place d'un four à recirculation. Ce type de four permet sans perte et sans chargement trop fréquent de limiter la vapeur parasite s'échappant du réservoir sans qu'elle vienne tapisser les parois de la chambre à vide ou perturber le jet. Ceci garantira une longue durée de vie à notre source d'ions. Dans le but d'obtenir une source d'ions césium qui puisse être commercialisée, la durée de vie est un critère primordial, la taille des éléments de pompage était également un des critères de sélection.

Le four à recirculation est donc le bon choix pour limiter une trop grande vapeur et permet de surcroît le recyclage du césium ainsi que l'obtention d'un jet pré-collimaté.

De nombreuses configurations de four à recirculation ont été développées [54] [55]. Pour nos travaux, nous avons choisi de nous inspirer des fours les plus récents. Le four à recirculation à la base de nos réflexions a été conçu par Hau *et al.* [56] pour un jet de sodium (Na), amélioré par Walkiewicz *et al.*[44] pour être utilisé par Slowe *et al.*[57] pour du rubidium (Rb) et par Pailloux *et al.* [58] pour du césium (Cs).

Le principe du four à recirculation repose sur trois éléments principaux : un creuset, une chandelle et une mèche (fig. 2.1). Le creuset joue le rôle de réservoir en maintenant le césium un peu au-dessus de la température de fusion¹. Pour le bon fonctionnement du four à recirculation, le césium doit se trouver à l'état liquide. La chandelle contient une mèche qui s'imbibe de césium. Le césium va donc mouiller la mèche à la base de la chandelle. La mèche qui se trouve à l'intérieur de la chandelle apporte le césium du bas du creuset jusqu'en haut de la chandelle : le césium va grimper par capillarité, phénomène optimisé par les qualités physiques de la mèche. La chandelle chauffée le césium sera vaporisé au sommet de la chandelle où se situe le point d'effusion. Le jet effusif de césium sera ainsi produit.

Une forte température est nécessaire au sommet de la chandelle alors qu'à sa base, la température doit être maintenue le plus bas possible tout en conservant le césium liquide. Le césium ayant une forte tension de vapeur, il est important en effet de ne pas chauffer excessivement le creuset afin de ne pas produire de vapeur parasite. Il faut donc établir un fort gradient de température entre le haut et le bas de la chandelle pour permettre le contrôle des propriétés du jet thermique. Ce gradient de température est le paramètre essentiel au bon fonctionnement du four. Une fois le jet initié, la recirculation s'effectue grâce aux parois du creuset qui collectent et amènent, par gravité, au fond le surplus de césium évaporé par le point d'effusion.

Contrairement aux versions précédentes [56],[44],[57], l'originalité de ce four à recirculation [58] repose sur la matière utilisée dans la conception de la mèche. En étudiant la capillarité et la mouillabilité du césium sur divers types de supports, l'équipe d'A. Pailloux a choisi d'utiliser un nouveau matériau. La chandelle de ce four fonctionne donc avec une mèche qui se constitue d'une tresse de verre de silice. Cette innovation montre des qualités supérieures quant à la mouillabilité du césium dans la chandelle et sa capillarité jusqu'au

1. La température de fusion du césium T_F est de 28.44 ° C [59]

point d'effusion. Les résultats de cette configuration montrent l'obtention d'une intensité du jet atomique produit de $10^{16} \text{ at.s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$.

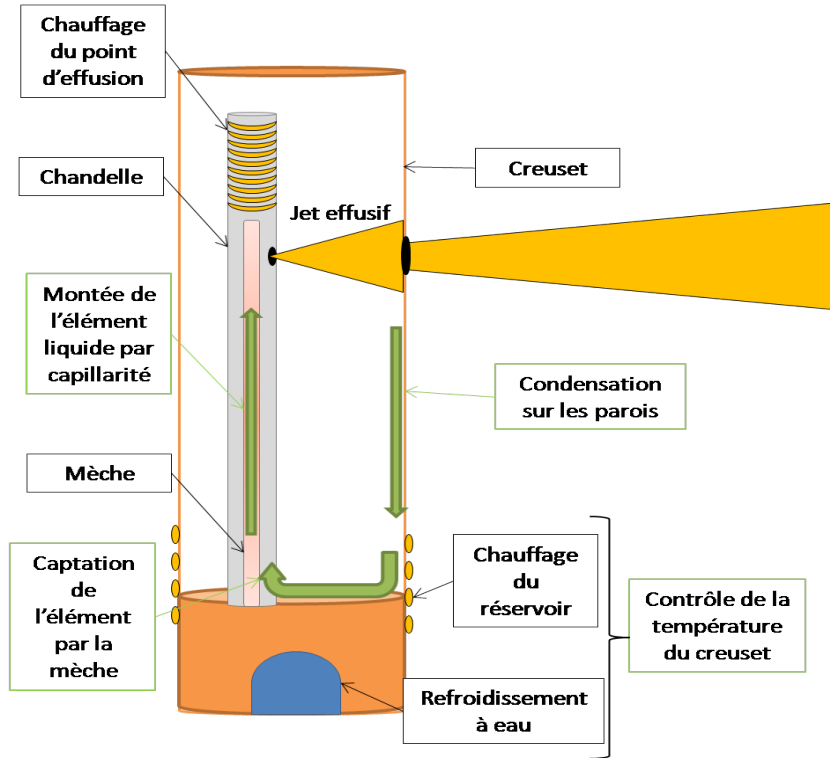


FIGURE 2.1 – Schéma de principe du four à recirculation basé sur le four conçu par Pailloux *et al.* [58]. Les points-clés du fonctionnement du four sont le creuset qui joue le rôle de réservoir, la mèche qui permet l'apport de césium et la chandelle par capillarité qui produit le jet effusif et la recirculation du césium liquide par gravité. Ce four peut produire un jet atomique d'une intensité de $10^{16} \text{ at.s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ à 220°C .

2.1.2 Etude théorique du jet atomique

Nous venons de voir le fonctionnement du four à recirculation. Nous allons dans les lignes qui suivent étudier les performances théoriques du jet atomique de césium.

Le jet effusif

Nous cherchons à obtenir du four à recirculation un jet effusif non collisionnel. En effet, si nous dépassons la plage de fonctionnement de l'effusion, le jet entre dans un nouveau régime et devient supersonique. Le libre parcours moyen est alors petit devant les distances à parcourir dans le four (en particulier, la taille des orifices). On assiste alors à une déplétion des basses vitesses dans le jet. Ce type de jet produit ne nous sera pas favorable pour les phases suivantes de l'expérience. Les atomes seront alors trop rapides pour être collimatés. Cette étape sera explicitée plus loin dans ce chapitre.

De ce fait, il est capital de définir la plage de fonctionnement du four afin de rester dans les conditions de ce régime.

La pression de vapeur saturante dépend de la température et de la phase de l'élément chimique. Pour le césium liquide, la pression de vapeur est donnée en fonction de la température T par [59] :

$$\log_{10} P_v = 8.22127 - \frac{4006.048}{T} - 0.00060194 T - 0.19623 \log_{10} T \quad (2.1)$$

avec P_v , la pression de vapeur (torr) et T , la température (K).

Lors de l'effusion du gaz, le jet sera non collisionnel, si le libre parcours moyen Λ est très supérieur au diamètre de l'orifice de sortie. La température de fonctionnement du jet effusif est décrite par le paramètre de Knudsen $K_n = \Lambda/D_{cd} \gg 1$, où D_{cd} est le diamètre d'effusion de la chandelle. Dans l'hypothèse où les collisions sont élastiques, le libre parcours moyen Λ est donné par [60] :

$$\Lambda = (\sqrt{2}\pi\sigma^2 n_0)^{-1} \quad (2.2)$$

avec σ , la section efficace de collisions. Cette formule est valable pour un gaz suivant une distribution maxwellienne et suivant le modèle des sphères rigides de densité n_0 , définie en assimilant la vapeur de césium à un gaz parfait. On voit clairement (fig. 2.2) que le paramètre de Knudsen définit la limite de jet effusif pour notre configuration de chandelle autour de 455K pour une pression de vapeur saturante d'environ 5.6 Pa.

Le flux atomique

Il nous faut maintenant définir le flux utile obtenu grâce au four à recirculation, tout ceci dans le but de pouvoir évaluer les performances futures de la source d'ions césium. En régime effusif, la distribution des atomes à

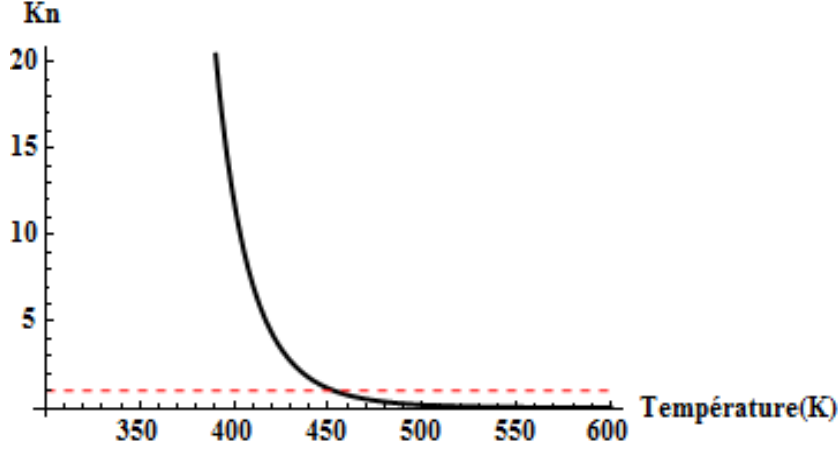


FIGURE 2.2 – Paramètre de Knudsen K_n en fonction de la température de la chandelle. Le trait tireté rouge indique la limite imposée par le diamètre de sortie de la chandelle.

l'intérieur de la chandelle en fonction de la vitesse et de la température est donnée par la distribution de Maxwell-Boltzmann en fonction du nombre total d'atomes N :

$$\frac{dN}{dv} = N f_{Maxwell}(v) = \frac{4N}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} v^2 \exp\left(\frac{-mv^2}{2k_B T}\right) \quad (2.3)$$

Pour calculer le flux d'atomes sortant, il est nécessaire de connaître le nombre d'atomes qui vont sortir de l'orifice pendant une période dt . Il faut donc déterminer le nombre d'atomes de vitesse v présents dans le cylindre de génératrice l'axe formant un angle θ avec l'axe z de longueur vdt et de surface $A \cos\theta$ (fig. 2.3). Ainsi, pour obtenir le flux d'atomes émergeant dans cette direction, il suffit de prendre en considération l'angle solide $d\Omega = \frac{\sin\theta d\theta d\phi}{4\pi}$. Il est alors possible d'écrire :

$$\frac{dN}{dt}(v, T) = n_0 f_{Maxwell}(v, T) d\Omega v A \cos\theta \quad (2.4)$$

En considérant les deux orifices de la chandelle et du creuset qui définissent un angle maximal $\theta_{Max} = \tan^{-1}((r_{cc} + r_{cd})/L_{cc})$ et donc en intégrant θ entre 0 et θ_{Max} , le flux total est alors :

$$\frac{dN}{dt}(v, T) = \frac{n_0 f_{Maxwell}(v, T) v A}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta_{Max}} \sin\theta \cos\theta d\theta \quad (2.5)$$

Le flux total issu du four à recirculation peut s'écrire alors :

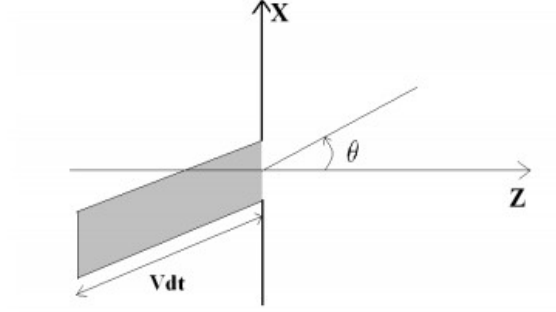


FIGURE 2.3 – Notations utilisées pour le calcul du flux théorique du four à recirculation.

$$\Phi = \Phi_0 \sin^2 \theta_{Max} \quad (2.6)$$

où $\Phi_0 = \frac{1}{4} n_0 \bar{v} A_{cd}$ avec A_{cd} , l'aire de l'orifice de la chandelle et $\bar{v}$, la vitesse moyenne.

On peut ainsi évaluer le flux issu du four à recirculation en fonction du chauffage de la chandelle. On calcule ainsi le flux maximal d'environ $2.10^{14} \text{ at.s}^{-1}$ (fig. 2.4) pour notre jet effusif 2.5 dont la température maximale d'utilisation est autour de 455K.

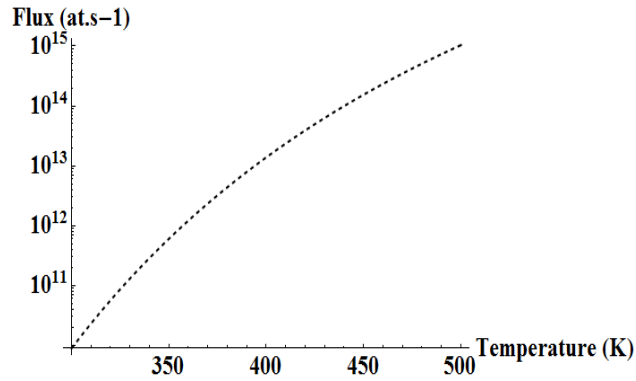


FIGURE 2.4 – Flux théorique issu du four à recirculation en fonction de la température de la chandelle

Le profil spatial du jet

La divergence du jet de notre installation est définie par les deux ouvertures de la chandelle et du creuset ainsi que par la distance L_{cc} les séparant.

On obtient une divergence moyenne $\bar{\theta}$, le demi-angle d'ouverture de 43 mrad et une divergence maximale θ_{Max} de demi-angle d'ouverture de 63 mrad. On peut distinguer ces deux divergences car le jet ainsi créé aura un profil spatial inhomogène. En effet, de par les deux ouvertures, le profil du jet peut être assimilé à un profil trapézoïdal. Il existera une zone de forte intensité I_0 et deux ailes d'intensités déclinantes en s'éloignant de l'axe de propagation. On parle de pénombre du jet.

La surface de ces zones et leurs intensités respectives sont fonction de la distance à laquelle on souhaite procéder à une détection spatiale du jet. Au cœur du jet, lorsque les atomes sont proches de l'axe, l'intensité du jet est maximale.

Il existe donc une zone du jet où l'intensité est à son maximum et peut être considérée comme homogène et des zones de pénombre où l'intensité décroît (fig. 2.5). Ces approximations permettent une compréhension simplifiée du profil spatial du jet atomique dans le cas d'une approximation paraxiale.

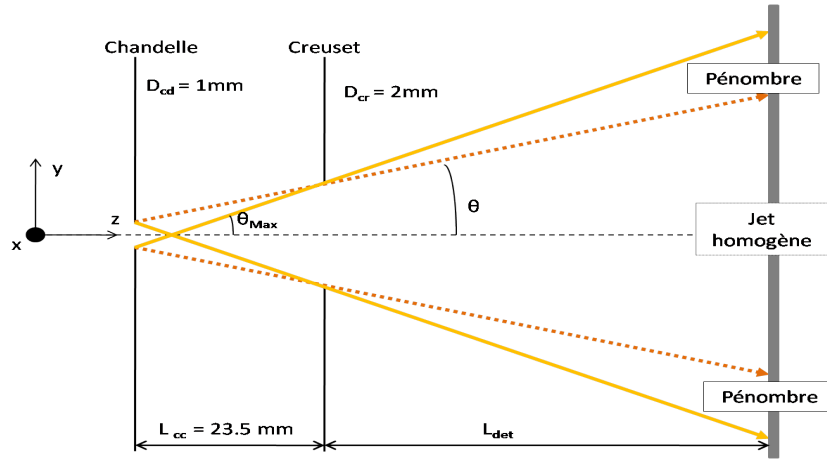
Les distributions de vitesses

Maintenant que nous avons défini le profil spatial et la divergence du jet, il serait intéressant de regarder de plus près les distributions en vitesse du jet atomique issu du four à recirculation. En effet, dans l'optique d'un refroidissement des vitesses transverses par laser, il serait bon de pouvoir estimer les vitesses présentes dans le jet mais également la distribution des vitesses transverses à une température donnée. Ainsi, nous pourrions évaluer les possibilités et performances du refroidissement.

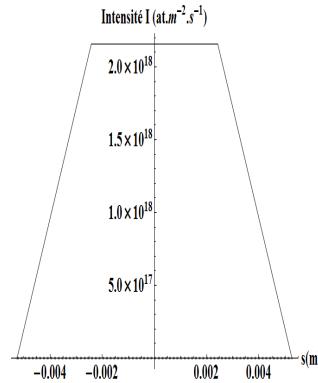
Dans le cas d'un jet atomique effusif, la probabilité pour qu'une molécule émerge d'une petite ouverture est proportionnelle à la vitesse de la molécule. Dans ce cas, cette probabilité n'est pas donnée par la loi de Maxwell-Boltzmann. Ainsi, dans le cas d'un jet effusif, la fonction de distribution des vitesses est proportionnelle à la loi de Maxwell-Boltzmann multiplié par v [53]. Les constantes de proportionnalité sont données en normalisant par le nombre total de particules N . Ainsi, la distribution de vitesses des particules dans le jet effusif d'atomes est donnée par :

$$\frac{dN}{dv} = N f_{Knudsen}(v) = N \frac{m^2}{2k_B^2 T} v^3 \exp\left[-\frac{mv^2}{2k_B T}\right] \quad (2.7)$$

Les différentes distributions de vitesses des particules dans la chandelle et dans le jet issu du creuset entraînent une autre expression des vitesses caractéristiques. Dans ce cas, nous pouvons estimer les valeurs des vitesses



(a) Mise en évidence de la dispersion du jet. Les orifices de la chandelle et du creuset conditionnent la dispersion spatiale du jet. On observe l'apparition d'une zone de jet de forte intensité où l'intensité est considérée comme homogène et deux zones de pénombre dans lesquelles la densité atomique est déclinante. Il faut noter que ce schéma n'est pas à l'échelle et qu'en réalité le jet atomique est bien moins divergent.



(b) Profil spatial simplifié du jet atomique à l'entrée de la zone de collimation.

FIGURE 2.5 – Evaluation du profil spatial du jet atomique.

moyennes dans le jet ainsi que des vitesses les plus probables pour diverses températures (fig. 2.6) qui sont définies respectivement par

$$\bar{v} = \frac{3}{4} \sqrt{\pi} \sqrt{\frac{2k_B T}{M}} \quad (2.8)$$

et

$$v_p = \sqrt{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{2k_B T}{M}} \quad (2.9)$$

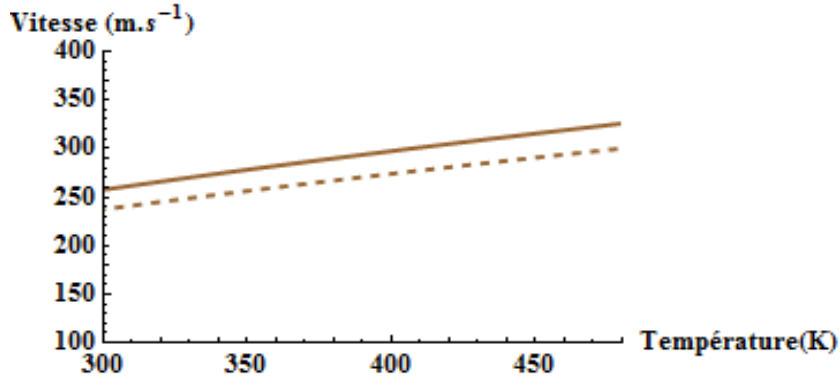


FIGURE 2.6 – Vitesse la plus probable v_p (trait en pointillés) et vitesse quadratique moyenne $\bar{v}$ (trait plein) en fonction de la température de chauffage de la chandelle.

En conclusion, pour une température maximale de fonctionnement établie à 455 K, le flux théorique d'atomes issu du four est de 2.10^{14} at. s⁻¹ pour une ouverture angulaire moyenne de 43 mrad. Les distributions de vitesses donnent une valeur de vitesse moyenne de 317 m.s⁻¹, soit environ 70 meV et une dispersion en énergie du jet d'environ 52 meV (largeur à mi-hauteur).

2.2 La collimation et la compression d'un jet rapide

Maintenant que nous avons évalué les performances du jet effusif issu du four à recirculation, nous allons nous pencher de plus près sur les étapes suivantes que sont la collimation laser et la compression du jet atomique. Le four à recirculation nous permet d'obtenir un jet de césium de fort flux et de divergence moyenne $\bar{\theta}$ de 43 mrad. Cette divergence, si elle n'est pas compensée, réduit à terme la brillance du jet et donc la qualité de la source d'ions en devenir. C'est pourquoi il est nécessaire de conserver un angle de divergence faible et une densité d'atomes la plus élevée possible afin de préserver les avantages du four pour la source finale. Ce résultat peut être obtenu en collimatant le jet d'atomes et en le comprimant. La collimation est un procédé qui utilise la lumière laser pour créer, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédant, une mélasse optique. La compression du jet est une étape qui peut être assimilée au piège magnéto-optique (MOT) mais seulement effectuée dans les deux dimensions transverses. On parle alors de MOT-2D. Dans les lignes suivantes, nous allons présenter ces deux étapes complémentaires.

2.2.1 La collimation par laser

La collimation de jets moléculaires peut être menée grâce à des moyens purement mécaniques en jouant sur les ouvertures de sortie du jet en utilisant des diaphragmes ou des nozzles de tailles variées [61] [62] [53]. Mais, ces techniques entraînent une perte de flux significative. La collimation par refroidissement laser permet de résoudre ces limitations en conservant un maximum de brillance dans le jet [63] [64] [65]. Le refroidissement d'atomes par laser se fait couramment pour des particules de faibles vitesses, comme dans le cas de nuage de vapeur interagissant avec la lumière. L'originalité en terme de refroidissement de cette expérience est l'importante vitesse longitudinale des atomes à refroidir. En effet, comme nous l'avons vu précédemment la plage de fonctionnement du four effusif peut aller jusqu'à 455 K ce qui correspond à un flux d'environ $2 \cdot 10^{14}$ at.s⁻¹ et surtout à une vitesse moyenne des atomes de césium de 317 m.s⁻¹. Des atomes ayant une telle vitesse restent difficiles à refroidir transversalement. Cependant, des études concernant le refroidissement d'un jet atomique issu d'un jet effusif ont montré que différents phénomènes pouvaient contribuer positivement à ce refroidissement comme les mécanismes de refroidissement Doppler et sub-Doppler [66]. Nous nous sommes donc intéressés à une technique particulière de refroidissement, le gradient de polarisation dans un champ laser qui permet d'atteindre des

températures sub-Doppler [67].

Dans un premier temps, nous avons vu au chapitre précédent que le ralentissement d'atomes par la lumière laser était comparable à un fluide visqueux. La mélasse optique créée par deux lasers contre-propageants était produite par la force de diffusion d'un laser :

$$F = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + 4\delta^2/\Gamma^2} \quad (2.10)$$

où $s = I/I_s$ est le paramètre de saturation de la transition, I l'intensité du laser, I_s l'intensité de saturation, Γ la largeur naturelle de la transition atomique² et $\delta = \omega - \omega_0$ le décalage de la fréquence laser ω comparé à la fréquence de résonance atomique ω_0 .

On comprend donc que l'intensité laser par le biais du paramètre de saturation permet un refroidissement plus efficace. Plus l'intensité laser disponible sera élevée plus l'efficacité du refroidissement sera au rendez-vous.

Un second point concerne plus précisément l'influence de la polarisation dans le refroidissement laser d'un jet de césium.

L'expérience menée par C. Valentin [68] a notamment permis de mettre en lumière ce phénomène. Dans cette expérience réalisée il y a déjà une quinzaine d'années, un jet atomique de césium issu d'un four est collimaté. La zone de collimation est de 3 cm de long et la puissance disponible du faisceau laser de collimation est de 15mW, avec un paramètre de saturation proche de 5. L'étude a donc porté sur l'efficacité des mélasses pour différentes configurations de polarisations. Les résultats des travaux de C. Valentin sont visibles sur la figure 2.7. On remarque que la configuration la plus efficace concerne les champs laser de polarisation circulaire σ^+ - σ^- .

Comme indiqué au chapitre 1, il existe pour certaines configurations de refroidissement la possibilité d'atteindre des températures plus faibles que la limite de la température Doppler par le mécanisme dit sub-doppler. Ce phénomène est basé sur la structure en sous niveaux Zeeman et la polarisation du champ électrique. Un atome soumis à des champs laser de polarisation σ^+ - σ^- subit non seulement la force Doppler mais également une force qui prend en considération les sous niveaux Zeeman de l'état fondamental. Cette force de friction a un coefficient de frottement supérieur à celui de la force Doppler mais avec une plage de capture plus étroite. Elle conduit à la présence de températures inférieures aux températures Doppler, les températures dites sub-Doppler. La présence d'un pic étroit et de forte intensité montre l'existence de mécanismes sub-Doppler qui se superposent au fond de mélasse

2. La valeur de Γ est donnée par $2\pi \cdot 5.2227(66)\text{MHz}$ [59]

Doppler. Il faut noter que ce mécanisme nécessite un champ magnétique nul. Un autre résultat important a été démontrée par les travaux de C. Valentin concernant l'efficacité de mélasse. Il s'agit de l'indépendance des puissances des lasers de mélasse. En effet, dans son expérience, les faisceaux étaient rétro réfléchis. Ils étaient donc de puissance légèrement différentes principalement à cause de l'absorption et des pertes par réflexion ou liées au miroir. Nous voyons que dans ce cas l'effet sub-Doppler n'est pas optimisé car nous pouvons observer que le pic sub-Doppler est décalé vers la droite du centre du jet Doppler (fig. 2.7).

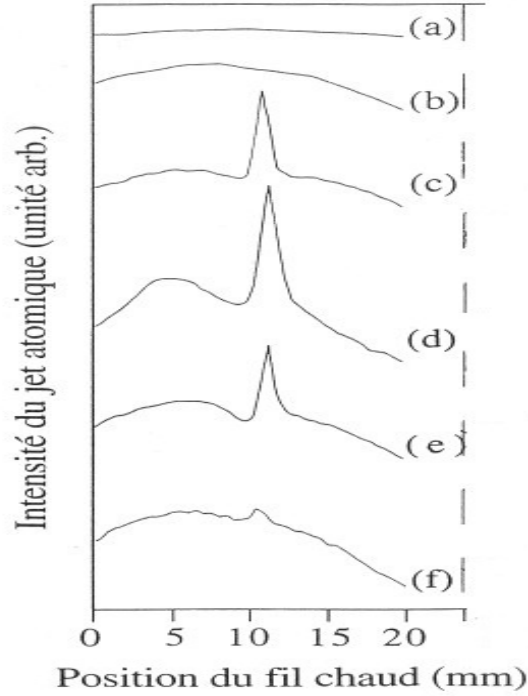


FIGURE 2.7 – Résultats expérimentaux des travaux de C. Valentin [68]. On étudie la production d'une mélasse optique d'un jet atomique selon différentes configurations de polarisations pour la transition $6s(F=4) \rightarrow 6p_{3/2}(F'=5)$. Les figures correspondent aux configurations laser suivantes : (a) sans laser, (b) onde stationnaire, (c) $\text{lin}(\pi_x) \perp \text{lin}(\pi_y)$, (d) $\sigma^+ - \sigma^-$, (e) $\sigma^+ - \sigma^- + B_x$ (ou B_y), (f) $\text{lin}(\pi_x) // \text{lin}(\pi_y) + B_x$

Ces considérations permettent d'établir la faisabilité d'un refroidissement transverse efficace du jet d'atomes. Il faut donc, pour un refroidissement à deux dimensions en absence de champ magnétique, quatre lasers indépendants, de puissance maximale et de polarisation $\sigma^+ - \sigma^-$. Dans les lignes qui

suivent nous avons tenté de simuler l'effet de la collimation sur notre propre jet d'atomes. Pour ce faire, nous avons utilisé le code développé par E. Vredendregt [69]. Il est essentiel de rappeler que ces simulations ne prennent pas en compte certains aspects. Dans un premier temps, cette simulation est en 2 dimensions. Elle ne prend en compte que l'axe de propagation du faisceau et une seule direction d'interaction laser. La seconde limitation concerne le phénomène sub-Doppler, non pris en compte dans ce code simplifié. Les résultats obtenus sont donc restreints à un refroidissement Doppler classique. Pour ce dernier aspect, la réalité de l'expérience ne peut alors que les surpasser.

Ces simulations présentent cependant un intérêt pour notre projet. En effet, il est primordial d'évaluer l'effet de la collimation laser sur la vitesse transverse ainsi que la puissance laser nécessaire dans notre configuration. Ensuite, l'évaluation de la taille du jet après collimation permettra de mieux caractériser le jet collimaté. Nous reviendrons sur ces caractérisations dans les paragraphes suivants. De plus, il est essentiel d'étudier la longueur d'interaction nécessaire mais minimale qui nous permettra d'atteindre les temps d'amortissement des vitesses du jet.

Dans cette simulation, nous reproduisons le parcours du jet atomique (fig. 2.9). Le jet d'atomes est produit par le four à recirculation. Il est alors en expansion libre sur une distance L_e jusqu'à la zone de collimation. Cette zone de collimation est définie par notre configuration. La longueur d'interaction lumière-matière est de $L_{coll}=120$ mm. Les lasers ont une intensité I qui correspond à $s=I/I_s$ où I_s est l'intensité de saturation de la transition $F=4 \rightarrow F'=5$ ³. Le diagramme des niveaux du césium est visible en figure 2.8.

On simule donc une mélasse de 120 mm pour un jet atomique à 455K et un angle de divergence moyenne $\bar{\theta}$ soit 43 mrad. L'interaction lumineuse est produite par deux lasers contre-propageants décalés de -2Γ , décalage laser optimisé par la simulation et d'intensité définie par le paramètre de saturation s égal à 5, soit 125 mW pour chaque faisceau laser qui interagissent sur une surface d'approximativement 25 cm². Ce paramètre de saturation est choisi car il permet de simuler les puissances réelles disponibles dans notre expérience. La polarisation des lasers dans cette simulation est à considérer avec soin. En effet, comme précisé précédemment, le programme de simulation que nous avons utilisé ne prend pas en compte le refroidissement sub-Doppler. Ce phénomène nécessite deux lasers contre-propageants polarisés circulairement σ^+ - σ^- , en champ nul. Lorsque la simulation est effectuée dans ces conditions, la température limite atteinte est près de 10 fois supérieure à la limite Doppler. Ceci peut s'expliquer par le fait que la température limite

3. Pour la transition $6s (F=4) \rightarrow 6p_{3/2} (F'=5)$ et pour une source lumineuse circulairement polarisée, $I_s = 1.1023 \text{ mW.cm}^{-2}$ [59]

Doppler est obtenu en considérant un système à deux niveaux. Dans le cas de la transition du césium $6s (F=4) \rightarrow 6p_{3/2} (F'=5)$, il faudrait en considérer bien plus. Et, étant donné que le phénomène sub-Doppler n'est pas pris en compte, cette température limite ne correspond pas à la réalité de l'expérience. C'est pourquoi pour notre simulation, nous simulerons deux sources lumineuses contre-propageantes polarisées $\sigma^+ - \sigma^+$ afin de pouvoir considérer notre système comme un système à deux niveaux et travailler avec une température limite de refroidissement correspondant à la température Doppler du césium.

Le temps d'interaction étant défini par la longueur des hublots L_{coll} , il est clair que la puissance laser disponible va demeurer un paramètre clé quant à l'efficacité de la collimation. Les résultats montrent que pour notre jet et dans cette configuration laser, où le paramètre de saturation s est égal à 5, la limite d'efficacité d'interaction de la collimation se situe autour de la vitesse longitudinale de 150 m.s^{-1} (fig. 2.10). Cette limitation nous permet d'estimer le flux utile après collimation, soit environ $1.10^{13} \text{ at.s}^{-1}$ (fig. 2.12). On remarque sur la figure 2.10 que certains atomes plus rapides sont également collimatés. Ainsi, cette estimation est sans doute sous-estimée. Le diamètre du jet en sortie de zone de collimation est estimé autour de 1 cm (largeur à mi-hauteur). Cette donnée nous sera très utile au moment de la caractérisation.

Les atomes concernés atteindront a minima une vitesse de refroidissement transverse correspondant à la température Doppler v_D d'environ 8 cm.s^{-1} . Cette vitesse Doppler correspond à un angle moyen de divergence de 0.5 mrad pour un jet atomique de vitesse longitudinale de 150 m.s^{-1} . Si on considère cet angle comme angle d'acceptance pour les particules de la simulation, on remarque que de nombreuses particules de plus grandes vitesses longitudinales correspondent à ce critère (fig. 2.11). Ainsi, l'efficacité de l'étape de collimation peut atteindre les 30 %, soit un flux utile d'environ $5.10^{13} \text{ at.s}^{-1}$. Pourtant, dans la simulation effectuée, la vitesse limite de refroidissement est fixée à la vitesse Doppler (fig. 2.10). La simulation ne prend donc pas en compte le refroidissement sub-Doppler qui nous sera très favorable pour obtenir un faisceau encore moins divergent. Du fait du mécanisme sub-Doppler, le flux utile sera quasiment inchangé.

Les résultats de cette simulation nous ont permis de montrer la limite de validité en vitesse du refroidissement. Ils sont essentiels à l'estimation de l'efficacité de l'étape de collimation.

Toutefois, ce procédé de collimation peut encore être amélioré. Il existe alors une technique supplémentaire pouvant être implémentée sur l'expérience. Il s'agit de se baser sur le refroidissement Sisyphe. Il s'agit par manipulation laser de créer une interférence produite par deux laser opposés.

Alors, on crée une onde stationnaire qui va permettre de convertir l'énergie cinétique des atomes en énergie potentielle. Ce phénomène permettrait de collimater le jet de manière plus efficace en raccourcissant la longueur d'interaction nécessaire. Ce schéma dans notre configuration reste à être exploré. Mais, une telle expérience a déjà été réalisée dans le groupe de Claude Cohen-Tannoudji [70]. L'efficacité d'un tel procédé semble importante, toutefois il reste à déterminer la température finale et la densité maximale des atomes qu'il est possible d'obtenir.

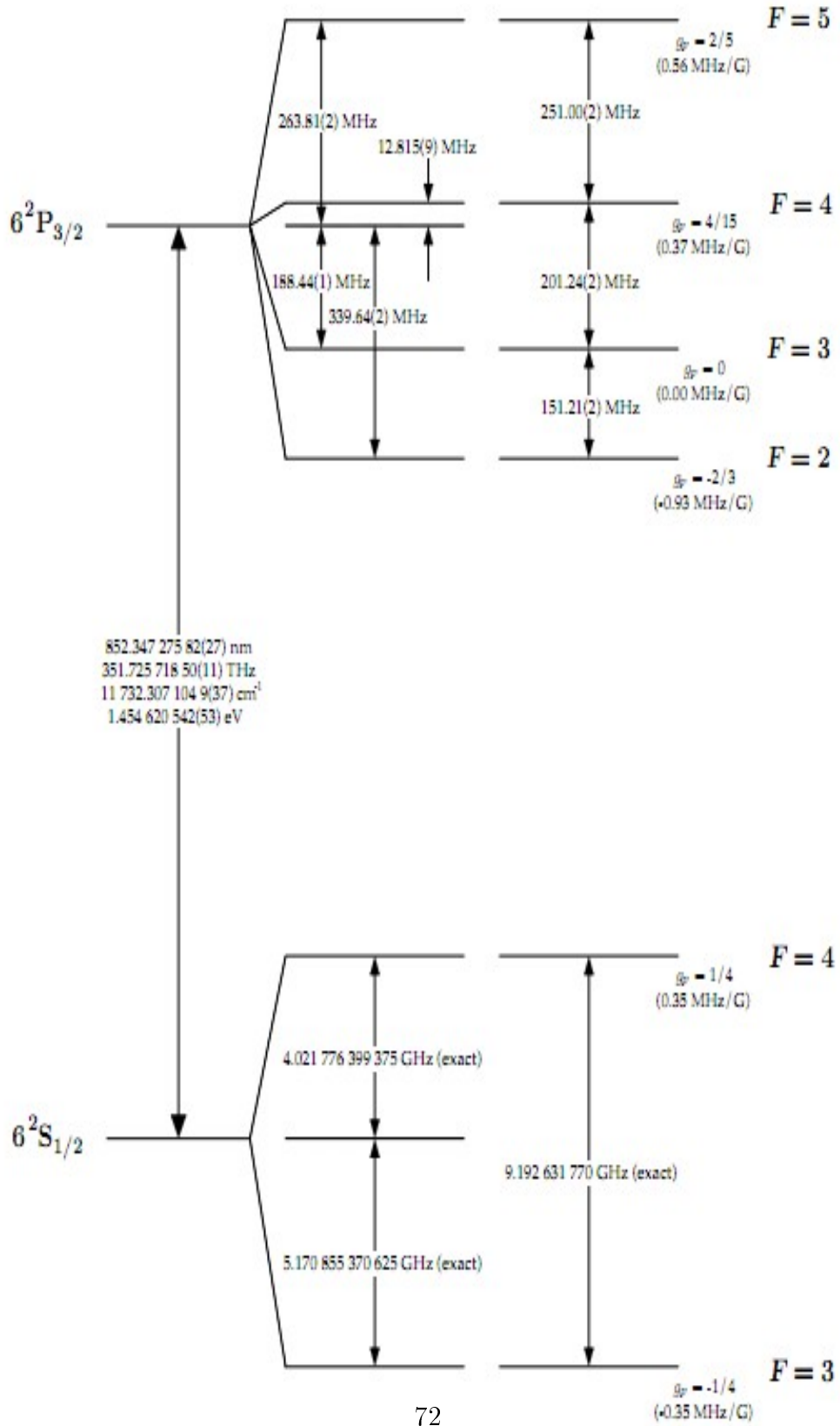


FIGURE 2.8 – Diagramme des premiers niveaux d'énergie du césium [59].

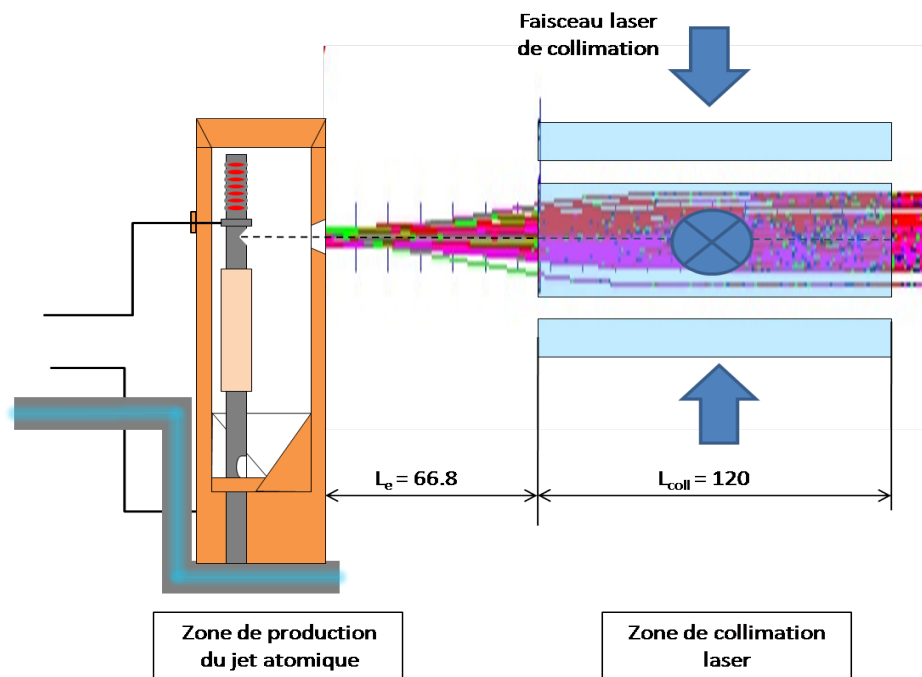
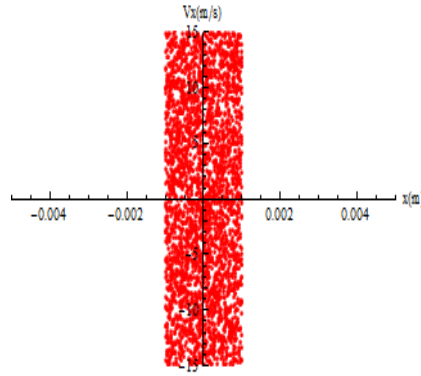
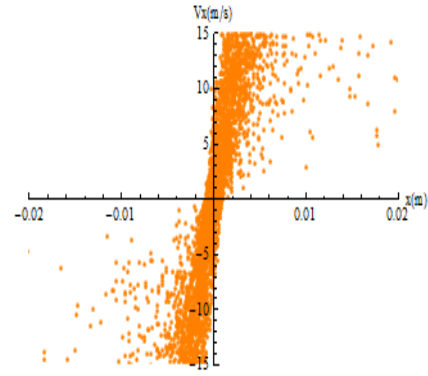


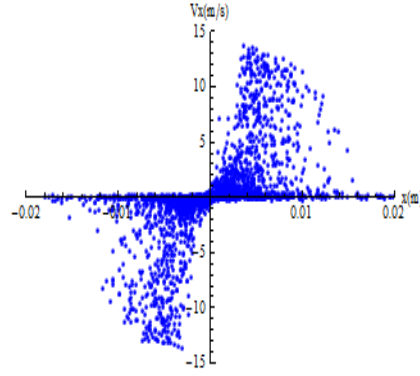
FIGURE 2.9 – Schéma de principe de la simulation de collimation du jet atomique.



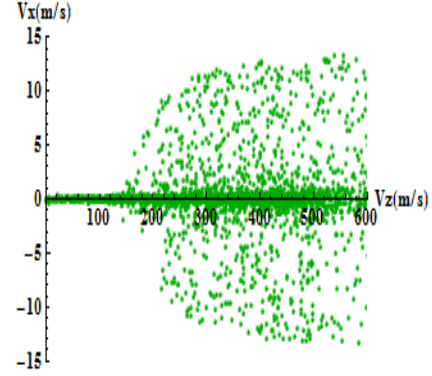
(a) Diagramme d'émittance en sortie du four à recirculation, au départ de la simulation.



(b) Diagramme d'émittance après la zone d'expansion libre. Cette zone est relative à la distance qui sépare le creuset de la zone de collimation.



(c) Diagramme d'émittance en sortie de la zone de collimation.



(d) Distribution des vitesses transverses v_x en fonction des vitesses longitudinales v_z après l'étape de collimation. On voit clairement la limite d'efficacité de la collimation vers 150 m.s^{-1} .

FIGURE 2.10 – Résultats de la simulation de collimation du jet atomique.



FIGURE 2.11 – Distribution des angles de propagation en fonction des vitesses longitudinales v_z après l'étape de collimation. On remarque que les particules du jet considérées comme collimatées se trouvent également au-delà de la limite d'efficacité de la collimation observée à 150 m.s^{-1} .

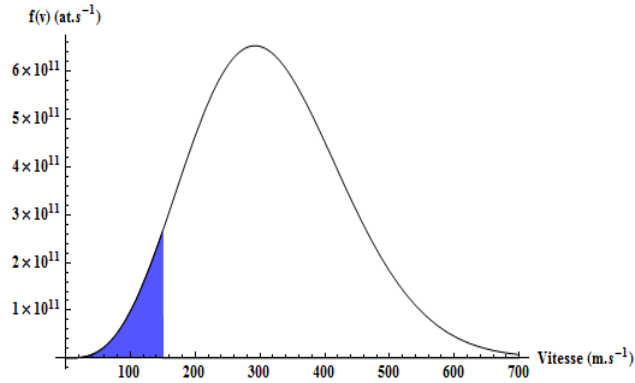


FIGURE 2.12 – Courbe de distribution des vitesses longitudinales présentes dans le jet atomique pour un chauffage du four effusif à 450 K . La zone grisée montre la proportion d'atomes concernés par la collimation laser complète dans le cadre de la simulation d'un refroidissement laser à une dimension avec un paramètre de saturation s de 5.

2.2.2 La compression

Afin d'étudier qualitativement la compression, nous pouvons revenir au modèle de la force de pression de radiation le plus simple, à une dimension avec un champ magnétique ayant un gradient B' selon l'axe x de propagation. Le système est supposé $J = 0 \rightarrow J = 1$ avec des lasers contrepropageants polarisés σ^+ et σ^- (soit ayant tous les deux la même polarisation circulaire). On suppose un moment magnétique μ_B . Ainsi la force est donnée par la formule suivante :

$$F = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \left[\frac{s}{1 + s + 4(\delta - k.v + \mu_B B' x / \hbar)^2 / \Gamma^2} - \frac{s}{1 + s + 4(\delta + k.v - \mu_B B' x / \hbar)^2 / \Gamma^2} \right] \quad (2.11)$$

Afin de collimater il est nécessaire que la zone d'action de la force soit adaptée au rayon r du faisceau. Ceci est contrôlé principalement par la zone où le laser est décalé vers le rouge de la résonance. Un choix de gradient naturel est donc $B' \approx \frac{\hbar \delta}{\mu_B r}$ amenant à résonance les bords du faisceau. On note d'ores et déjà qu'il faudra augmenter le gradient lors de la compression puisque le rayon du jet va diminuer.

Un bon ordre de grandeur du gradient est $B' \approx 0.4$ T/m ou 40 G/cm obtenu pour $r = 1$ mm et $\delta = -\Gamma$.

Afin d'optimiser cette compression, on peut remarquer (fig. 2.13) que dans la zone où le décalage est vers le rouge, soit pour l'intérieur du faisceau, la force est quasiment linéaire. Un développement limité indique que

$$F = -\alpha v - \kappa x ; \quad (2.12)$$

$$\alpha = -\hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{16ks\delta}{\Gamma^2} \frac{1}{(1 + s + 4\delta^2/\Gamma^2)^2} ; \quad (2.13)$$

$$\kappa = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{16s\delta B' \mu_B / \hbar}{\Gamma^2} \frac{1}{(1 + s + 4\delta^2/\Gamma^2)^2} \quad (2.14)$$

C'est une équation différentielle ordinaire du second ordre qui s'écrit de manière naturelle $\frac{d^2x}{dt^2} + 2\zeta\omega \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0$ en introduisant, la pulsation naturelle du système $\omega = \sqrt{\frac{\kappa}{m}}$ et le taux d'amortissement $\zeta = \frac{\alpha}{2\sqrt{\kappa m}}$. Il est bien connu (fig. 2.14), que l'amortissement optimal sera obtenu dans le cas critique $\zeta = 1$. Cela impose un gradient de champ magnétique pas trop important, car $\zeta \propto B'^{-1/2}$. Nous trouvons que le gradient maximal possible est $B' \approx 0.25$ T/m ou

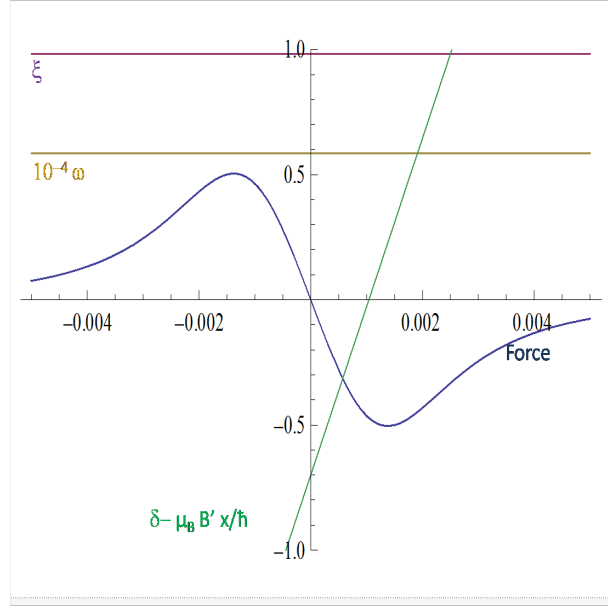


FIGURE 2.13 – Force de rappel pour la compression du jet selon l'axe transverse x . Le detuning $\delta + \mu_B B' x / \hbar$ est aussi représenté ainsi que les constantes d'amortissement ω et ζ . Les paramètres choisis sont $\delta = -0.7\Gamma$, $\zeta = 1$ et $B' = 25 \text{ G.cm}^{-1}$.

25 G/cm et que $\zeta = 1$ est atteint pour $\delta = -0.7\Gamma$ ⁴. Ce sont les paramètres choisis pour la figure 2.13 qui fournit $\omega = 6000 \text{ s}^{-1}$.

Il est clair que lors de la compression de fortes vitesses transverses sont créées $v \approx r\omega = 10 \text{ m/s}$ pour $r = 2 \text{ mm}$. Il faut attendre la toute fin de la compression ($\omega t > 5$) pour retrouver des vitesses faibles de l'ordre de grandeur des vitesses Doppler. Cela impose une dernière condition sur les vitesses longitudinales maximales accessibles. En effet, si l'on souhaite comprimer sur une distance typique de $L = 10 \text{ cm}$, la vitesse maximale pour obtenir une bonne collimation est $v_z \approx L\omega/5 = 100 \text{ m/s}$. Notre jet est un peu plus rapide et pour améliorer ce résultat il faut étudier plus finement l'effet d'un gradient de champ qui suit la compression.

Il est évidemment possible de poursuivre cette étude de l'amortissement avec un gradient augmentant avec la distance, notamment en exploitant le code utilisé précédemment pour décrire l'étape de collimation. Mais dans le cas du césium, qui est plus compliqué qu'un système à deux niveaux, nous avons la chance d'avoir une expérience qui donne directement le résultat.

4. Le paramètre de saturation ne joue pas un grand rôle et nous travaillons donc avec notre paramètre de départ $s = 5$

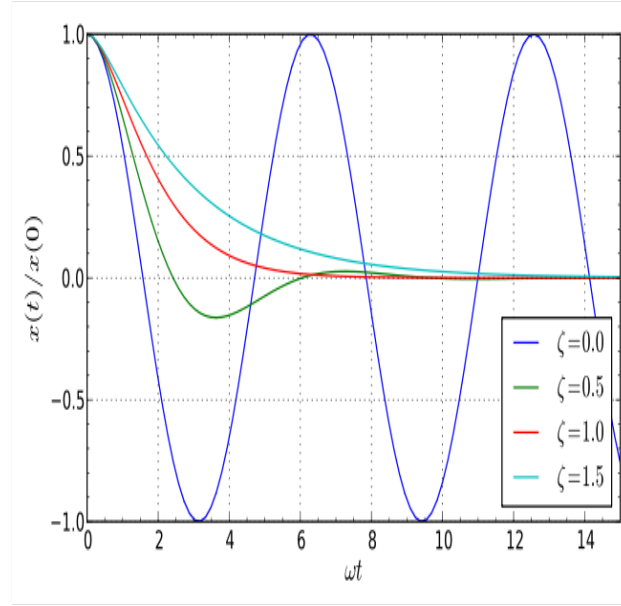


FIGURE 2.14 – Dépendance temporelle du comportement de notre système (ici, la compression du jet atomique) en fonction du taux d'amortissement ζ .

Il est possible de réaliser la compression d'un jet atomique de faibles vitesses longitudinales ($v_{//} < 100 \text{ m.s}^{-1}$) [71] ou d'un jet ralenti préalablement par un ralentisseur Zeeman [65] [57][72]. Mais la compression d'un jet rapide n'est pas standard. Nous nous sommes donc basés sur une expérience réalisée au laboratoire Aimé Cotton par l'équipe de P. Pillet [73]. Cette expérience est basée sur la compression d'un jet rapide de vitesse moyenne d'environ 150 m.s^{-1} (fig. 2.15). La technique consiste à appliquer un fort gradient de champ magnétique de 15 à 40 G.cm^{-1} le long de la propagation du jet. Au préalable, les atomes subissent une étape de pompage optique qui consiste à les placer tous au même niveau d'énergie. La compression s'effectue alors sur une zone de 4 cm de long avec une puissance laser de 100 mW suivi d'une étape de collimation sur 2 cm de long afin de prévenir la divergence du faisceau en sortie de piège. Le résultat permet d'augmenter la densité d'un facteur 300 .

En utilisant une longueur d'interaction plus grande et une puissance laser plus élevée, nous pouvons espérer comprimer des atomes de plus grandes vitesses. Ainsi, à l'entrée de la zone d'interaction, notre jet atomique issu du four à recirculation s'étend sur un rayon de 5 mm pour un flux de $2 \cdot 10^{14} \text{ at.s}^{-1}$ à 455 K , soit une densité de l'ordre de $10^{10} \text{ atomes.cm}^{-3}$. En considérant une zone d'interaction pour la compression de 8 cm et de 4 cm pour la collimation, soit le double de l'expérience précédemment décrite, avec une puissance laser supérieure à 100 mW , il est tout à fait possible

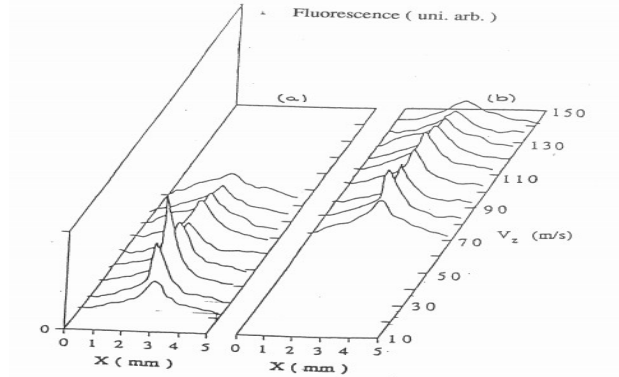


FIGURE 2.15 – Résultats du jet atomique de l'expérience développée au Laboratoire Aimé Cotton par J. Djemaa. Il s'agit de la fluorescence du jet atomique comprimé sans pompage optique (a) et avec pompage optique (b).

d'atteindre un facteur d'efficacité de 300 concernant la densité. Dans une expérience réelle, la compression est toutefois limitée par une densité limite liée aux collisions entre atomes, de l'ordre de 10^{11} atomes. cm^{-3} [74]. Cette densité limite pourra donc être atteinte.

Nous ne discuterons pas plus en détail de cette étape de compression, qui n'est d'ailleurs pas implémentée dans la première version de la réalisation expérimentale. De même que la collimation, la compression ne modifiera pas la dispersion en énergie.

2.3 Le dispositif expérimental

Le montage expérimental (fig. 2.16) se divise essentiellement en quatre parties :

1. Le four à recirculation
2. La chambre de collimation
3. Les sources laser
4. La chambre de caractérisation.

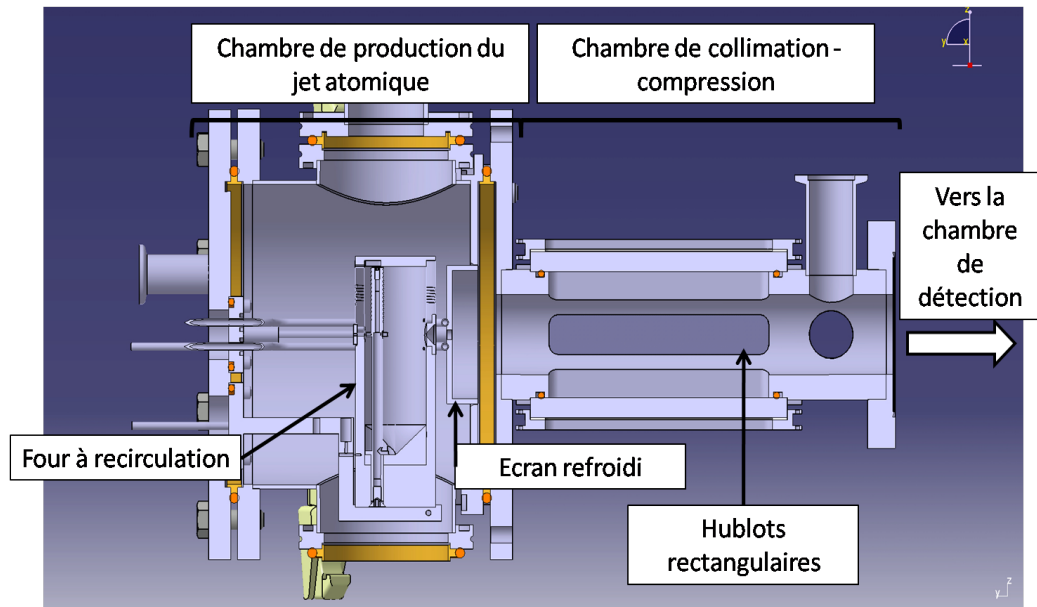


FIGURE 2.16 – Schéma de principe du montage expérimental. On peut y voir le four à recirculation dans une chambre à vide directement reliée à une seconde chambre dotée de hublots rectangulaires qui permettront la collimation et la compression du jet atomique de césium.

Une première version du montage expérimental a été mise en route au laboratoire Aimé Cotton calquant exactement le design du four à recirculation du groupe du C.E.A. (Centre à l'Énergie Atomique) (fig. 2.1). Une chambre avec des hublots rectangulaires conçue spécialement pour la collimation a été dessinée. Dans la première version du montage expérimental, ces hublots, fenêtres de grandes dimensions, ont été collés directement sur l'enceinte en acier inoxydable. De nombreuses déconvenues en ont découlées.

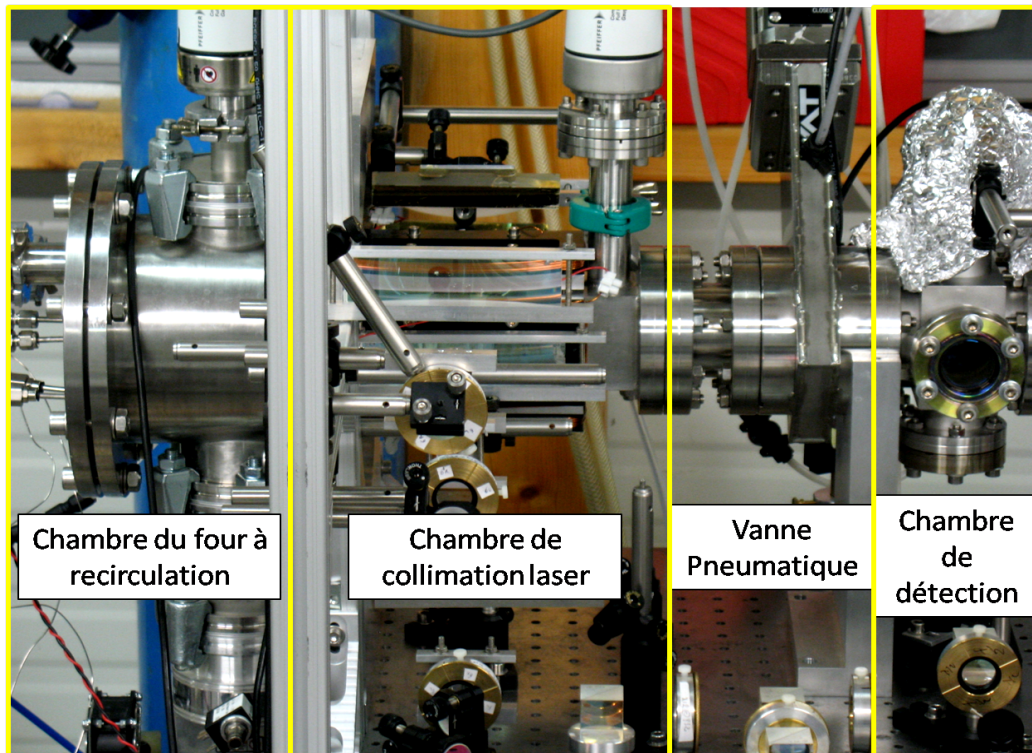


FIGURE 2.17 – Photographie du montage expérimental. Quatre zones sont définies : la création du jet atomique dans la chambre du four à recirculation, la chambre de collimation dotée de hublots rectangulaires, une vanne pneumatique qui permet de séparer les deux premières zones de la zone de détection par absorption laser.

Sous l'action de contraintes mécaniques, les hublots se sont fêlés à maintes reprises et nous avons dû nous résigner à changer la conception de la chambre. Du fait de coefficients de dilatation différent, la cohabitation du verre et de l'acier s'est avérée impossible. De graves problèmes de maintien de vide, qui devenaient de plus en plus inextricables, ont notamment conduit à la modification de cette chambre de collimation. L'obtention d'un vide correct dans l'enceinte finit par être impossible. Nous avons donc conçue une seconde version du montage expérimental en tirant parti des erreurs passées concernant la conception du four aussi bien que celle de la chambre. Ce détail concernant la fixation des hublots est un changement intervenu lors de la conception du second montage expérimental. Les éléments développés dans les lignes suivantes relatent uniquement la conception de cette seconde version.

2.3.1 Le four utilisé - Les modifications apportées

Notre four à recirculation de césium (fig. 2.18) fonctionne avec un creuset en cuivre et une chandelle en acier inoxydable. A l'intérieur de la chandelle est placée une mèche en verre de silice tissée. La mèche est introduite dans la chandelle jusqu'au point de chauffage afin d'optimiser les effets de la capillarité. La chandelle est percée de deux orifices, un à la base afin de laisser le césium liquide mouiller la mèche et un en haut qui laisse échapper le jet de césium par cet orifice de diamètre D_{cd} de 1 mm de diamètre. Le jet est ensuite pré-collimaté en passant par l'orifice de diamètre D_{cc} de 2 mm du creuset. Il faut noter que le diamètre de l'orifice de sortie du creuset est supérieur à la version de Pailloux *et al* [58]. En effet, le diamètre de sortie du creuset était dans leur configuration de même dimension que l'orifice de la chandelle. Dans notre expérience, il est deux fois plus grand. Ce choix s'explique par la volonté d'obtenir un jet atomique avec un flux important dans l'espoir d'obtenir une source d'ions à fort courant. Ces deux diamètres sont distants de $L_{cc}=23.5$ mm. La longueur entre la base et le sommet de la chandelle, optimisée par les travaux de Pailloux, met en jeu le gradient thermique entre la base et le sommet de la chandelle. Cette longueur L_{gt} de 58 mm a été conservée.

Deux éléments chauffants bifilaires (Thermocoax) permettent d'amener la chandelle à température et de maintenir le creuset assez chaud pour que le césium soit stocké un peu au dessus de sa température de fusion. Deux thermocouples (type K) permettent de contrôler les températures des deux différents éléments.

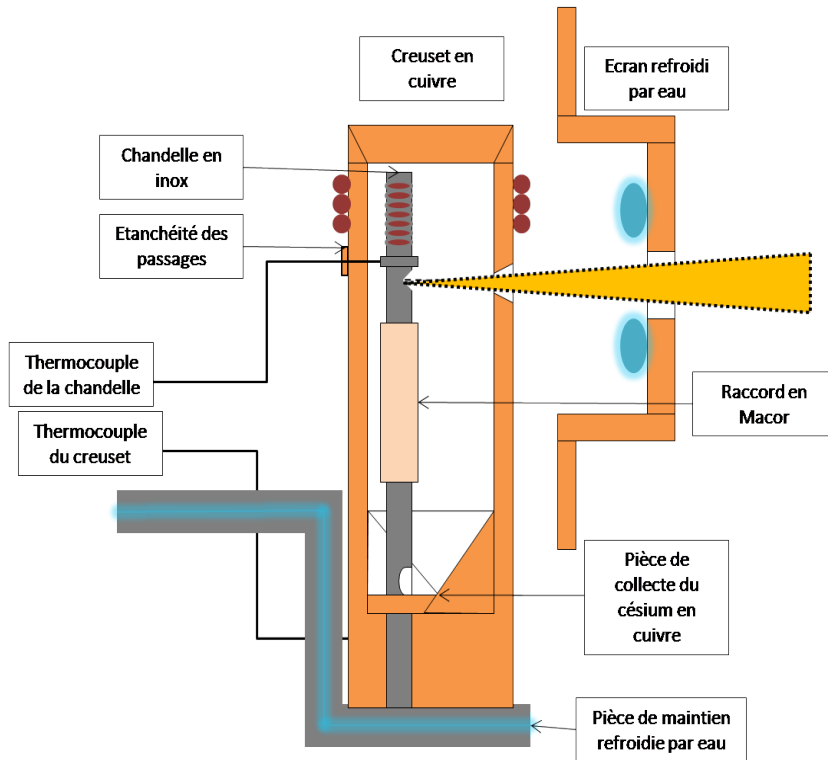


FIGURE 2.18 – Schéma de principe du four à recirculation

De nombreuses améliorations (fig. 2.18) ont été apportées. Elles sont à mettre en parallèle avec le design originellement utilisé (fig. 2.1).

Elles sont listées ci-dessous :

La base du creuset Le césium restant sur les parois du creuset coule jusqu'à sa base. Là, sous forme liquide, il est amené jusqu'à la base de la chandelle où se fait le contact avec la mèche. Afin de débiter ce nouveau cycle plus rapidement, une pièce de forme conique est placée dans le fond du creuset. Elle guide le césium des parois jusqu'à l'entrée de la chandelle. L'apport en césium et le cycle de recirculation sont alors optimisés.

L'étanchéité des passages L'élément chauffant de la chandelle et le thermocouple qui permet de mesurer sa température doivent être extraits du creuset afin de pouvoir en tirer les informations nécessaires. Dans le four précédent, il s'agissait d'ouvertures circulaires assez larges effectuées dans le creuset. Nous avons donc optimisé ces ouvertures à l'arrière du creuset pour le thermocouple et au niveau du capot de fermeture du four pour l'élément chauffant. Ainsi, l'échappement de

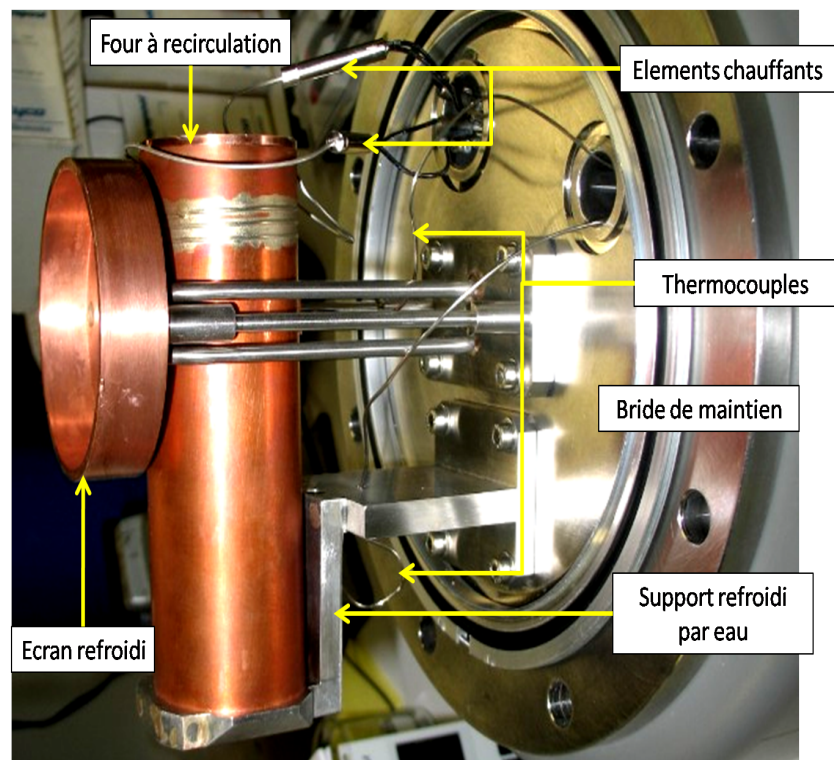


FIGURE 2.19 – Photographie du montage du four à recirculation

vapeur parasite au jet est minimisé.

Le refroidissement à eau Le gradient thermique n'était pas satisfaisant dans la version précédente. Nous avons donc décidé d'installer un refroidissement à eau à la base du creuset en lieu et place d'un "doigt froid". En effet, afin d'éviter la pollution du jet par de la vapeur parasite et dans l'optique de conserver la fonction d'apport du césium par capillarité au sommet de la chandelle, il est impératif d'opérer un contrôle strict de la température du césium.

L'écran refroidi Dans l'optique de réduire la contamination par la vapeur de la chambre de collimation, où la pression doit être de meilleur qualité, un écran de cuivre refroidi par eau est installé à la sortie de la chambre de production du jet. La vapeur parasite est donc retenue de ce côté de la chambre en se solidifiant sur la paroi de l'écran. Cet écran permet de limiter l'afflux de vapeur parasite dans la zone de collimation.

Le four est refroidi par sa pièce de soutien dans laquelle s'écoule un débit d'eau. Cette eau de refroidissement est maintenue à environ 15°C par un chiller.

Le pompage se fait par le bas de la chambre du four grâce à une pompe turbo moléculaire de 70 l.s^{-1} reliée à une pompe sèche qui permet d'atteindre un vide limite inférieur à 10^{-6} mbar .

L'amorçage du four à recirculation se fait en introduisant une ampoule de césium de 5 grammes sous atmosphère d'argon. Le creuset et la chandelle sont alors respectivement chauffés à 50°C et 120°C pendant 48 heures. Le four est ensuite chauffé chaque jour jusqu'à sa température de fonctionnement, soit 70°C maximum pour le creuset et 200°C pour la chandelle. Cette procédure permet d'enclencher la montée du césium dans la mèche et d'amorcer la recirculation. Cette étape dure en moyenne une semaine. Afin d'accélérer le processus, il est possible d'amener le césium liquide directement au sommet de la chandelle. Le résultat de cette technique d'accélération est aléatoire. Il faut toutefois noter que la densité de la mèche à l'intérieur de la chandelle est un point important. Nous avons observé qu'une mèche peu dense apporte de meilleurs résultats en terme de capillarité. Des tests de fonctionnement ont donc été effectués. Lors des essais d'utilisation de la première version du four, le compromis entre chauffage et refroidissement fut difficile à trouver. Nous ne parvenions jamais à obtenir un gradient de température suffisant entre le haut et la base de la chandelle afin d'obtenir un fort flux sans vapeur parasite. Cette vapeur issue du creuset, qui fait office de réservoir à césium liquide,

polluait également entièrement la chambre. En ne chauffant uniquement la chandelle et en refroidissant le creuset, le couplage entre la chandelle et le creuset était beaucoup trop efficace. Le jet d'atomes était noyé dans une vapeur de césium. De par la configuration du four, le haut de la chandelle et la base du creuset étaient fortement couplés thermiquement. Pour le bon fonctionnement du jet thermique de césium, des modifications devaient être apportées au four.

Une ultime modification améliora sensiblement la qualité du jet.

Nous avons tenté de découpler le haut de la chandelle qui était constamment chauffée par l'élément chauffant et le bas qui était couplé au creuset de par la configuration même du four. C'est ainsi que la chandelle en inox a été scindée en deux parties. Ces dernières sont maintenant maintenues par une pièce en MACOR. Il faut préciser qu'un autre matériau a été au préalable testé. En effet, dans un premier temps, nous avons utilisé du PEEK⁵ pour ces propriétés thermiques remarquables. Mais, il s'est avéré cassant et peu fiable malgré de nombreuses procédures de recuit. Le Macor possédant également des propriétés thermiques remarquables, sa compatibilité à l'utilisation sous vide (peu de dégazage intempestif) et son usinage facile en ont immédiatement fait un excellent candidat. Surtout, le coefficient de conductivité thermique très faible⁶, laissait entrevoir la possibilité de découpler entièrement le haut de la chandelle, d'où est issu le jet et la base du creuset, pourvoyeuse de vapeur parasite. Les résultats de cette modification ne se sont pas fait attendre. La figure 2.20 montre l'influence du découplage du haut et du bas de la chandelle grâce à l'introduction d'une pièce en Macor. On remarque la montée en température du creuset pendant le chauffage de la chandelle uniquement (courbes rouges). A contrario, on observe clairement le découplage de ces deux zones lorsque le macor est introduit. (pour les deux courbes vertes). La présence de la vapeur reste donc marginale.

2.3.2 La chambre de collimation et de compression

La chambre de collimation est constituée essentiellement d'éléments permettant le façonnage du faisceau. Quatre hublots de verre (BK7), de grandes fenêtres rectangulaires de 120x12 mm, traités anti-reflets permettent l'accès des lasers de collimation au jet d'atomes. L'étanchéité au niveau des hublots

5. Polyétheréthercétone ou PolyEtherEtherKetone en anglais

6. $k_{Macor}=1.46 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à comparer à la valeur pour l'acier inoxydable de la chandelle $k_{SS}=25 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$

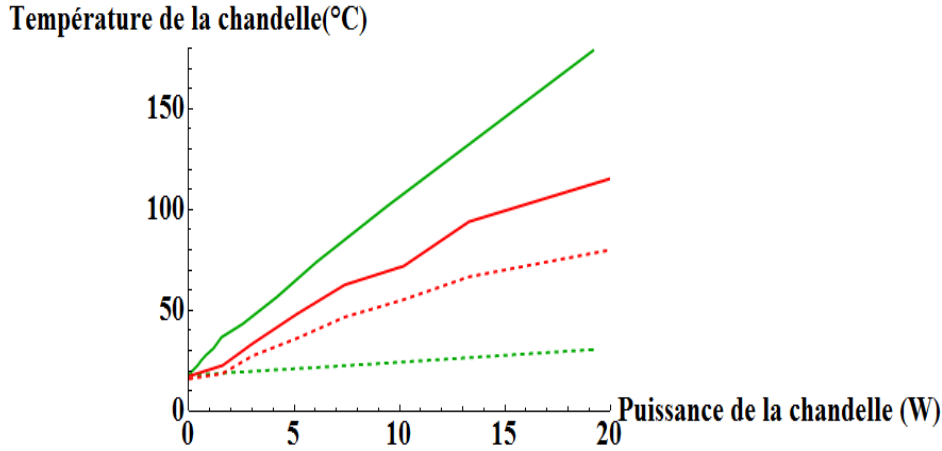


FIGURE 2.20 – Influence du Macor sur le découplage en température de la base et du sommet de la chandelle sur le jet atomique - Température de la chandelle (trait plein) et du creuset (trait en pointillés) en fonction de la puissance de chauffage de la chandelle. Les courbes rouges correspondent aux températures d'une chandelle en inox. Les courbes vertes correspondent aux températures pour une chandelle inox-macor. Le découplage thermique est avéré.

est assuré par des joints O-ring en viton résolvant ainsi les problèmes du premier montage.

L'enceinte de collimation est également dotée de quatre bobines d'Helmholtz placées au niveau des hublots. Ces bobines permettent la compensation du champ magnétique terrestre dans la zone de collimation. En effet, cette étape est sensible à toutes perturbations magnétiques extérieures causant le déplacement des sous-niveaux Zeeman. En effet, les refroidissement laser en $\sigma^+ - \sigma^-$ sont comme un MOT à trois dimensions et pousse les atomes dans les zones de champ nul. Il faut donc que le champ sur l'axe soit nul sinon le jet est dévié. Ces bobines sont placées le plus proche possible du jet atomique et sont composées de 40 spires chacune pour un courant maximum de 1 A/tour 2.21.

Cette chambre de collimation pourra également être utilisée dans le cadre de l'étape de compression. Cette étape ne sera pas implémentée immédiatement sur l'expérience qui vise plutôt à démontrer une faisabilité globale. Pourtant, nous avons vu qu'il était possible de la combiner à l'étape de collimation. En se penchant sur les considérations techniques, il est intéressant de regarder comment nous pourrions obtenir le fort gradient de champ nécessaire à la compression. Pour ce faire, nous nous pencherons sur l'idée originale dé-

veloppée par J. T. M. Walraven [75] qui utilise des aimants permanents. Pour notre expérience, il sera question d'utiliser de petits aimants permanents de forme cubique (la longueur de l'arête est d'environ 5 mm). Les propriétés de ces aimants appliqués à notre MOT-2D sont à l'étude et au vu des premiers résultats ils semblent convenir.

La chambre de collimation est ensuite séparée de la chambre de détection par une vanne pneumatique. Une jauge permet de mesurer la pression dans la chambre qui demeure aux environs du 10^{-7} mbar. La chambre de détection a été dans un premier temps installée après la collimation et la compression afin de pouvoir évaluer le jet atomique seul avant sa ionisation.

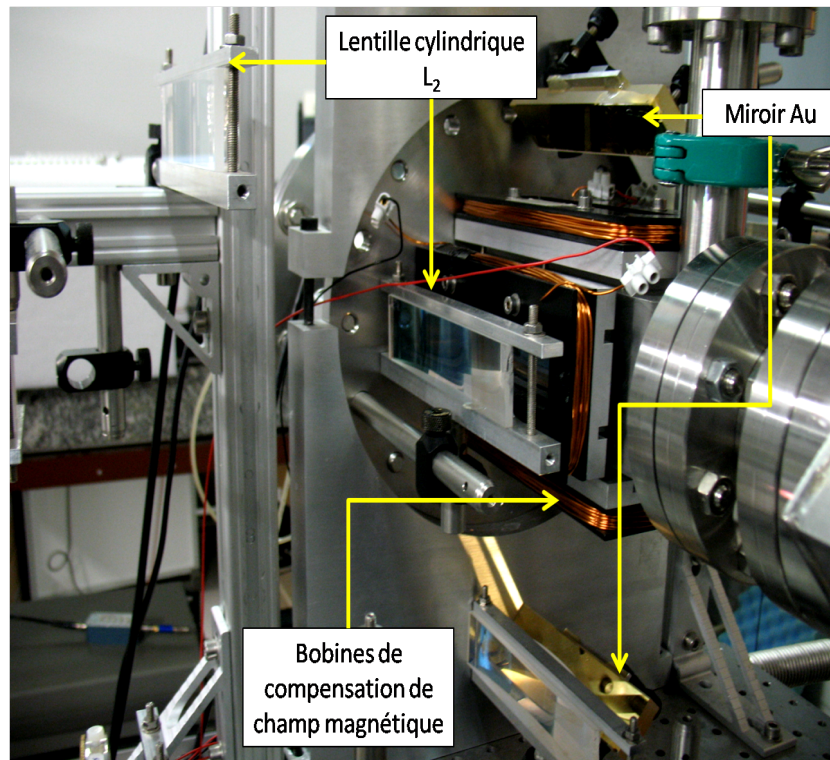


FIGURE 2.21 – Photographie d'une partie du montage expérimental de la chambre de collimation.

2.3.3 Les sources optiques

L'étape de collimation est une action de la lumière sur le jet atomique. Le refroidissement laser nécessite une installation dont les tenants et aboutissants techniques vont être explicités dans le paragraphe suivant.

La transition de refroidissement du césium sur laquelle nous travaillons est la raie D2 de longueur d'onde $\lambda = 852.3$ nm. Cette longueur d'onde est très commode car elle peut être fournie par des diodes laser adaptées au refroidissement laser. L'intensité de saturation de la transition pour le césium est faible comparée aux puissances délivrées par les diodes. De plus, les diodes lasers ont l'avantage d'être de moindre coût en comparaison à l'achat d'un laser et moins encombrantes que les lasers Ti :Sa.

Dans notre expérience, nous utilisons trois diodes laser. Deux de ces diodes permettent le ralentissement laser avec une source lumineuse permettant le refroidissement à proprement parler et une autre qui sert de repompeur, cette notion sera abordée au paragraphe suivant. La troisième source laser offre la possibilité de détecter et de caractériser le jet atomique issu du jet.

Le laser de refroidissement

La diode de refroidissement est une diode Eagleyard DFB de puissance maximale de 150 mW. Cette source lumineuse est vouée à être accordée avec un décalage vers le rouge de la transition $F=4 \rightarrow F'=5$ à l'aide d'un modulateur acousto-optique qui permet de balayer la fréquence du laser sur quelques dizaines de MHz (fig. 2.22). Le laser est stabilisé sur cette transition grâce à une détection synchrone à partir d'un signal de montage d'absorption saturée dans une cellule de césium. La figure 2.23 montre le montage de façonnage et de stabilisation du faisceau laser de collimation. Les éléments clés demeurent :

L'isolateur optique Cet outil est un système magnéto-optique permettant la transmission de la lumière dans une seule direction. Les isolateurs sont utilisés pour protéger la source lumineuse des réflexions retour qui peuvent l'endommager ou modifier ses caractéristiques.

Le modulateur acousto-optique L'AOM utilise une onde radiofréquence afin de diffracter et changer la fréquence de la lumière laser incidente. Dans notre cas, cet appareillage permet de décaler le signal laser vers le rouge de la transition de 10 MHz, soit -2Γ .

Le dispositif d'absorption saturée La spectroscopie par absorption saturée est une technique qui permet l'observation des transitions spectrales du césium. Il offre la possibilité grâce à une détection synchrone et par une boucle de rétroaction de stabiliser la fréquence du laser au niveau de la transition désirée (fig. 2.22).

Nous avons vu que la puissance laser disponible pour la collimation demeurerait un point-clé pour la réussite de cette étape. Le faisceau du laser de

refroidissement va donc passer par un amplificateur laser le BoosTA de chez Toptica pouvant délivrer une puissance maximale théorique de 500 mW, mais 350 mW en pratique.

Le laser repompeur

Un second laser est nécessaire pour la phase de collimation. Il s'agit du laser repompeur. Pour le refroidissement, on utilise la transition $F=4 \rightarrow F'=5$ qui est une transition fermée⁷. Cependant, plusieurs processus de pertes sont envisagés, en particulier, l'absorption sur la transition $F=4 \rightarrow F'=4$ qui n'est décalée que de 250 MHz de la transition $F=4 \rightarrow F'=5$, qui pompent les atomes vers le niveau fondamental $F=3$. C'est pourquoi on utilise une source laser dite repompeur qui ramène les atomes du niveau $F=3$ au niveau fondamental utile au refroidissement $F=4$ via l'excitation du niveau $F'=4$ (fig. 2.22). Ce laser repompeur est également issu d'une diode DFB Eagleyard. Le montage de mise en forme et de stabilisation du laser est identique à celle décrite précédemment. Hormis, l'absence de modulateur acousto-optique pour le repompeur. En effet, il n'est pas nécessaire de modifier la fréquence du repompeur qui est stabilisé exactement à résonance de la transition $6s (F=3) \rightarrow 6p_{3/2} (F'=4)$.

Les lasers de refroidissement et de repompeur sont mélangés grâce à un cube polariseur avant la séparation du faisceau obtenu en quatre bras laser qui viendront impacter le jet atomique dans les deux directions transverses. Dans cette expérience, il n'est pas question de recycler la lumière comme c'était le cas dans l'expérience de C. Valentin [68]. Le but est de contrôler la puissance de chaque faisceau laser indépendamment afin d'augmenter l'efficacité du refroidissement en comparaison de l'expérience de C. Valentin [68]. Une fois divisé en quatre bras de puissance égale, chaque faisceau est façonné grâce à deux lentilles cylindriques de focales $F1 = -25$ mm et $F2 = 250$ mm. Le faisceau est ainsi élargi et rendu cylindrique afin d'interagir avec le jet sur toute la longueur et largeur des hublots. Chaque bras est aussi polarisé avec précaution afin d'obtenir la configuration de refroidissement idéal qui consiste en deux faisceaux contre propageants polarisés $\sigma^+ - \sigma^-$.

7. On rappelle la règle de sélection $F'-F=0,\pm 1$.

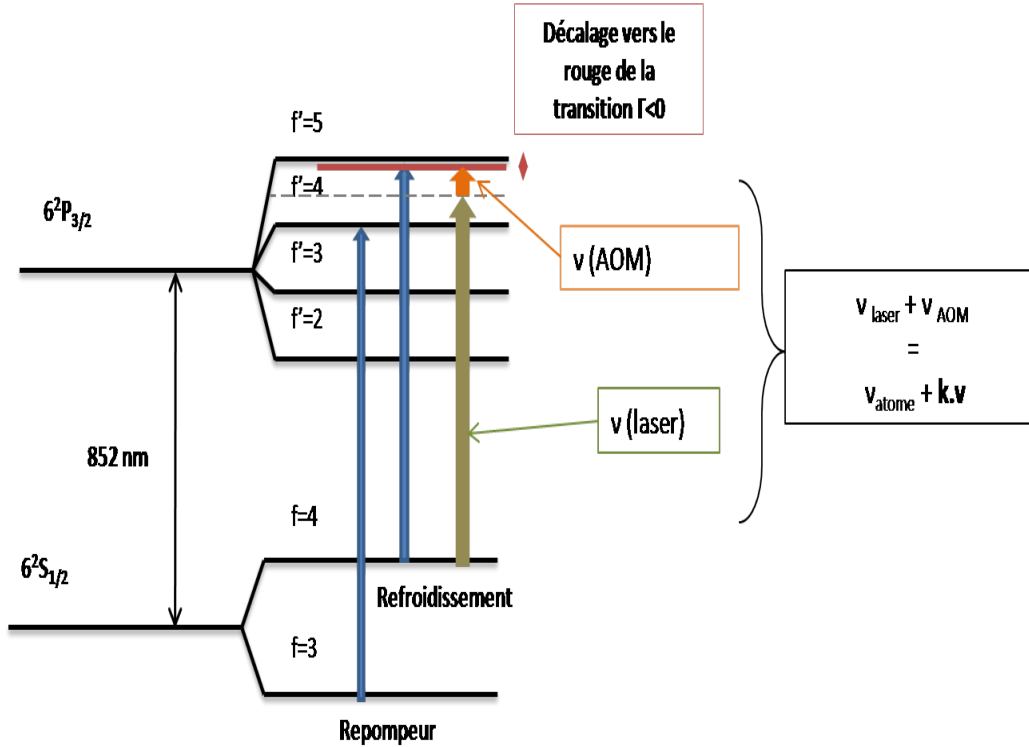


FIGURE 2.22 – Diagramme des niveaux du césium employés pour la collimation et l'asservissement laser.

2.4 La détection et la caractérisation du jet atomique

La détection et la caractérisation du jet atomique ont pour but de mesurer le flux et la densité du flux atomique issu du four à recirculation de césium.

2.4.1 La détection

La détection se fait par une méthode d'absorption en utilisant une autre diode laser Eagleyard de puissance maximum de 150 mW mais dont nous n'utilisons qu'une fraction d'environ 1 mW. Le montage (fig. 2.25) est constitué de la diode et d'un montage d'absorption saturée. Le faisceau lumineux est directement envoyé dans la zone de détection. Il faut rappeler que dans le cas de la détection il n'est pas nécessaire de fixer la fréquence du laser. En

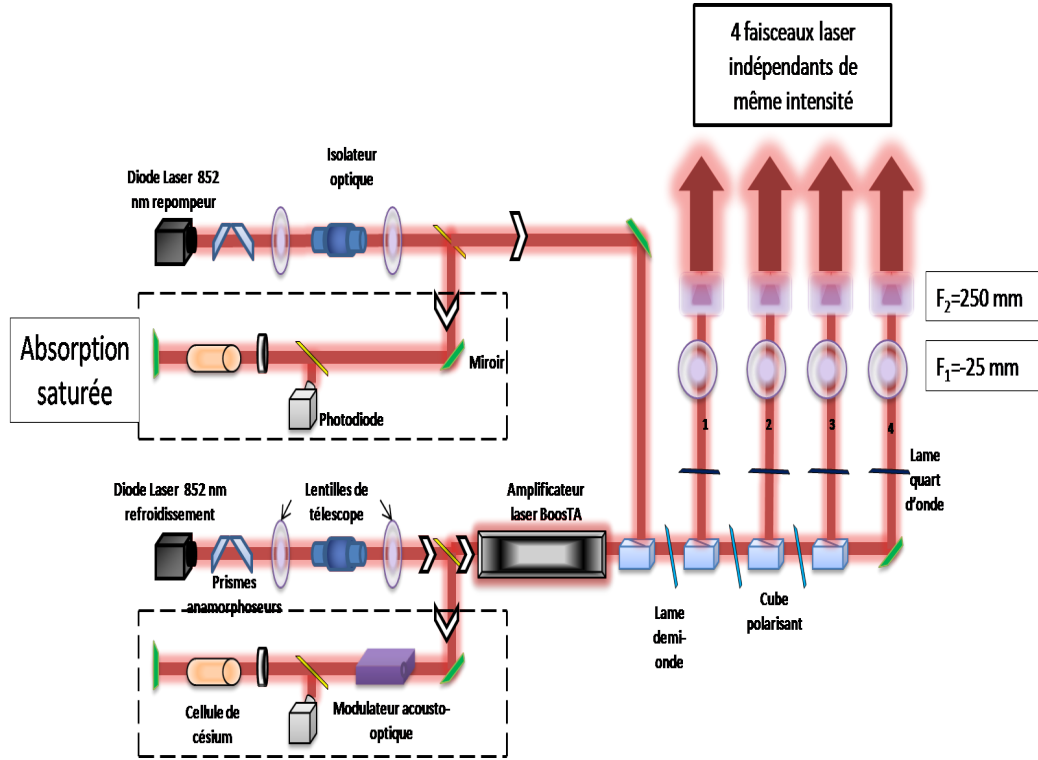


FIGURE 2.23 – Schéma laser de l'expérience

effet, la source lumineuse sera balayée autour de la transition $F=4 \rightarrow F'=5$ afin de pouvoir obtenir le profil Doppler du jet.

Le laser de détection est amené vers la chambre de détection équipé de hublots traités anti-reflets. Un filtre est positionné le long du trajet afin de contrôler la puissance laser de la détection dans le but de ne pas saturer la transition des atomes. Les hublots sont placés à une distance L_{Det} des hublots rectangulaires, à la sortie de la zone de collimation. Grâce aux études théoriques précédentes, il est possible de prévoir la taille et le profil du faisceau dans cette zone (fig. 2.26). Le diamètre total du jet non collimaté et non comprimé dans cette zone est de 60 mm.

La dimension interne de la chambre est de 63 mm. Pourtant, la taille des hublots demeure une limitation pour la détection complète du profil spatial du jet. En effet, ces derniers ont des ouvertures de plus faibles dimensions de diamètre nominal 35 mm. On comprend que, dans ces conditions, il nous sera difficile de dégager un profil total du jet atomique.

La détection se fera par absorption du signal. Le laser est placé à $\alpha=90^\circ$ de la direction de propagation du jet. Il traverse l'enceinte et coupe la trajectoire du jet. Cette configuration nous sera utile pour mesurer le flux atomique en

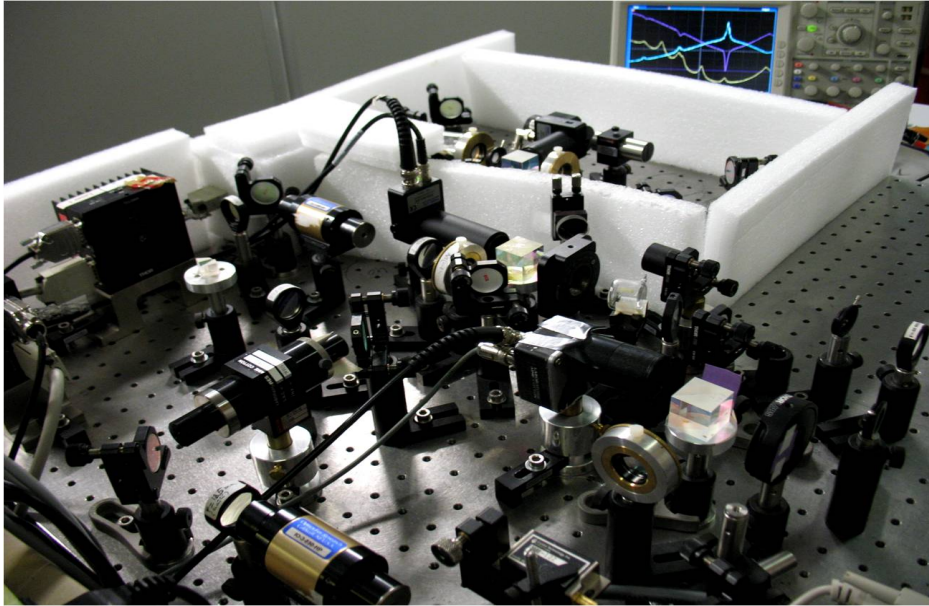


FIGURE 2.24 – Photographie d'une partie du montage expérimental des sources lasers.

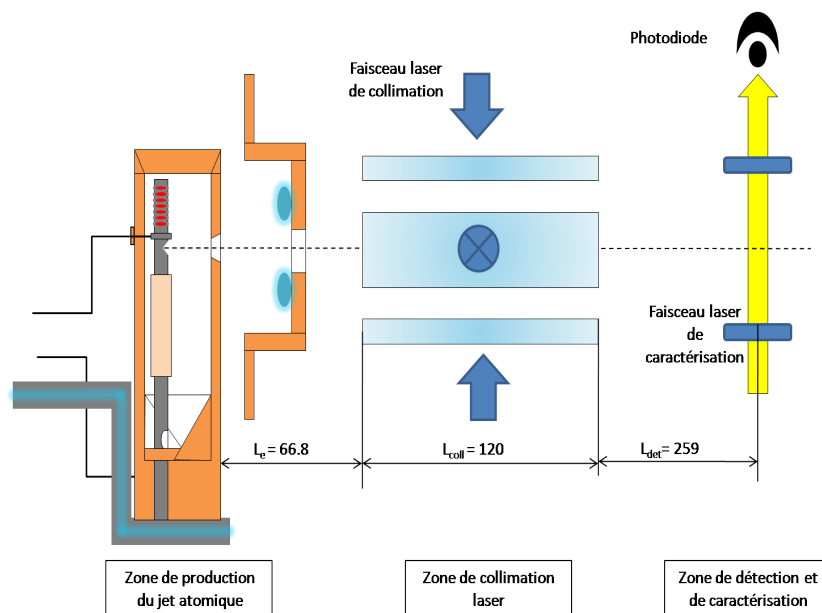


FIGURE 2.25 – Schéma de principe de la détection du jet atomique et de la collimation.

omettant l'effet Doppler lié à la vitesse longitudinale des atomes (environ 300 m.s^{-1}). Une autre configuration incluant un angle différent est également à

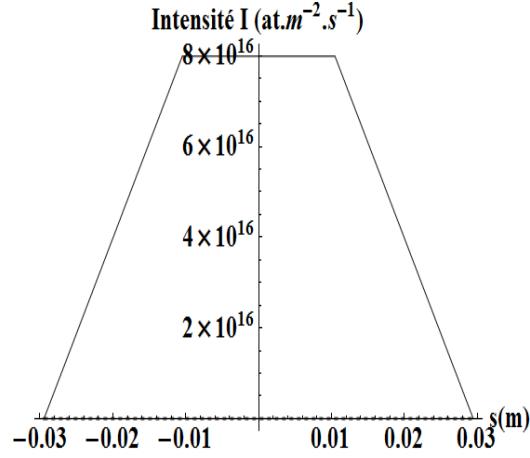


FIGURE 2.26 – Profil spatial simplifié du jet atomique non collimaté pour une détection à la distance L_{Det} .

envisager. Cette lumière laser est collectée par une photodiode placée dans l'axe du laser de détection. Le signal obtenu représente l'absorption de la lumière laser par les atomes (fig. 2.27).

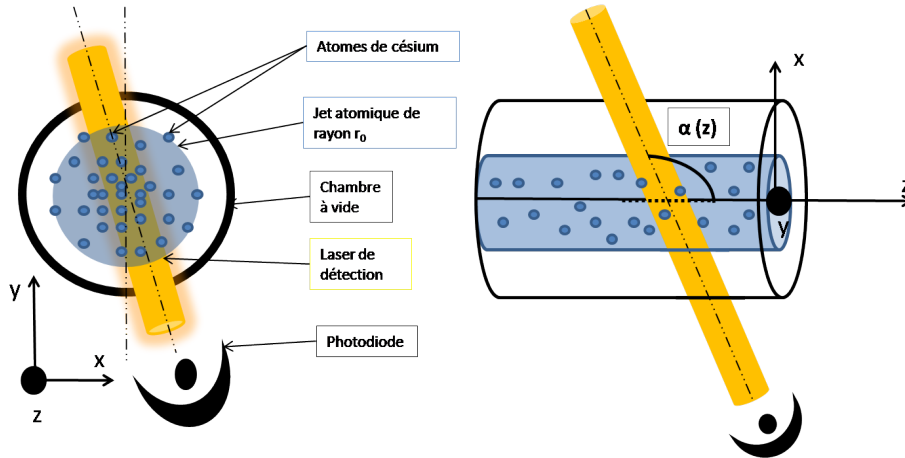


FIGURE 2.27 – Schéma de principe du montage de la détection par absorption.

2.4.2 La caractérisation du jet thermique

Ce signal est ensuite interprété. Il est possible d'extraire des informations concernant le flux de ce signal et la distribution de vitesse transverse. Pour ce faire, nous nous sommes inspirés des méthodes utilisées par C. Slowe [57].

On utilise la loi de Beer-Lambert qui permet d'établir la relation suivante qui relie l'absorbance en fonction du detuning laser $A(\Delta)$ à la transmittance du milieu, ici le gaz atomique, $\frac{I_{out}}{I_{in}}$:

$$A(\Delta) = -\ln \frac{I_{out}}{I_{in}} = O.D. = \sigma n d_0 \quad (2.15)$$

où OD représente la densité optique, σ , la section efficace de diffusion, n la densité moyenne et d_0 , le diamètre étudié soit $2r_0$. Il nous faudrait relier cette relation d'absorbance au flux,

$$\Phi = n_0 (\pi r_0^2) \bar{v} \quad (2.16)$$

calculé ici, simplement en considérant un cylindre homogène.

De manière plus précise, dans le cas de notre étude, le faisceau sonde pourra présenter un angle α comme figuré sur la figure 2.27 qui schématise la détection par absorption. En introduisant cet angle α et en utilisant l'effet Doppler en balayant le laser et donc le décalage Δ , il est possible d'obtenir les distributions en vitesses par l'expression $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = k \cos \alpha v_z + k \sin \alpha v_\rho$. Il faut distinguer deux cas : dans le premier, on considère $\alpha = 90^\circ$, soit le faisceau laser sonde est perpendiculaire à la direction de propagation du jet ; dans le second, l'angle α est petit mais différent de 90° , par exemple 0° .

On considère dans un premier temps, ce second cas où $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \approx k \cos \alpha v_z$, car v_z de l'ordre de 300 m.s^{-1} est très supérieur à v_ρ qui lui est de l'ordre de la vitesse Doppler, soit environ 10 cm.s^{-1} .

En posant $n(\rho)$, la densité $n(x, y)$ en chaque point (x, y) , la définition générale du flux est :

$$\Phi = \int_0^{+\infty} 2\pi \rho d\rho n(\rho) \int_0^{+\infty} dv f(v) v, \quad (2.17)$$

et en posant l égale à $d\rho/\sin \alpha$, où l est la coordonnée le long de l'axe laser, on peut écrire l'absorbance en fonction du décalage en fréquence Δ comme :

$$A(\Delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} dl n(\rho) \int_0^{+\infty} dv f(v) \sigma(v, \Delta) \quad (2.18)$$

avec la section efficace de collisions

$$\sigma(v, \Delta) = \frac{\sigma_0}{1 + 4\left[\frac{\Delta + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{\Gamma}\right]^2} \quad (2.19)$$

En comparant la faible largeur naturelle du laser en comparaison de l'effet Doppler, on obtient

$$\sigma(v, \Delta) \approx \frac{\pi}{2} \Gamma \sigma_0 \delta(\Delta + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) \quad (2.20)$$

Ainsi l'effet Doppler impose $v_z = \Delta/k \cos\alpha$. Il alors est possible d'établir, en combinant les équations 2.18, 2.19 et 2.17, une relation entre le flux total d'atomes et l'absorption du faisceau laser par le jet atomique en fonction du décalage Δ :

$$\Phi = \underbrace{\frac{\int_0^{+\infty} 2\pi\rho d\rho n(\rho)}{2 \int_0^{+\infty} d\rho n(\rho)}}_{\pi r_0 \text{ pour un jet homogène}} \frac{2 \tan \alpha}{\pi k \sigma_0 \Gamma} \int_0^{+\infty} d\Delta \Delta A(\Delta) \quad (2.21)$$

Les formules ci-dessus sont intéressantes dans le cas général et pour des angles α différents de 90° . Pour des raisons techniques, notamment la taille et la distance séparant les deux hublots nécessaires à l'absorption, il ne nous a pas été possible d'intégrer sur l'expérience une mesure en angle. Dans notre cas, les mesures sont donc effectuées pour $\alpha = 90^\circ$. Dans le cas d'une mesure perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau, on utilise l'effet Doppler en prenant $\Delta' = \Delta + kv_x$ avec k , le vecteur d'onde. Dans cette approche, l'absorbance devient

$$A(\Delta) \propto \int f_v(v_x) \sigma(\Delta - k_0 v_x) dv_x \quad (2.22)$$

où $f_v(v_x)$ représente la distribution en vitesses de type gaussienne des particules suivant l'axe Ox et $\sigma(\Delta - k_0 v_x)$ décrit une lorentzienne qui caractérise les propriétés du laser sonde. La fonction qui décrit l'absorption de la lumière laser par les atomes du jet est donc une fonction de Voigt $V(\Delta, v_x)$ soit, la convolution de la distribution gaussienne de type Maxwell-Boltzmann des atomes et de la distribution de type lorentzienne qui régit la largeur naturelle du laser.

Dans ce cas, on prendra comme relation de flux pour interpréter l'absorption du faisceau sonde et établie à partir de la relation 2.16 :

$$\Phi \approx \frac{2 r_0 A_{max} \bar{v}}{\sigma_0} \quad (2.23)$$

où r_0 est le rayon considéré du jet (ici 2 mm), A_{max} l'absorption maximale, $\bar{v}$ la vitesse moyenne selon z calculée à une température donnée et σ_0 la section efficace de collisions qui à pour valeur $1.41 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2$ [59].

En utilisant cette méthode, il nous a été possible de pratiquer quelques mesures de flux du jet non-collimaté. Le laser de détection mesurait alors 1 mm de diamètre et avait une puissance de $2 \mu\text{W}$. La figure 2.28 montre ces résultats.

Il est clair que le flux obtenu est dix fois moindre que celui attendu. Les différences observées peuvent s'expliquer par l'approche utilisée pour calculer

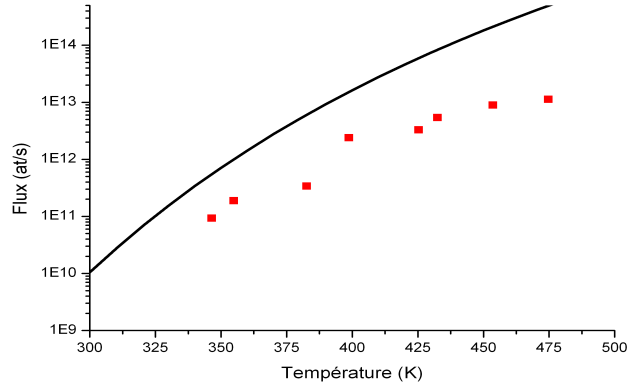


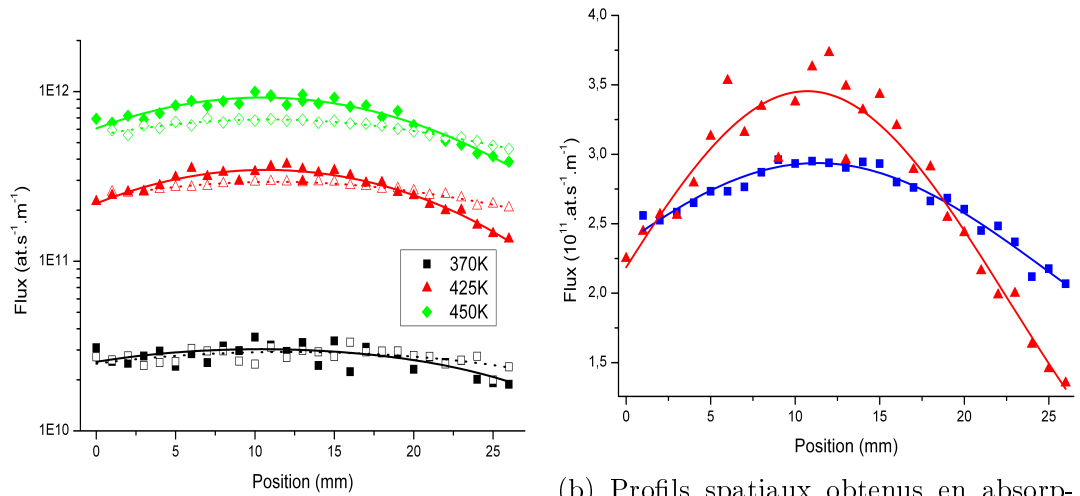
FIGURE 2.28 – Flux du jet atomique non collimaté théorique (trait plein) et flux mesuré expérimentalement par absorption (marqueurs rouges).

le flux total en sortie du four à recirculation. En effet, lors de ce calcul, il n'a pas été pris en compte le fait que le césium était amené par capillarité au sommet de la chandelle. L'approximation du calcul consistait à ne tenir compte que de l'évaporation d'une goutte de césium liquide. On observe également un début d'effet de saturation autour de 450 K où le flux atteint les 10^{13} at.s⁻¹. Ce phénomène peut se comprendre comme la transition pour le jet atomique d'un régime effusif à un régime collisionnel. Lors de notre étude en début de chapitre, cette limite due à la géométrie du four était fixée à 455K (fig. 2.2).

Mesure de la collimation

La caractérisation de la collimation s'est effectuée de façon similaire. Nous avons donc testée l'étape de collimation. L'intensité des lasers pour chaque bras dont les puissances sont indépendantes est de 2 mW.cm⁻² ce qui correspond à un paramètre de saturation s proche de 2. Ce paramètre, dû à des contraintes techniques comme la limite de l'amplificateur et les pertes dus aux différents éléments optiques, reste inférieur à celui utilisé lors des simulations de collimation. Les lasers sont polarisés circulairement σ^+ - σ^- . Les points critiques aux réglages de cette étape de collimation sont la balance des puissances entre chaque bras et la mise en place des polarisations. Le laser de caractérisation possède les propriétés similaires à celles utilisées pour la détection et la caractérisation du flux du jet thermique.

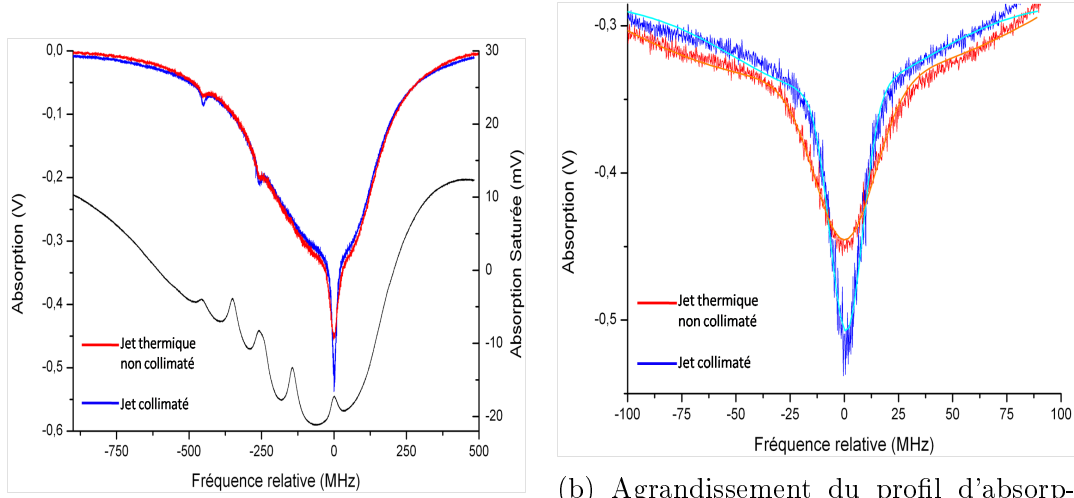
Nous avons procédé à un diagnostic de coupe du jet atomique avec le faisceau laser de caractérisation afin d'extraire le profil spatial du jet d'atomes (fig. 2.29). Pour différentes températures de fonctionnement, le faisceau laser a été déplacé sur un axe transverse du jet atomique. Nous pouvons alors



(a) Profils spatiaux obtenus en absorption du jet thermique (traits tiretés - marqueurs creux) et du jet collimaté (traits pleins - marqueurs pleins) pour différentes températures de fonctionnement du four à recirculation.

(b) Profils spatiaux obtenus en absorption du jet thermique (marqueurs carrés bleus) et du jet collimaté (marqueurs triangles rouges) à la température de fonctionnement du four à recirculation de 425 K. Ces profils indiquent le flux du jet en fonction de la position du faisceau sonde.

FIGURE 2.29 – Profils spatiaux obtenus en absorption de la caractérisation du jet atomique thermique et collimaté. Le flux est indiqué en $\text{at.s}^{-1}.\text{m}^{-1}$ car la caractérisation s'effectue en étudiant le jet spatialement par tranche.



(a) Profils d'absorption du jet thermique et du jet collimaté. La troisième courbe correspond à notre référence de fréquence obtenue par le signal d'absorption saturée dans le montage du laser de détection.

(b) Agrandissement du profil d'absorption du jet atomique. Le profil collimaté (bleu) est ajusté par une lorentzienne et le profil non collimaté (rouge) par une gaussienne afin de pouvoir déterminer la vitesse transverse du jet thermique.

FIGURE 2.30 – Mise en évidence de la collimation.

observer les profils des jets thermiques et collimatés. En nous intéressant particulièrement aux profils obtenus pour la température de fonctionnement à 425 K, nous remarquons clairement l'effet de la collimation. Bien que le flux total du jet soit identique pour les deux profils (on retrouve les mêmes valeurs en intégrant sur tout le profil), il est visible que le jet collimaté est plus intense en son centre avec une valeur pic pour le flux de $3.5 \cdot 10^{11} \text{ at.s}^{-1}\text{m}^{-1}$. Il faut noter qu'en intégrant le flux sur tout le profil, on retrouve les valeurs obtenus dans la figure 2.28.

Sur la figure 2.30, nous pouvons observer le profil en absorption des jets thermiques et collimatés. Les transitions $6s (F=4) \rightarrow 6p_{3/2} (F'=3)$ et $6s (F=4) \rightarrow 6p_{3/2} (F'=4)$ sont peu visibles. Ceci est principalement dû au fait que l'absorption est faite en l'absence de repompeur. Il n'y a donc que la transition $6s (F=4) \rightarrow 6p_{3/2} (F'=5)$ qui soit cyclante et centrée sur 0 MHz. On ne prête donc attention qu'à cette transition pour nos analyses de résultats. Nous constatons un effet de la collimation du jet qui présente un profil affiné ce qui correspond à une réduction de la largeur à mi-hauteur. Cette largeur à mi-hauteur est comme nous l'avons vu proportionnelle à la distribution de vitesses transverses présentes dans le jet.

Nous avons vu que le signal d'absorption obtenu est décrit par une fonction de Voigt, soit la convolution d'une fonction de type gaussienne et d'une

fonction de type lorentzienne. Avec une largeur naturelle du niveau à 5MHz, il est difficile d'extraire une vitesse inférieure à 1 m.s⁻¹ alors que la vitesse Doppler du césium est de 10 cm.s⁻¹. Il est alors difficile d'extraire la vitesse transverse du jet collimaté et s'assurer ainsi de l'efficacité de la collimation. Il faudra être en mesure de connaître parfaitement les propriétés du laser sonde afin de pouvoir déconvoluer les deux profils. Cette hypothèse a été envisagée mais s'est avérée difficile à appliquer, notamment devant la difficulté à connaître facilement certains paramètres comme la largeur spectrale du laser. Nous considérons que l'élargissement du profil collimaté est essentiellement dû à la contribution de la largeur naturelle du niveau et de la largeur du laser. Nous ajusterons donc le profil du jet collimaté avec une fonction lorentzienne. La largeur à mi-hauteur d'un profil de Voigt peut être dégagée en considérant l'association des largeurs gaussienne et lorentzienne. La largeur à mi-hauteur L_{Voigt} peut être estimée par :

$$L_{Voigt} \approx 0.5346 L_{Lorentz} + \sqrt{0.2166 L_{Lorentz}^2 + L_{Gauss}^2} \quad (2.24)$$

où $L_{Lorentz} = 2\gamma$ et $L_{Gauss} = 2\sigma\sqrt{2\ln(2)}$ avec σ , l'écart-type de la fonction gaussienne et γ , la largeur à mi-hauteur de la fonction lorentzienne.

Ainsi, en ajustant la largeur des profils de la figure 2.30, on a $L_{Voigt} = 15$ MHz et $L_{Lorentz} = 7$ MHz. Ces résultats nous permettent d'établir une valeur de la vitesse moyenne transverse du jet atomique non collimaté approchant les 7 m.s⁻¹⁸. La vitesses transverse attendue obtenue à partir de l'angle moyen $\bar{\theta}$ est d'environ 13 m.s⁻¹. La différence constatée provient du fait que le jet dans la zone de détection n'est visible que partiellement du fait de sa taille trop importante. Ainsi, nous ne pouvons avoir accès à tout le jet atomique et mesurer sa vitesse transverse en totalité.

Une seconde solution pourrait permettre d'étudier la divergence du jet thermique et après l'étape de collimation. Il suffirait d'installer une seconde zone de détection et de mesurer la taille du faisceau dans ces deux régions. Pour le jet thermique, cette solution n'est pas applicable étant donné la dimension du jet dans la première zone de détection. Il aurait fallu implémenter une chambre de trop grande dimension. Concernant le jet collimaté, la seconde zone de détection a été implémentée.

Les résultats présentés ci-dessus ont été obtenus au cours des derniers mois de cette thèse. Malheureusement, il ne nous a pas été possible de mener plus loin nos études. Le jet issu du four à recirculation présente encore quelques faiblesses. A faibles températures, le jet semble fonctionner selon nos attentes. Pourtant, à mesure que la température de la chandelle est élevée, le jet de

8. En effet, l'effet Doppler indique que $\sigma = k v$

césium semble se tarir. Il semblerait que la fonction d'apport de la mèche soit inférieure à celle de la consommation du four (fig. 2.31).

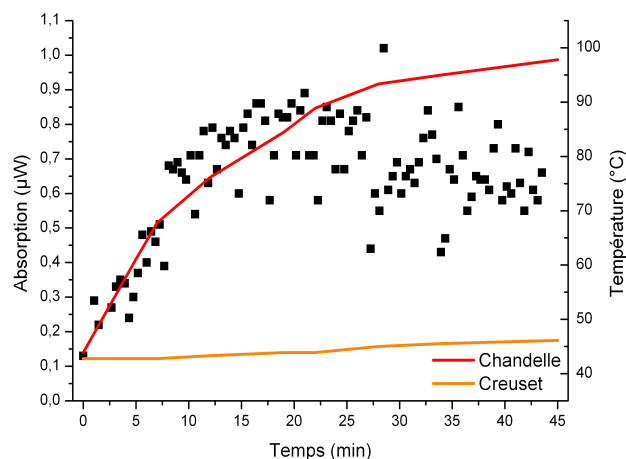


FIGURE 2.31 – Mesure d'absorption du jet atomique (Marqueurs carrés) et de la température de la chandelle (trait plein rouge) en fonction du temps. On observe clairement un effet de saturation de l'apport de césium par la mèche.

Entre la première série de mesure présentées plus en avant et celle présentant cet effet de seuil, le four à recirculation a été remonté de nombreuses fois. Il semblerait que les différences de fonctionnement soient dues à de subtils détails lors du montage. La piste pour élucider ce mystère suit les différentes possibilités d'introduire la mèche dans la chandelle, notamment concernant sa densité. Il semblerait qu'introduire peu de mèche soit préférable. Ce détail fournirait en effet la clé quant aux patents problèmes de capillarité.

2.5 Conclusion

La conception et le montage de l'expérience ont permis le développement d'un jet atomique de césium issu d'un four à recirculation. Les nombreux montages du four à recirculation ont montré les problèmes d'apport de césium par la mèche qui semblent provenir de la manière dont cette mèche est implémentée dans l'expérience. Ce point critique semble primordial à résoudre afin de pouvoir profiter pleinement de la stabilité des performances du four à recirculation.

Les études théoriques préliminaires montraient la possibilité de produire un faisceau d'atomes dont le flux pouvait atteindre les $2 \cdot 10^{14} \text{ at.s}^{-1}$ et avec une divergence moyenne de 43 mrad. La collimation d'un jet rapide a été étudiée et indiquait la potentialité de collimater environ 30% du faisceau issu du four jusqu'à la température Doppler du césium qui est $125 \mu\text{K}$.

Le montage expérimental entièrement conçu pour cette expérience a mis en évidence la création d'un jet atomique dont le flux avoisinait les $10^{13} \text{ at.s}^{-1}$ pour une vitesse transverse mesurée à environ 7 m.s^{-1} .

De l'étape de collimation, il a été possible d'extraire l'information de flux qui atteignait une valeur pic au centre du faisceau d'environ $10^{12} \text{ at.s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$. Malheureusement, pour des raisons techniques, nous n'avons pu être en mesure de vérifier quantitativement l'efficacité de la collimation en mesurant la divergence.

L'étape de compression a été abordée bien qu'absente de cette première version. Cette étape sera nécessaire pour évaluer les performances de la future source d'ions. Il a été précisé que la compression d'un jet rapide par la combinaison d'une mélasse optique, d'un champ magnétique et en pompant les atomes optiquement est tout à fait envisageable [73]. Cependant, les performances de la compression pourront difficilement surpasser une densité de $10^{11} \text{ at.cm}^{-3}$ [74].

Chapitre 3

L'ionisation par champ d'atomes de Rydberg

Le jet atomique issu du four à recirculation est à ce stade collimaté et éventuellement compressé. Pour fournir une source utilisable dans une colonne FIB, il faut procéder à l'ionisation du jet d'atomes. Cette étape d'ionisation n'a rien de trivial. Il est nécessaire d'établir un schéma d'ionisation qui permettra de conserver la forte brillance et la faible dispersion en énergie induite par le refroidissement laser. Il est également nécessaire de prendre en considération la minimisation des aberrations sphériques et chromatiques apparaissant lors de la création et de l'extraction par champ électrique des ions.

Nous avons discuté des nombreuses contributions provenant de la photo-ionisation avec un schéma laser permettant en deux ou trois étapes d'exciter l'atome au-delà de la limite classique d'ionisation. En particulier à cause du champ électrique d'extraction dans la zone d'ionisation laser, ce procédé n'est pas utilisable dans notre cas, où l'on souhaite conserver une faible dispersion en énergie du jet d'ions. Nous rappelons, en effet, que lors de la photo-ionisation la dispersion en énergie est définie par $\Delta E = \sigma \cdot E_{\text{extraction}}$, où σ représente la largeur du faisceau laser ionisant et $E_{\text{extraction}}$, le champ électrique nécessaire à l'extraction des ions. Ainsi, par un rapide calcul qui nous servira d'exemple, pour un champ d'extraction de 1kV/cm, le waist laser w pouvant être difficilement inférieur à 10 μm , la dispersion en énergie due à l'ionisation sera toujours supérieure à 1eV, ce qui n'est pas vraiment meilleur que l'état de l'art actuel des sources d'ions. Il pourrait être envisagé de baisser le champ électrique mais pour contrer les effets d'une explosion coulombienne du jet due à un plus fort courant ionique, il nous faut extraire les ions créés à plus fort champ électrique (supérieur à 1kV/cm). De ce fait la dispersion en énergie en sera affectée d'autant. Ce cas de figure ne fait

évidemment pas partie de nos objectifs.

Une autre limitation à propos de la photo-ionisation concerne la puissance laser nécessaire pour ioniser un jet rapide. Pour un jet atomique de vitesse longitudinale de 100 m.s^{-1} , l'ionisation ne sera effective qu'avec une énorme puissance laser de l'ordre de 10 W (et un waist laser de $10 \mu\text{m}$) [76]. Il faut préciser qu'une telle puissance représente la limite des lasers industriels actuels pour certaines longueurs d'ondes qui ne sont par ailleurs pas celles de notre schéma d'ionisation. Pour contourner cette difficulté, il nous faudrait développer une cavité optique externe robuste ce qui constituerait une contrainte supplémentaire non négligeable.

L'idée novatrice de notre expérience repose en partie sur l'utilisation d'un nouveau schéma d'ionisation qui nous permettra de résoudre ce problème : exciter les atomes du jet vers des états de Rydberg. Ceci a l'avantage :

- de limiter la dispersion en énergie due à l'ionisation ;
- d'accélérer plus fortement les ions, entraînant ainsi une réduction des effets coulombiens ;
- de nécessiter moins de puissance laser ;
- d'utiliser une propriété des atomes de Rydberg, le blocage dipolaire, qui permet un arrangement spatial entraînant moins d'effets coulombiens stochastiques en évitant de créer des particules trop proches.

Pour ce faire, nous allons exciter les atomes du jet vers un état de Rydberg et ensuite ioniser par champ les atomes excités du jet [77]. Ce choix repose principalement sur la propriété des atomes de Rydberg à s'ioniser quasi-instantanément à un champ électrique donné donc à une tension donnée. Cet état de fait nous permettra de maintenir un meilleur contrôle de l'ionisation et d'obtenir ainsi plus aisément un jet monochromatique. Un second point concerne la faible puissance laser nécessaire pour exciter ces atomes. En pratique, il nous faut fournir quelques centaines de milliwatts pour exciter les atomes vers les états de Rydberg [78].

Dans ce chapitre, nous allons exposer notre schéma et expliciter les choix et méthodes privilégiés pour chaque étape. Après une succincte présentation des atomes de Rydberg, nous nous concentrerons sur le choix du niveau de Rydberg adapté à notre schéma d'ionisation. Puis, nous nous intéresserons aux profils de champ électrique nécessaires à cette étape. Enfin, nous développerons les méthodes qui nous ont permis de concevoir le montage mécanique des électrodes produisant le champ électrique d'ionisation et d'accélération qui sera présenté dans une dernière partie.

3.1 Les atomes de Rydberg

Un atome de Rydberg est un atome excité, dont un ou plusieurs des électrons occupent un haut niveau d'énergie caractérisé par un nombre quantique principal n ¹. Ces atomes de par leurs caractéristiques ont des propriétés remarquables. Les atomes de Rydberg ont fait leur première apparition grâce à la découverte par J. Balmer d'une formule empirique qui relie les longueurs d'onde de la lumière aux transitions atomiques de l'atome d'hydrogène. Plus tard, J. Rydberg généralisa ce concept et montra l'existence de séries de niveaux discrets d'énergie de plus en plus proches en énergie et convergents vers une limite finie. Dans les années 70, les atomes de Rydberg ont été énormément étudiés notamment pour la transition qu'ils représentent entre la vision des états liés en énergie et le continuum et surtout pour leurs propriétés qui permettent de nouvelles expériences difficiles voire impossibles à produire avec des atomes normaux [78].

L'électron excité est dans la majorité des cas assez éloigné et donc très peu lié au cœur constitué du noyau et du reste du cortège d'électrons. Cette caractéristique rend les atomes de Rydberg très sensibles à leur environnement et à toutes perturbations extérieures. Ils présentent également de fortes possibilités de polarisabilité et peuvent avoir un grand moment dipolaire. Ces propriétés ont été étudiées à de nombreuses reprises [78].

Pour un atome de Rydberg simplement excité, il est possible de décrire un tel système d'états, en première approximation, comme un système d'états hydrogénoïdes. Les énergies et fonctions d'onde sont donc connues et solubles analytiquement. Afin d'inclure les effets des électrons internes, il est nécessaire d'ajouter un défaut quantique δ_{nlj} qui reflète l'effet d'écrantage des électrons internes par rapport au noyau et remplace le nombre quantique principal n par le nombre quantique effectif n^* .

$$n^* = n - \delta_{nlj} \quad (3.1)$$

avec la formule de Ritz pour le défaut quantique [78]

$$\delta_{nlj} = \delta_0(lj) + \frac{\delta_2(lj)}{[n - \delta_0(lj)]^2} + \frac{\delta_4(lj)}{[n - \delta_0(lj)]^4} + \dots \quad (3.2)$$

Pour l'atome de césium, les valeurs des paramètres δ_0 et δ_2 sont disponibles dans la littérature [79] [80] pour chaque niveau orbital considéré et listés dans le tableau 3.1.

1. On parle ici de nombre quantique principal élevé. Pour un atome de Rydberg, n est typiquement supérieur à 10.

Série	δ_0	δ_2
ns	4.049325	0.2462
$np_{1/2}$	3.591556	0.3714
$np_{3/2}$	3.559058	0.3740
$nd_{3/2}$	2.475365	0.5554
$nd_{5/2}$	2.466210	0.0670
$nf_{5/2}$	0.033392	-0.191
$nf_{7/2}$	0.033537	-0.191

FIGURE 3.1 – Tableau récapitulatif des valeurs des paramètres δ_0 et δ_2 du césium.

Propriétés	Dépendance en n^*	Valeurs indicatives pour $n \approx 30$
Energie de liaison	n^{*-2}	150 cm^{-1}
Rayon orbital	n^{*2}	$1000 a_0$
Section efficace géométrique	n^{*4}	$7.10^{-15} \text{ m}^{-2}$
Moment dipolaire électrique	n^{*2}	$1000 q_e a_0$
Durée de vie	n^{*3}	$30 \mu\text{s}$
Champ classique d'ionisation	n^{*-4}	700 V.cm^{-1}

FIGURE 3.2 – Tableau résumant quelques propriétés remarquables des atomes de Rydberg en fonction de n^* , le nombre quantique principal effectif.

En utilisant la théorie du défaut quantique, on peut exprimer les propriétés remarquables des atomes de Rydberg en fonction du nombre quantique principal effectif n^* . Ces propriétés générales sont résumées dans le tableau (3.2).

Ces propriétés des atomes de Rydberg vont induire la recherche d'une forme de champ électrique spécifique qui répond à certains critères afin d'exciter et d'ioniser un maximum d'atomes du jet tout en conservant une faible dispersion en énergie.

3.1.1 L'excitation Rydberg

L'excitation Rydberg est une excitation laser qui se décompose, pour des raisons liées aux puissances laser commercialement disponibles pour les longueurs d'onde étudiées, en général en un minimum de deux étapes d'excitation.

Un schéma classique d'excitation Rydberg comporte donc une excitation

à deux ou trois niveaux. Du fait des cycles d'émission spontanées et stimulées du niveau intermédiaire, il est impossible d'espérer avec une excitation incohérente un taux d'excitation Rydberg supérieur à 50 % pour une excitation à deux niveaux et à 33% pour une excitation à 3 niveaux.

Il faut noter également une limitation à l'excitation Rydberg du fait même des propriétés de ces atomes. Une très forte densité d'atomes de Rydberg est impossible du fait du blocage dipolaire induit par ces particules. Le blocage dipolaire est un phénomène produit par le grand moment dipolaire de ces atomes. Ce phénomène dépend de la polarisabilité de l'état considéré. Lorsqu'un ensemble d'atomes est excité vers un état de Rydberg, le premier atome porté dans cet état va interagir fortement avec ses voisins. Et, ainsi, de cette interaction résultera un décalage en énergie du niveau de Rydberg que l'on souhaite exciter. Si le décalage est supérieur à la largeur spectrale du laser, l'excitation vers cet état de Rydberg ne sera plus envisageable pour ses voisins. La suite de l'excitation en sera limitée. On parle alors de blocage dipolaire [81],[82],[83]. Il faut noter que la densité limite du blocage dipolaire dépend de l'état considéré. Pour notre étude et après une rapide estimation, nous pouvons considérer qu'elle est du même ordre de grandeur que notre limite de densité en compression, soit 10^9 at.cm^{-3} et $10^{11} \text{ at.cm}^{-3}$ selon l'état de Rydberg considéré. Nous prendrons donc la valeur intermédiaire $10^{10} \text{ at.cm}^{-3}$ dans la suite de nos simulations.

L'excitation Rydberg peut cependant atteindre jusqu'à 100% d'efficacité. Si l'on souhaite une excitation totale de la population atomique, il est possible d'employer une technique autre qui permet une excitation cohérente. Dans ce cas, on utilise un procédé appelé RAP (Rapid Adiabatic Passage). Cette technique fournit une méthode robuste et efficace qui permet le transfert totale de population entre deux états. Il s'agit de balayer la fréquence du laser. Le balayage du laser permet de remplir les conditions d'une interaction adiabatique en présence d'un champ électrique. Il se produit alors un transfert complet de populations de l'état fondamental à l'état excité. Les détails de cette méthode sont largement énoncés dans la littérature [84]. Cette technique demeure cependant peu évidente à mettre en œuvre dans un premier temps, notamment concernant la puissance laser requise. C'est pourquoi pour le développement de la source, la possibilité d'atteindre un taux d'excitation à 100% sera mise de côté sans toutefois être oubliée pour les performances futures de la source.

Cependant, il sera nécessaire de trouver un compromis entre l'efficacité d'excitation et la dégradation de la brillance par effets coulombiens. En effet, une excitation totale des atomes de Rydberg peut se produire en annihilant le blocage dipolaire en choisissant un état de faible moment dipolaire. Ceci entraînera une augmentation de la densité qui se traduira par une augmen-

tation des interactions coulombiennes. A l'inverse, la densité contrôlée par le phénomène de blocage dipolaire lors de l'excitation Rydberg réduira les effets coulombiens mais sera de moindre efficacité. Dans notre cas, la méthode d'excitation des atomes n'est pas une priorité pour démontrer la faisabilité du processus d'ionisation à partir d'atomes de Rydberg, nous ne considérons pas l'excitation par le procédé RAP et nous baserons donc sur un taux d'excitation empirique² et conservatif de 10%.

Une contrainte supplémentaire s'impose lors de l'excitation laser. En présence d'un champ électrique, les états électroniques de l'atome vont subir une modification qui se traduira par un décalage des raies spectrales en plusieurs composantes. On parle de décalage Stark. Afin de limiter l'effet Stark, il est primordial d'opérer en champ uniforme. Dans le cas d'un faisceau laser d'excitation spectralement fin, il est impératif de contrôler le gradient de champ électrique au moment de l'excitation. En effet, une trop grande fluctuation du champ électrique aura pour effet de mettre hors résonance avec le laser d'excitation l'état visé lors du mouvement des atomes (fig. 3.3).

Nous avons choisi un champ croissant le long de l'axe de propagation. Il est important d'exciter les atomes dans un champ homogène et proche du champ limite d'ionisation. Cette dernière contrainte est nécessaire pour deux raisons. Dans un premier temps, les atomes excités ont une durée de vie $\tau_{lifetime}$ qui, comme indiqué dans les propriétés des atomes de Rydberg, dépend du niveau considéré et dont les valeurs seront discutées plus loin. Ceci sera à prendre en considération lors du choix du niveau de Rydberg à atteindre pour la création de notre jet monocinétique. Un second point est à analyser. On remarque sur la carte de niveaux Stark (fig. 3.4)³ qu'à mesure que le champ électrique augmente, il y a possibilité pour l'atome de passer près de nombreux croisements évités. La probabilité d'une ionisation multiple liée aux croisements de niveaux est non négligeable ce qui aura pour conséquence une augmentation de la dispersion en énergie. Ainsi, en excitant l'atome loin de la limite classique d'ionisation, il nous faudrait pourvoir à un contrôle strict du gradient de champ électrique afin d'ioniser l'atome au niveau et au champ voulu. Pour limiter cette contrainte de contrôle de gradient de champ sur une trop grande distance, nous prendrons le parti de tenter d'exciter l'atome juste sous le champ électrique d'ionisation (fig. 3.4).

2. Ce taux est couramment observé au Laboratoire Aimé Cotton, lors d'expériences étudiant le blocage dipolaire

3. Nous avons choisi la carte du sodium mais celle du césium est similaire. Ce choix se justifie plus tard par l'étude d'atomes de Rydberg particuliers qui n'ont pas été étudiés dans le cadre du césium

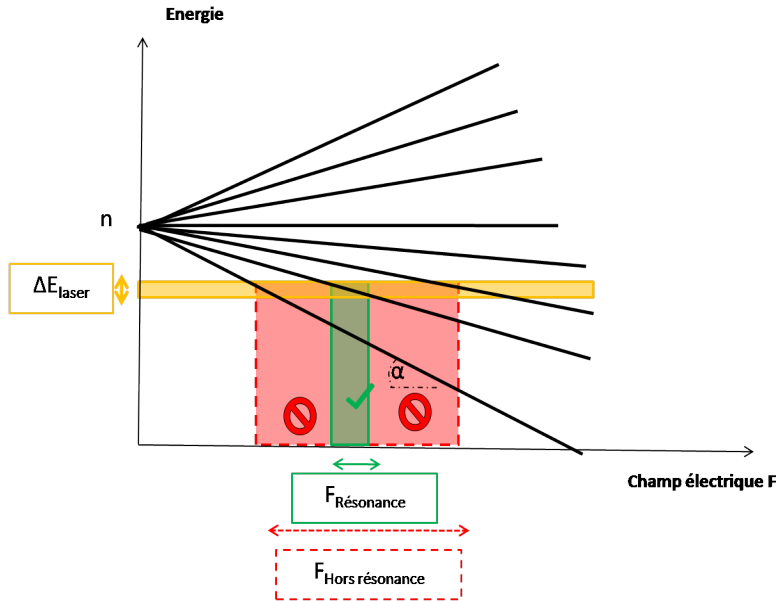


FIGURE 3.3 – Schéma de principe de l'excitation Rydberg en champ. La zone orangée horizontale correspond à la largeur spectrale du laser d'excitation. Afin de maintenir une excitation laser efficace, il faudra donc maintenir le champ électrique dans une fenêtre $F_{\text{Résonance}}$ (en vert). Si le champ électrique dérive et s'éloigne trop de cette valeur, par exemple vers $F_{\text{Hors résonance}}$ (en rouge), l'excitation s'effectue alors hors résonance et est donc moins efficace.

3.1.2 L'ionisation par champ - Le choix du niveau Rydberg

L'ionisation des atomes de Rydberg

Les atomes de Rydberg créés à partir du jet collimaté et compressé vont se propager avec la vitesse longitudinale moyenne initiale d'environ 300 m.s^{-1} . Ils seront ensuite ionisés lorsque le champ électrique sur l'axe de propagation correspondra au champ d'ionisation du niveau de Rydberg choisi. Dans un champ uniforme, les atomes seront ionisés quasi-instantanément. Ainsi, en s'ionisant dans un même point de l'espace, et donc sur une même équipotentielle, la distribution des ions à l'ionisation ne créera pas de dispersion en énergie. Pourtant, le diable est dans les détails, toute la subtilité et la difficulté de notre approche sont contenues dans l'adverbe quasiment. En effet, l'ionisation d'un atome de Rydberg se déroule sur une durée non négligeable à l'échelle de notre expérience. Les atomes se propagent à une vitesse longitudinale de quelques centaines de mètres par seconde dans un champ non

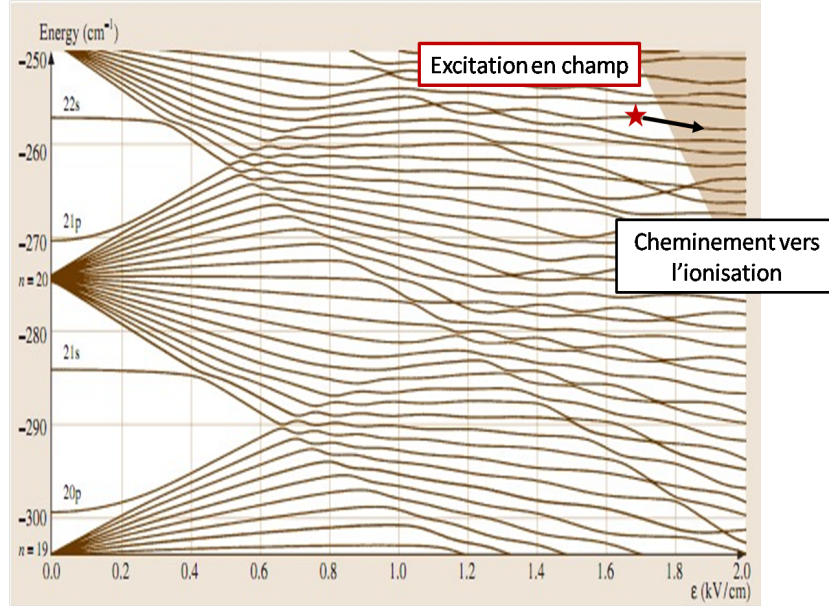


FIGURE 3.4 – Diagramme Stark des niveaux d'énergie du sodium (Na) en fonction du champ électrique pour $n \approx 20$ et $m=0$. La zone grisée se trouve au-delà de la limite classique d'ionisation. La zone où nous souhaitons exciter les atomes est indiquée par l'étoile. Elle se situe juste avant la zone d'ionisation et en l'absence de croisements évités. Cette figure est empruntée à [78].

nul. Le fait qu'ils ne s'ionisent pas tous en même temps mais en conservant leur mouvement dans le champ entraîne qu'ils s'ioniseront à des points de l'espace différents et donc à des potentiels différents. La différence de voltage dépendante de la vitesse d'ionisation des Rydberg va induire une dispersion en énergie due à l'ionisation. Il est donc important de se pencher un peu plus sur ce point. Le processus d'ionisation des Rydberg [85] peut être dans un cas simple considéré par une approche classique. Si on considère le cas soluble analytiquement de l'atome d'hydrogène, le potentiel coulombien V de l'électron dans un champ électrique statique $\vec{F} = F\vec{z}$ s'écrit en unités atomiques :

$$V(F, z) = \frac{1}{r} + Fz \quad (3.3)$$

où r est la distance électron-noyau.

Sur la figure 3.5, on remarque que le potentiel admet sur l'axe Oz un point-selle à $V_s(F) = -2\sqrt{F}$ pour $F_s = W^2/4$ où W est l'énergie de liaison de l'électron. L'atome, dont l'électron est excité et peu lié par rapport au cœur, peut alors s'ioniser si son énergie est supérieure à $V_s(F)$ lui permettant de surmonter la barrière de potentiel. En première approximation, ce

raisonnement reste valable pour les atomes plus complexes comme le césium.

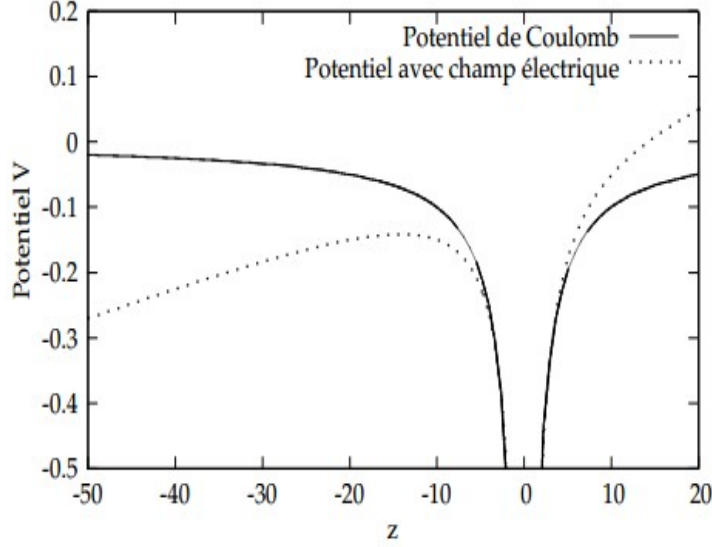


FIGURE 3.5 – Représentation schématique du potentiel d'interaction de l'électron en présence ou non d'un champ électrique statique. On voit qu'en présence du champ électrique, la barrière de potentiel s'abaisse et l'électron peut passer à travers par effet tunnel ou directement. L'ionisation devient possible.

Comme les énergies des états de Rydberg n sont données par $\epsilon = -1/2n^2$, on en déduit alors une expression du champ classique d'ionisation E_c donnée en unités atomiques :

$$E_c = \frac{1}{16n^4} \quad (3.4)$$

Cette formule fournit une bonne approximation du champ classique d'ionisation des états de Rydberg (fig.3.6).

Le phénomène d'ionisation des atomes de Rydberg peut s'avérer complexe. Du fait de la levée de dégénérescence des moments orbitaux due à l'effet Stark en présence d'un champ électrique, il faut nuancer cette image classique de l'ionisation des atomes de Rydberg. L'effet Stark produit une levée de dégénérescence des états l qui se séparent en présence d'un champ électrique. L'énergie des niveaux s'écrit alors, en première approximation, comme

$$\epsilon = -\frac{1}{2n^2} + \frac{3}{2}(n_1 - n_2)n F \quad (3.5)$$

où n_1 et n_2 sont les nombres quantiques introduit lors du passage en coordonnées paraboliques qui satisfont $n_1 + n_2 + |m| + 1 = n$. Si on considère $m=0$,

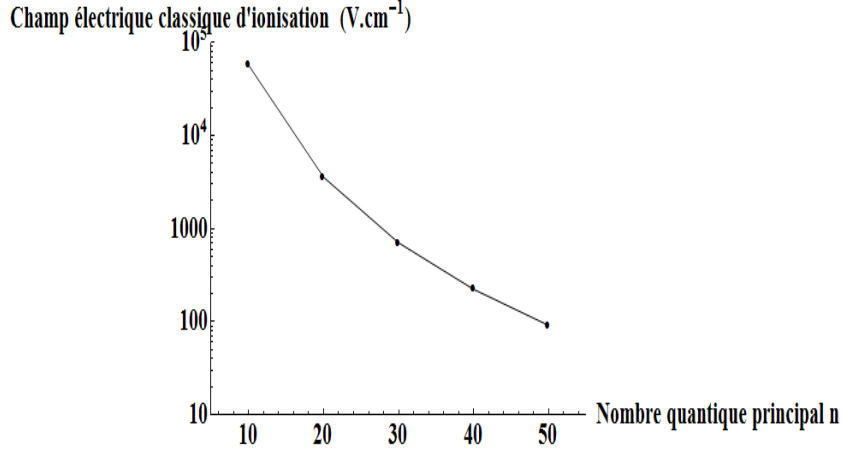


FIGURE 3.6 – Champ classique d’ionisation des atomes de Rydberg en fonction du nombre quantique principal n

l’état $n_1 - n_2 = n - 1$ sera décalé vers de plus hautes énergies. On parle d’état bleu. A contrario, l’état $n_2 - n_1 = n - 1$ sera décalé vers des énergies plus basses, on parle alors d’état rouge. La relation (3.4) se rencontre alors sous la forme $E_c = \epsilon^2/4$. Cette valeur de champ d’ionisation est entièrement recevable pour les états extrêmement rouges de n élevé. En effet, les états rouges s’ionisent plus facilement que les états bleus bien qu’ils aient des énergies de liaisons plus élevées. Pour les autres états rouges, ils s’ionisent généralement légèrement sous la limite classique d’ionisation. Le processus d’ionisation des états rouges se produit par effet tunnel. Ces états s’ionisent plus rapidement à mesure que le champ électrique augmente. De nombreuses études réfèrent aux taux d’ionisation des atomes de Rydberg [85]. Quant aux états bleus de l’atome d’hydrogène, leur champ d’ionisation reste plus difficile à évaluer. Après la limite classique d’ionisation, les états bleus de l’atome d’hydrogène ne sont pas tous ionisés.

Toutefois, dans le cas des atomes non-hydrogénoïdes, c’est le cas du césium, on observe un couplage spin-orbite entre les états bleus et les états rouges du niveau inférieur, du fait de l’effet Stark, qui se traduit par un croisement évité. Ce mélange de niveaux propres aux atomes non-hydrogénoïdes implique que les états bleus s’ionisent au même champ que les états rouges. On parle d’auto-ionisation. Après la limite classique d’ionisation, les états de l’atome de césium sont donc tous ionisés. On peut ainsi considérer la formule 3.4 comme étant valable pour le césium. Dans les unités du système international (SI), elle s’écrit $E_c \approx 312 \frac{100^4}{n}$.

Le choix du niveau d'excitation

Ce propos a mis en lumière la facilité à ioniser les états de Rydberg de l'atome de césium. De ce fait, nous allons considérer l'ionisation par champ électrique de tous les états de Rydberg du césium par le processus d'ionisation par effet tunnel. De plus, il faut savoir que le taux d'ionisation des atomes de Rydberg augmente considérablement avec le champ [85]. C'est pourquoi, notre schéma d'ionisation devra comporter en plus d'une zone de gradient de champ faible pour l'excitation des atomes une zone d'ionisation dans un fort gradient. Ces deux zones se doivent également d'être proches spatialement pour ne pas laisser l'opportunité à l'atome de se désexciter du fait de sa durée de vie. Enfin, le processus d'ionisation par effet tunnel rend difficilement quantifiable la dispersion en énergie produite par l'ionisation. Nous n'avons trouvé aucune étude fournissant des résultats exhaustifs sur le temps d'ionisation des atomes de Rydberg excepté pour l'atome d'hydrogène [86]. Maintenant que nous avons cerné le problème, la question demeure. Quel niveau de Rydberg devons-nous choisir pour qu'il remplisse tous ces critères ?

Nous avons donc mis au point une simulation numérique simple nous permettant de mieux identifier les états susceptibles de s'ioniser rapidement dans un gradient élevé et dont le champ d'ionisation nécessaire reste à être évalué.

La simplification de notre problème d'ionisation des atomes de césium repose sur le fait que la simulation prend en considération le modèle d'un atome d'hydrogène. Les atomes se retrouvent donc dans un champ qui croît le long de leur déplacement avec un gradient de champ que nous avons choisi fixe en première approximation. Pour nos premières évaluations, la variation du gradient de champ n'est pas apparue essentielle.

Fort de ces considérations, nous avons pu évaluer le champ d'ionisation classique et surtout la probabilité d'ionisation des atomes. Cette probabilité est définie en fonction du taux d'ionisation en unités atomiques Γ [86]

$$\Gamma = \frac{(4R)^{2n_2+m+1}}{n^3 n_2! (n_2 + m)!} \exp\left[-\frac{2}{3}R - \frac{1}{4}n^3 F(34n_2^2 + 34n_2m + 46n_2 + 7m^2 + 23m + \frac{53}{3})\right] \quad (3.6)$$

où $R = (-2E_0)^{3/2}/F$ avec E_0 , l'énergie de l'état de Rydberg définie par la théorie de perturbations.

comme

$$\frac{dP_{ionisation}}{dz} = (1 - P_{ionisation}) \Gamma(F(z)) \quad (3.7)$$

Après un changement de variable $z(t) = z_0 + vt$, on peut définir la probabilité d'ionisation en fonction du temps par

$$P(z_0 + vt) = e^{-\int^t \Gamma[F(z_0+vt')] dt'} \quad (3.8)$$

La simulation consiste à évaluer le processus d'ionisation d'un jet atomique dont toutes les particules se déplacent avec une vitesse longitudinale v de 300 m.s^{-1} , pour les états $n = 10, 20, 30, 40$ et 50 et des valeurs de m de $0, n_2 = n - 1$ et $n_1 = n - n_2 - m - 1$. Il nous a été possible d'évaluer la dispersion en énergie créée lors de l'ionisation des particules. En effet, en considérant la probabilité d'ioniser 20% et 80% des atomes, on extrait la dispersion spatiale due à la propagation du jet suivant l'axe z $\Delta z = z_2 - z_1$ entre ces deux probabilités. Il faut noter que ces probabilités d'ionisation ont été choisies arbitrairement. Le champ électrique étant en constante augmentation, le voltage en z_1 sera différent de celui en z_2 . On pourra donc conclure sur la dispersion en énergie des atomes ionisés à 20-80%. Ces résultats sont résumés par la figure (3.7) qui montrent l'évolution du ΔE en fonction du gradient de champ fixe et du niveau de Rydberg considéré.

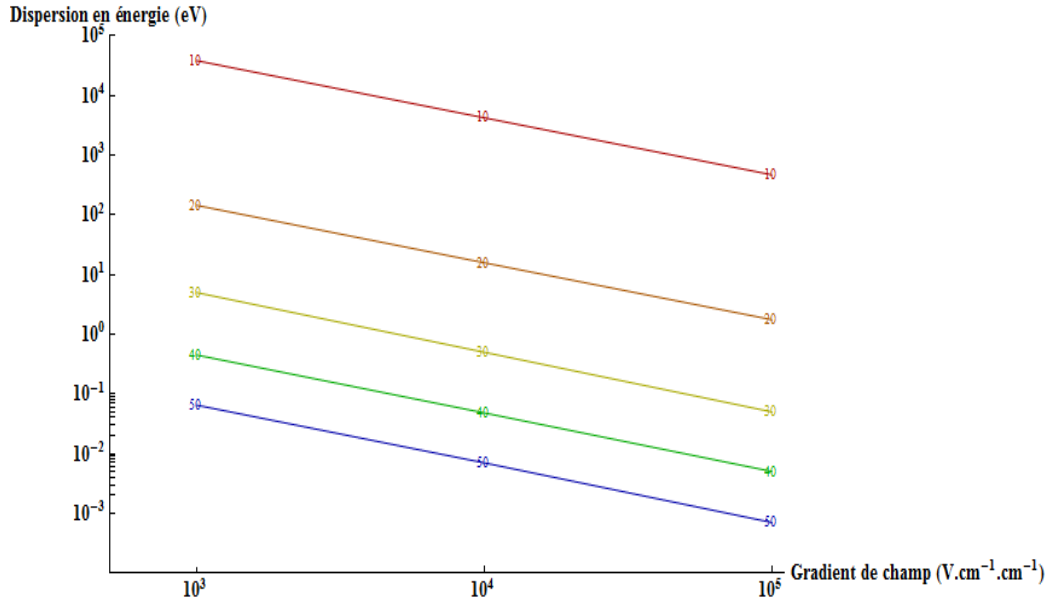


FIGURE 3.7 – Courbes de la dispersion en énergie à l'ionisation causée par le temps d'ionisation des Rydberg en fonction du nombre quantique principal n considéré (de $n = 10$ (rouge) à $n = 50$ (bleu)) et du gradient de champ appliqué le long de l'axe de propagation des atomes.

Ces différentes figures (fig. 3.6 et fig 3.7) montrent bien le dilemme présent entre les états de Rydberg bas (inférieurs à 30) et hauts (supérieurs à 40). Ces derniers présentent des valeurs remarquables de dispersion énergétique

de l'ordre de 0.1 eV pour des gradients de champ acceptables mais leur faible champ d'ionisation laisse présager le pire quand à l'extraction des charges et les effets coulombiens. Tout l'inverse des niveaux bas qui eux s'ionisent à champ fort mais ne fournissent aucun avantage lors de l'ionisation pour la monochromaticité du jet d'ions.

Au vu de ces résultats, Le compromis acceptable reste de choisir le niveau $n=30$. Le champ d'ionisation classique défini par la simulation est de 700 V.cm^{-1} . Pour la suite des évaluations, nous considérerons également le niveau $n=29$ pour lequel le champ électrique classique d'ionisation est de 1000 V.cm^{-1} . De plus, la dispersion en énergie est d'environ 0.5 eV pour un gradient de champ fixe de $10^4 \text{ V.cm}^{-1}.\text{cm}^{-1}$ et peut être abaissée jusqu'à 0.05 eV pour un gradient de champ fixe $10^5 \text{ V.cm}^{-1}.\text{cm}^{-1}$.

Il faut cependant noter que d'autres pistes subsistent. Il existe des états de Rydberg qui permettent de mieux contourner ce problème de dispersion en énergie due au temps d'ionisation. Ces états exceptionnels s'ionisent plus rapidement que les états plus standards et au delà de la limite classique d'ionisation (fig. 3.8). Leur présence est due à des effets de croisement ou d'interférences entre niveaux. Quelques études se sont penchées sur ces particularités [87] [88] qui laissent présager une ionisation qui sera moins conséquente pour la dispersion en énergie du jet d'ions créés. Enfin, nous avons développé une collaboration avec F. Robicheaux de l'Université d'Auburn afin d'étudier plus en détail ces états qui correspondraient à nos critères d'ionisation.

3.2 Détermination de la configuration des électrodes d'ionisation

Nous avons déterminé le niveau de Rydberg qui va nous servir à pousser plus en avant nos études, soit un niveau $n=29-30$. Concernant le schéma d'ionisation, il a été clairement défini et nécessite une zone de faible gradient de champ pour l'ionisation suivie rapidement d'une zone de fort gradient de champ pour l'ionisation rapide des atomes de Rydberg (fig. 3.9). Il est capital maintenant de définir les valeurs correspondant à ces zones de champ.

Dans un premier temps concernant la zone de faible gradient de champ, nous avons vu dans les paragraphes précédents les raisons qui nous poussent à adopter une telle configuration. Quant à la valeur de ce gradient, elle peut être évaluée de façon schématique en prenant en compte l'effet Stark, la largeur spectrale et la taille géométrique du laser d'excitation. A l'aide de la figure 3.3, on note la différence de valeurs de champ électrique F , $\Delta F = \nabla F w$ où w est la taille du waist laser. On considère également la dispersion en

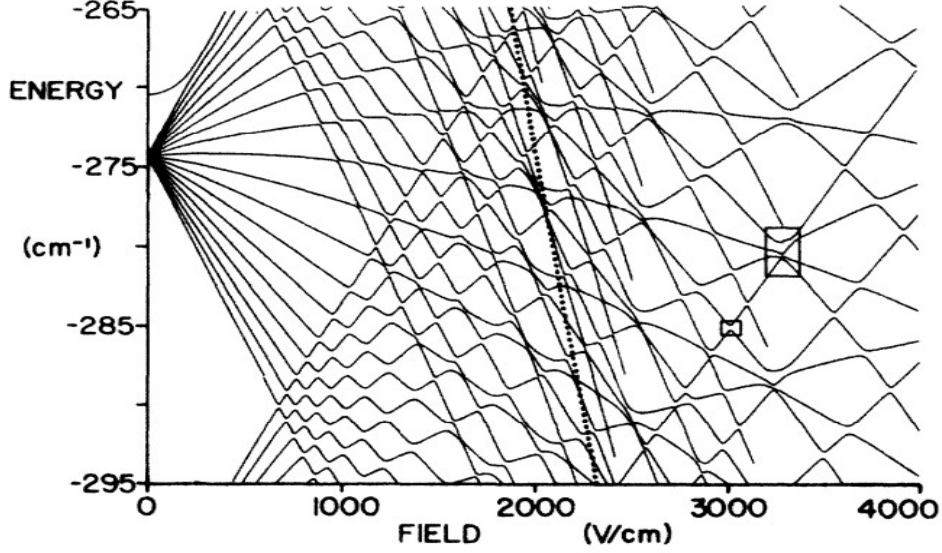


FIGURE 3.8 – Niveaux d'énergie de l'état de Rydberg de l'atome de sodium ($n=20, l>1$). Le champ classique d'ionisation est représenté par la droite en pointillés. Deux zones rectangulaires sont figurées. Elles indiquent la position de deux états stables au delà de la limite classique d'ionisation. Ces états pourraient avoir des propriétés intéressantes pour notre schéma d'ionisation, notamment concernant leur vitesse d'ionisation. Cette figure est adaptée de [89].

énergie ΔE , induite par la largeur spectrale du laser, $\Delta E = \hbar \Gamma_{Laser}$. De plus, toujours visible sur la figure 3.3, on remarque qu'on peut aussi définir la dispersion en énergie du laser $\Delta E = \alpha \Delta F$ où α est l'inclinaison de la courbe qui retrace les positions des niveaux dégénérés dans le diagramme Stark. On peut ainsi déterminer le gradient de champ maximum acceptable nécessaire pour une excitation résonante comme

$$\nabla F = \frac{\Delta E_{Laser}}{\alpha} \frac{1}{w} \quad (3.9)$$

Ainsi, en considérant en première approximation et pour un niveau de Rydberg de faible moment dipolaire où α est de 1 kV^{-1} (⁴), avec un laser de largeur spectrale de 10 MHz, soit une dispersion en énergie ΔE de l'ordre de 10^{-3} cm^{-1} et un waist de $100 \text{ }\mu\text{m}$, on trouve une valeur typique du gradient de champ à obtenir dans la zone d'excitation de $100 \text{ V.cm}^{-1}.\text{cm}^{-1}$.

4. En choisissant des unités d'énergie en cm^{-1} et des champs électriques en V.cm^{-1}

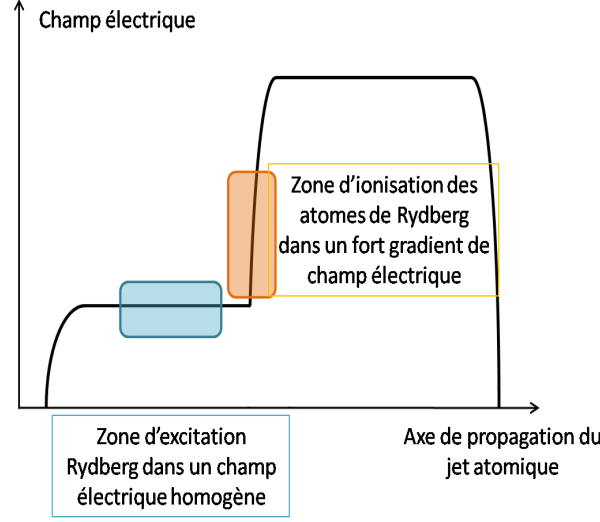


FIGURE 3.9 – Courbe schématique du champ électrique nécessaire à notre schéma d'excitation-ionisation.

L'évaluation du gradient de champ d'ionisation a demandé une étude plus fine. La création d'un fort gradient de champ a nécessité un long travail afin de déterminer la géométrie des électrodes. Notre approche a consisté à évaluer le potentiel sur l'axe grâce à une étude analytique. Il nous a fallu ensuite extrapoler le champ hors axe et déterminer l'emplacement et la taille des électrodes. Enfin, en ayant dégagé les grandes tendances du comportement du champ par rapport aux électrodes, il nous a été possible de raffiner leur configuration en utilisant le logiciel Simion [90].

Nous souhaitons déterminer le nombre, la géométrie des électrodes et les potentiels appliqués nécessaires à l'ionisation. Nous avons donc analytiquement extrapolé le potentiel obtenu sur l'axe, ici $\Phi_0(z)$, par un développement limité au 3^{ème} ordre grâce à la relation suivante [34] où r est la coordonnée radiale en symétrie cylindrique,

$$V_\alpha(r, z) = \Phi_0(z) - \frac{r^2}{4}\Phi_0(z)'' + \frac{r^4}{64}\Phi_0(z)^{(4)} + \frac{r^6}{2304}\Phi_0(z)^{(6)} \quad (3.10)$$

En établissant le potentiel sur l'axe $\Phi_0(z)$, à l'aide de la fonction

$$\Phi_0(z) = - \int A + B \operatorname{Arctan}(Cz) dz \quad (3.11)$$

qui simule un champ électrique similaire à celui donné schématiquement par la figure 3.9, soit avec une forte variation du gradient de champ selon le choix des constantes A , B et C (fig 3.10).

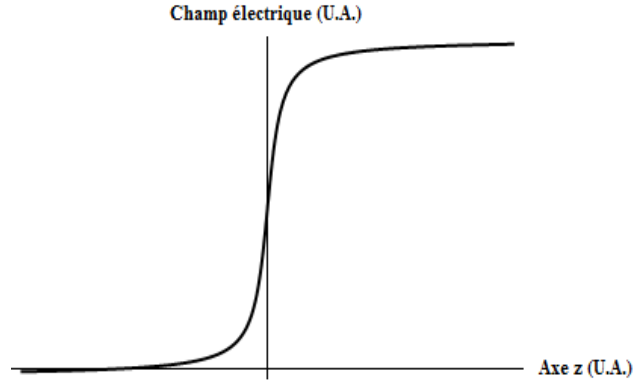


FIGURE 3.10 – Courbe du champ électrique qui présente une variation abrupte obtenu par les formules 3.10 et 3.11. Ici, les coefficients sont choisis arbitrairement avec $A=2$, $B=0.1$ et $C=3$.

On peut alors suivre la variation du potentiel suivant l'axe z et surtout selon le rayon r qui nous informe de l'état du potentiel dans les autres directions de l'espace par symétrie cylindrique. Dans le but d'obtenir un fort gradient de champ, notre carte de variation de potentiel obtenue par les formules 3.10 et 3.11 et présentée en figure 3.11 nous indique où placer les électrodes. En étudiant ces variations à l'aide du logiciel Mathematica[®], nous avons pu conclure sur certains points qui nous permettraient d'obtenir le résultat escompté. Cette carte de champ nous indique clairement la présence de trois électrodes. Le gradient de champ est plus élevé à mesure que les électrodes sont de faible épaisseur, que la distance les séparant est également de faible valeur et lorsqu'elles se retrouvent proches de l'axe z . Nous avons dorénavant une idée précise de l'évolution qualitative du champ électrique et du gradient de champ dans les trois dimensions. Il est nécessaire de disposer de trois électrodes fines (faible valeur de l'ordre du micromètre) et très proches (faible valeur de d_1 et d_2 de l'ordre du millimètre) afin d'obtenir notre gradient de champ.

Fort de ces constatations, nous avons poursuivi notre étude analytique en considérant trois électrodes en géométrie cylindrique, reprenant les caractéristiques géométriques entrevues précédemment. Nous avons alors étudié le potentiel sur l'axe. L'expression du potentiel sur l'axe V_β dans la géométrie présentée fig.3.12 est donnée par [91]

$$V_\beta(z, V_1, V_2, d) = \frac{V_1 + V_2}{2} + \frac{(V_2 - V_1)r}{4\omega d} \operatorname{Ln} \left[\frac{\operatorname{ch}[\omega(\frac{z}{r} + \frac{d}{r})]}{\operatorname{ch}[\omega(\frac{z}{r} - \frac{d}{r})]} \right] \quad (3.12)$$

où ω vaut 1.318.

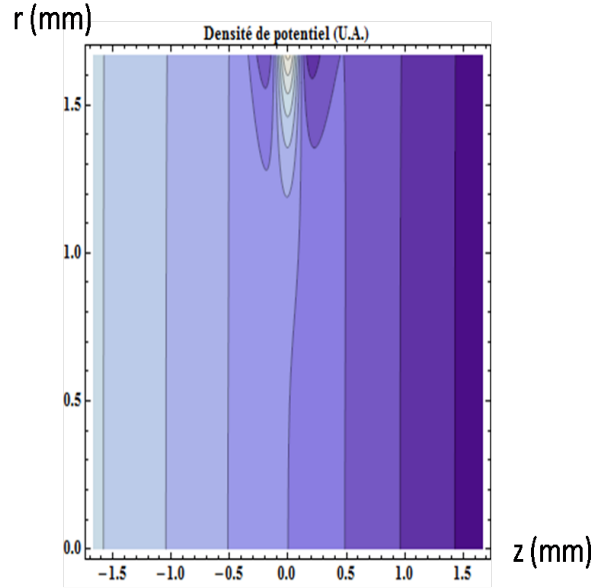


FIGURE 3.11 – Diagramme de la densité de potentiel pour l'obtention d'un fort gradient de champ basé sur le profil de la figure 3.10.

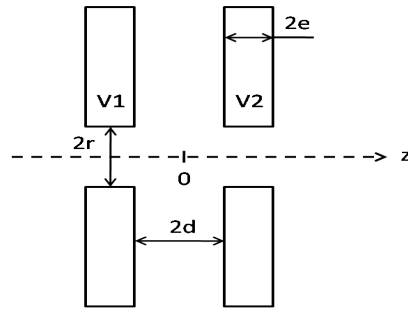


FIGURE 3.12 – Schéma de principe de la géométrie d'électrodes utilisée. Cette géométrie simple met en jeu des électrodes cylindriques.

Cette équation donne donc le potentiel sur l'axe en fonction des différents paramètres géométriques d'un couple d'électrodes. Pourtant, pour obtenir un gradient de champ fort mais réduit en espace, i.e. avec un plateau qui marque la fin de la zone, nous avons vu que notre système doit être composé de trois électrodes. Nous avons donc cherché à déterminer le potentiel sur l'axe défini par trois électrodes. Pour ce faire, nous avons sommé les potentiels créés par les électrodes deux à deux. Cette approche reste très simplifiée, notamment elle ne prend pas en compte les conditions aux limites, mais elle sera affinée ensuite. Le procédé est schématisé par la figure 3.13. On définit le potentiel

par

$$V_\gamma(z) = V_{2A}(z + (e + d_1), V_1, V_2, d_1) + V_{2B}(z - (e + d_2), 0, V_3 - V_2, d_2) \quad (3.13)$$

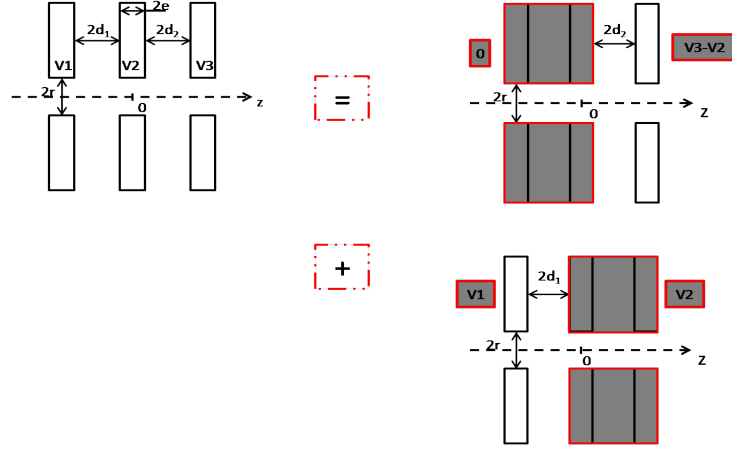


FIGURE 3.13 – Schéma de principe de la géométrie d'électrodes utilisée pour le calcul approché du potentiel défini par 3 électrodes.

Nous avons donc pu en faisant varier, à l'aide du logiciel Mathematica[®], les paramètres de distances d_1 et d_2 ainsi que l'épaisseur e comprendre les interactions qui régissent à l'obtention d'un fort gradient de champ.

Les conclusions nous ont fourni des données plus quantitatives sur le comportement du champ. Ainsi, il est apparu clair que les distances d_1 et d_2 devaient être assez faibles d'environ 0.5 mm. De même, l'épaisseur e des électrodes se devait d'être la plus petite possible. Dans nos simulations, la valeur e était d'approximativement de 140 μm .

Ces données quantitatives ne sont pas suffisantes pour concevoir mécaniquement un module d'excitation-ionisation. Il nous faut déterminer les valeurs exactes nécessaires à une telle application. Pour ce faire, nous avons utilisé le logiciel de calcul de champ et de tracé de trajectoires de particules chargées, Simion[®] [90]. Il nous a permis de faire converger les résultats fournis par notre modèle simplifié de simulation et des données plus quantitatives nécessaires à la conception. Nos résultats analytiques ne prenaient pas en compte notamment les conditions aux limites inhérentes à ce type de problèmes. Il faut noter également que la superposition effectuée en figure 3.13 est grossière et qu'il est nécessaire de prendre en compte les interactions entre les trois électrodes. Dans un premier temps, les valeurs fournies par

notre simulation analytique ont été directement transposées dans la simulation Simion. Nous sommes partis des dimensions proposées par notre simulation analytique et nous sommes concentrés sur les valeurs des tensions. Après une fine optimisation, il a été possible de dégager un profil satisfaisant. Nous nous sommes ensuite tournés vers l'optimisation mécanique de l'ensemble en augmentant notamment l'épaisseur et la distance séparant les électrodes.

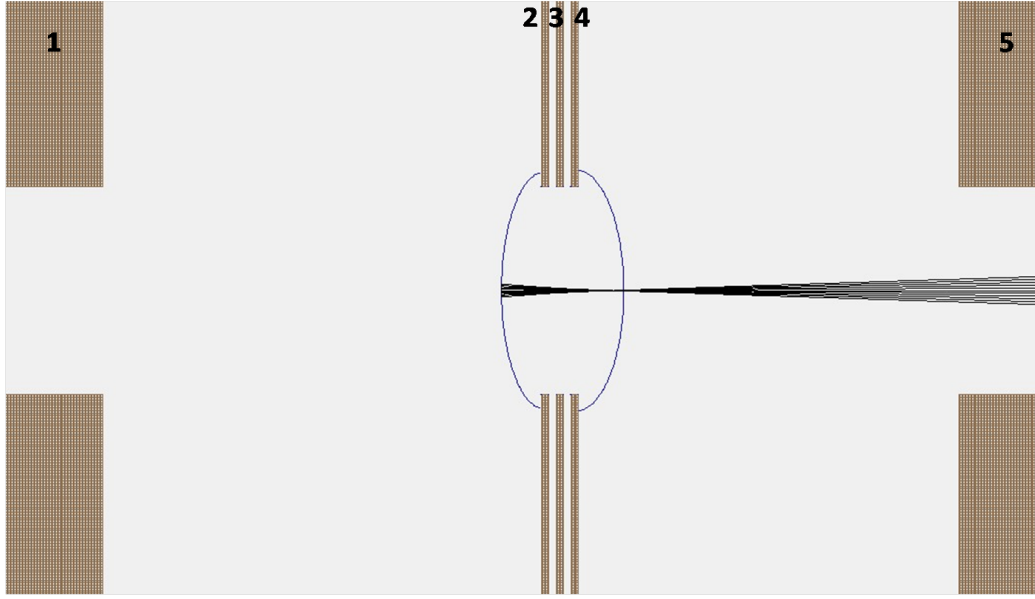


FIGURE 3.14 – Vue des électrodes du module d'excitation-ionisation tirée du logiciel de tracé de trajectoires Simion. Les ions sont tous créés sur l'équichamp $E=1000 \text{ V.cm}^{-1}$ sur une diamètre de $100\mu\text{m}$. On remarque la courbure de l'équichamp.

Nous avons testé les couples d'épaisseur-distance de $100\text{-}100\mu\text{m}$, $300\text{-}300\mu\text{m}$ et $500\text{-}500\mu\text{m}$. Nous avons donc, pour la zone d'excitation-ionisation, cinq électrodes comme indiqué sur la figure 3.14. Les électrodes 2, 3 et 4 permettent de produire le fort gradient de champ nécessaire à l'ionisation. Couplée à l'électrode 2, la première électrode produit une zone de faible gradient de champ nécessaire à l'étape d'excitation. Enfin, la cinquième électrode permet l'extraction des ions. Son rôle sera développée au chapitre suivant. Les potentiels appliqués pour chaque jeu d'électrodes sont figurés dans le tableau 3.15. Il faut noter que l'offset des potentiels appliqués est arbitraire. Il ne joue aucun rôle sur la forme du champ électrique. Les potentiels appliqués permettront d'obtenir un faisceau d'ions avec une énergie de quelques kilovolts lors de l'impact sur l'échantillon. On a ainsi pu tracer le champ élec-

Dimensions	V_1	V_2	V_3	V_4	V_5
100 μm	2789	2493	2325	2045	2045
300 μm	2500	2370	2265	1902	1902
500 μm	4325	3950	3775	3170	3170

FIGURE 3.15 – Tableau récapitulatif des potentiels appliqués pour les différentes configurations d'électrodes. Il faut noter que l'offset des potentiels appliqués est arbitraire. Il ne joue aucun rôle sur la forme du champ électrique mais seulement pour déterminer l'énergie finale (ici environ 3kV) des ions lors de leur impact sur l'échantillon qui sera supposé à la masse. La figure 3.14 a été réalisée en utilisant les valeurs de potentiels pour des dimensions d'électrodes de 100 μm .

trique et le gradient de champ pour chacune des configurations. Nous avons pu démontrer qu'il était tout à fait possible pour ces valeurs de compenser les choix effectués pour l'épaisseur e et les distances d_1 et d_2 en recherchant des variations de tensions qui nous permettent de conserver le critère de fort gradient de champ précédé d'une zone de faible gradient de champ distante de quelques millimètres (fig. 3.16 et fig. 3.17). Il existe toutefois une limitation technique à l'application des potentiels. En effet, pour éviter tout risque de claquage et d'arcs électriques, le champ résultant ne doit pas être supérieur à 100 kV.cm^{-1} .

Les simulations de tracé de trajectoires sous Simion ont également permis d'optimiser la géométrie globale de l'ensemble d'électrodes pour concevoir une chambre d'excitation-ionisation la plus fonctionnelle possible. L'attache de si fines électrodes a notamment demandé de nombreuses vérifications afin de déterminer une géométrie qui ne perturbe ni le champ sur l'axe ni dans son voisinage immédiat.

Nous avons évoqué la durée de vie des états de Rydberg qui nous poussera à placer la zone d'ionisation au proche voisinage de la zone d'ionisation. Afin de définir, cette notion de proximité revenons à la définition de la durée de vie. Pour les alcalins, la relation qui permet de déterminer précisément la durée de vie radiative du niveau est de la forme

$$\tau_{lifetime} = \tau_0 n^{*\alpha} \quad (3.14)$$

Elle prend en compte le rayonnement du corps noir et les constantes τ_0 et α sont propres à chaque élément et chaque état orbital considéré. Pour un état s de l'atome de césium $\tau_{lifetime}$ est de 33.7 μs pour $n=30$ [92]. Sur la figure 3.16, nous pouvons voir que la distance entre les zones d'excitation et d'ionisation est d'environ 3 mm. Cette distance et la durée de vie des atomes

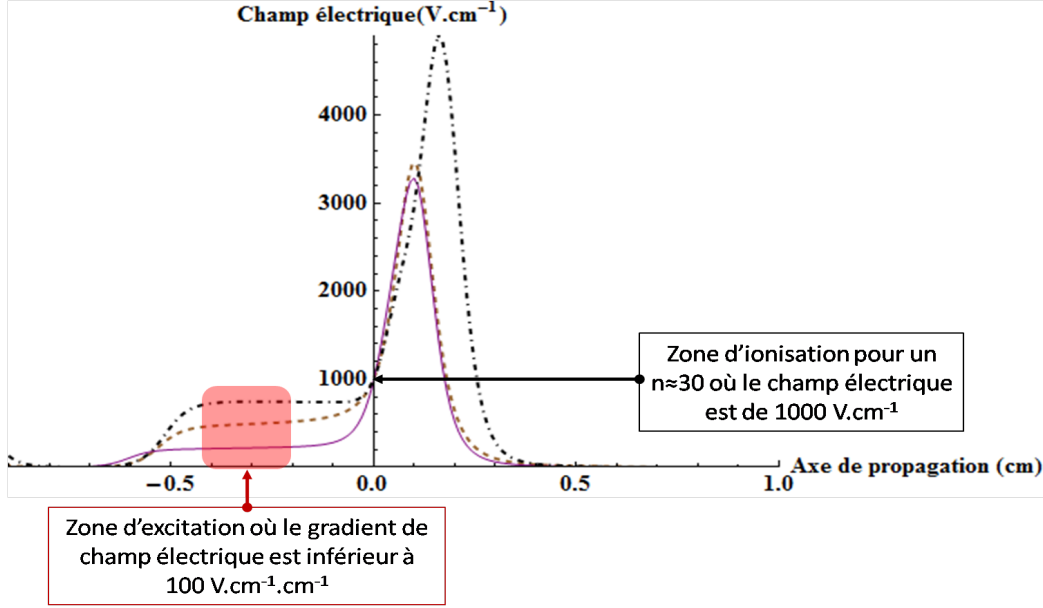


FIGURE 3.16 – Courbes du champ électrique produites pour des configurations d'électrodes différentes avec les potentiels fournis par le tableau 3.15. La courbe en trait plein est le résultat de la configuration du couple épaisseur-distance de 300-300 μm , la courbe en tiret le couple 100-100 μm et la courbe en tiret-point le couple 500-500 μm .

de Rydberg pour le niveau $n=30$ nous contraignent à une sélection en vitesses des atomes du jet. Ainsi, seuls les atomes ayant une vitesse longitudinale supérieure ou égale à 100 m.s^{-1} pourront être ionisés. Une borne supérieure des vitesses longitudinales est également à considérer. En effet, les atomes avec une vitesse trop importante passeront trop rapidement dans la zone d'excitation. La probabilité qu'ils soient excités pour une puissance donnée en est diminuée. Nous avons donc estimé cette vitesse longitudinale limite qui se situe à environ 600 m.s^{-1} . En remettant en perspective ce résultat, on calcule à partir de la distribution de vitesses (fig 3.18) que les atomes du jet qui parviendront jusqu'à l'étape d'ionisation avec une vitesse longitudinale comprise entre 100 m.s^{-1} et 600 m.s^{-1} avec un angle de collimation inférieur à 0.5 mrad représente un flux de 5.10^{13} at.s^{-1} . Cette étape est donc importante pour les évaluations de la source ionique future.

Enfin, cette simulation nous a permis de prendre en compte un point qui ne figurait que partiellement, du fait de l'absence de géométrie d'électrodes précise, dans les simulations analytiques : la courbure des équipotentielles due au fort gradient demandé. En effet, en présence d'un fort gradient, on assiste à la courbure des équipotentielles. De fait, si les atomes excités s'io-

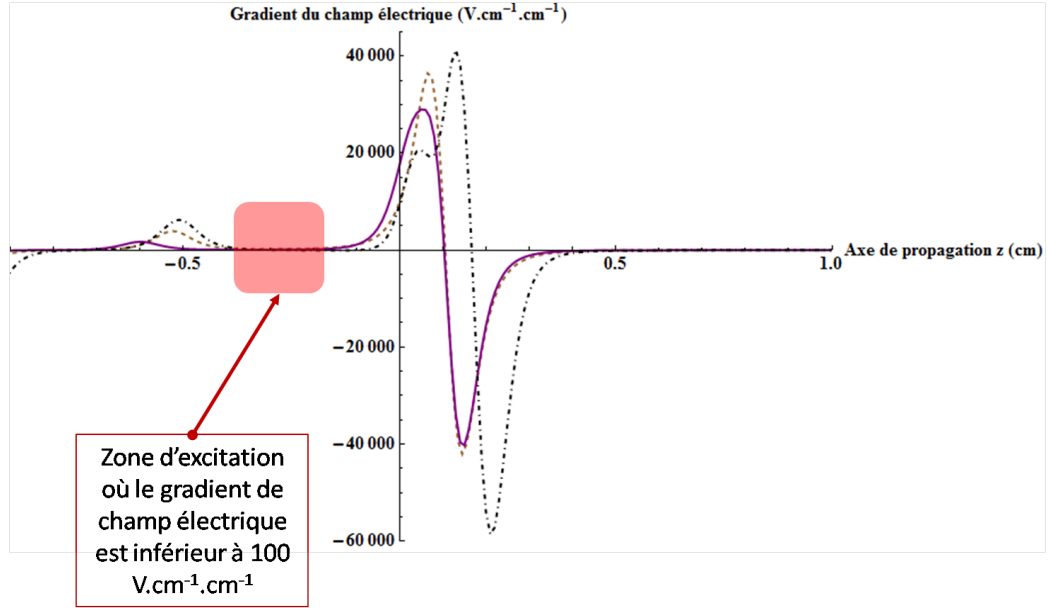


FIGURE 3.17 – Courbes gradient de champ électrique produit pour des configurations d'électrodes différentes avec les potentiels fournis par le tableau 3.15. La courbe en trait plein est le résultat de la configuration du couple épaisseur-distance de 300-300 μm , la courbe en tiret le couple 100-100 μm et la courbe en tiret-point le couple 500-500 μm .

nissent au même champ, ils ne seront pas ionisés au même potentiel selon leur positionnement sur l'axe r . Cet état de fait peut s'expliquer en prenant, dans une géométrie cylindrique, au premier ordre l'équation 3.10 , on obtient

$$V(r, z) \approx V(z, 0) - V''(z, 0)r^2/4 \quad (3.15)$$

On en déduit que la dispersion en énergie radiale en fonction du gradient de champ appliqué est de

$$\Delta E = (3r^2/8)E' \quad (3.16)$$

Cette relation limite le gradient de champ applicable. De fait, pour un jet de 0.1 mm de rayon, un gradient de champ de 10000 $\text{V.cm}^{-1}.\text{cm}^{-1}$ entrainera une dispersion en énergie ΔV de 0.4 V. Cette dispersion en énergie est à ajouter à la dispersion due aux effets thermiques présente dans le jet et à la dispersion énergétique axiale qui provient de la non-instantanéité d'ionisation des atomes de Rydberg, mentionnée dans les lignes précédentes. De plus, un fort champ électrique après l'ionisation aura pour effet de produire un effet de

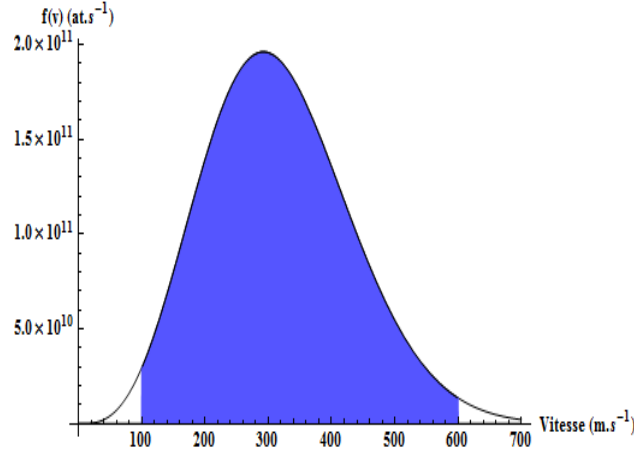


FIGURE 3.18 – Courbe de distribution des vitesses longitudinales dans le jet. La zone grisée représente les atomes considérés lors de l’ionisation. La borne supérieure (environ 600 m.s^{-1}) est déterminée par la puissance laser lors de l’étape d’excitation. La borne inférieure par la durée de vie des atomes de Rydberg après excitation. Cette figure est à mettre en regard de la figure de mérite 2.12 de l’efficacité de collimation.

lentilles sur le faisceau d’ions entraînant un surcroît d’aberrations sphériques. Cette vision du problème sera évoquée au chapitre 4.

En conclusion, nous avons pu concevoir un module d’excitation-ionisation basé sur la présence de plusieurs électrodes. De nombreuses simulations analytiques et des ajustements de géométrie ayant un impact direct sur le champ et le gradient de champ ont dû être menés. Trois fines électrodes de $300 \mu\text{m}$ d’épaisseur et distantes de $300 \mu\text{m}$ les unes des autres permettent de créer un fort gradient de champ de l’ordre de $2.10^4 \text{ V.cm}^{-1}.\text{cm}^{-1}$. Ainsi, si nous considérons un atome de Rydberg au niveau $n \approx 30$, la dispersion en énergie due au temps d’ionisation de l’atome sera de l’ordre de 0.3 eV . Ces dimensions d’électrodes ont également été choisies pour des raisons de montage mécanique et de limitation de champ maximal. Il est primordial de rappeler que les potentiels peuvent toujours être modifiés afin de parer à de nouvelles contraintes. Une optimisation plus fine peut être prise en compte notamment concernant la valeur du champ lors de la zone d’excitation. En effet, le champ est alors de 300 V.cm^{-1} . Il n’est donc pas vraiment proche de la limite d’ionisation qui est à 1000 V.cm^{-1} . Il est alors primordial de rappeler que les potentiels peuvent toujours être modifiés afin de parer à ces contraintes.

3.3 Le montage expérimental

Le montage mécanique

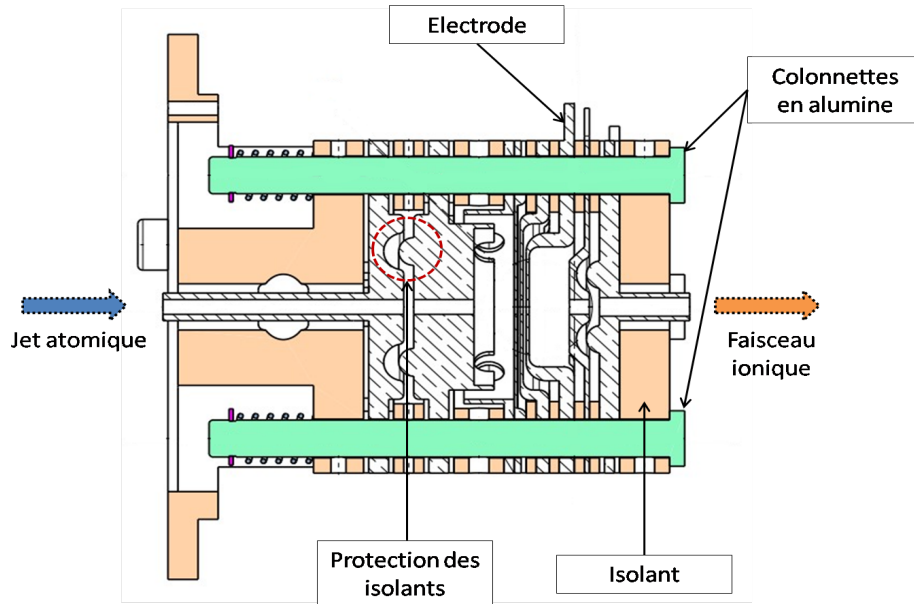
La conception du module d'excitation-ionisation est maintenant terminée. Nous détaillons, tout d'abord, ce module d'excitation-ionisation.

Les électrodes sont toutes usinées en arcap et les isolants en alumine. Il nous a fallu prendre en compte les limites expérimentales de champ de claquage dans le vide de 100 kV.cm^{-1} pour les électrodes et de 10 kV.cm^{-1} pour les isolants. L'arcap a été utilisé pour éliminer tout champ magnétique parasite des zones d'excitation et d'ionisation et pour sa grande usinabilité essentiel pour la fabrication d'électrodes de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les électrodes ont été dessinées afin d'éviter le dépôt de charges sur les isolants. Des écrans viennent ainsi masquer les isolants. Lors du montage les décalages et autres imperfections mécaniques pourraient s'avérer critiques pour de si petites dimensions, notamment un désalignement des électrodes suivant l'axe de propagation du jet et même entre les électrodes. Nous avons donc opté pour une fixation des électrodes et isolants qui les place sur quatre colonnettes en alumine. Deux d'entre elles spécialement tolérancées permettent le guidage et le respect des distances inter-électrodes les deux autres assurent un maintien optimal de l'ensemble. Des ressorts de forte raideur viennent compléter l'ensemble (fig.3.19). Les électrodes sont alimentées par des modules Haute Tension grâce à des passages à vide de 12kV. Ces alimentations électriques nous laissent donc la possibilité de produire un jet d'énergie allant jusqu'à 12 keV. Les connexions électriques sont effectuées à l'aide de fil gainé de kapton.

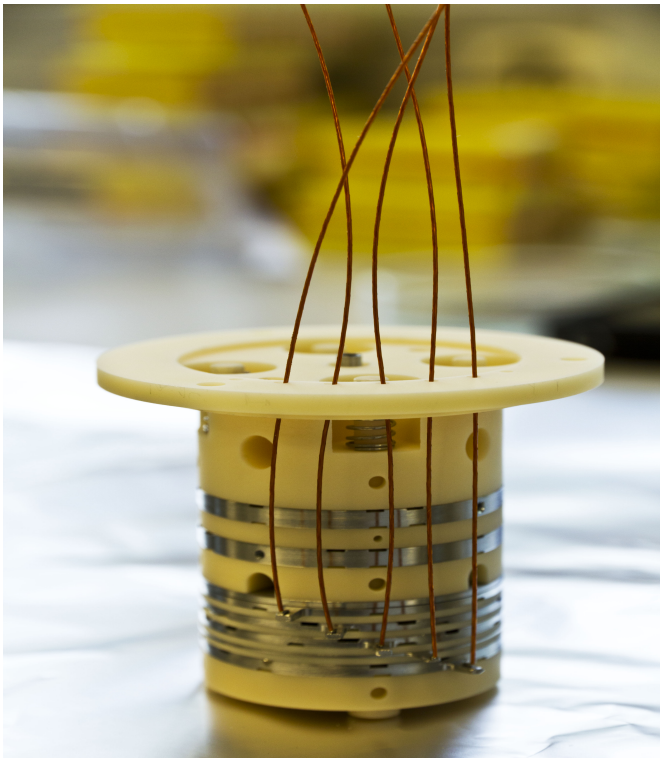
Tout ce module sera intégré dans une chambre à vide équipée de quatre hublots permettant l'excitation Rydberg. Après un nettoyage spécifique à l'utilisation en ultra-vide, les électrodes subiront en complément une étape de polissage afin d'éliminer les irrégularités de surface pouvant entraîner des arcs électriques.

Le montage laser

Le schéma laser classique d'excitation Rydberg en continu utilisé dans les expériences du laboratoire Aimé Cotton comporte trois niveaux d'excitation. Il consiste à utiliser la longueur d'onde de refroidissement puis une diode laser de 10 mW à 1470 nm suivi d'un laser Ti :Sa de 1 W à 780 nm focalisé sur $100 \mu\text{m}$. Cependant, un choix à deux étapes d'excitation (fig. 3.20) semble plus favorable [93, 94, 95]. En outre, ce schéma aura l'avantage de la compacité du système. Pour la première étape à 852 nm, une fraction de lumière issue de l'amplificateur du laser de refroidissement sera prélevée et injectée dans les hublots de la chambre d'excitation-ionisation. Pour la seconde étape



(a) Vue en coupe du module d'excitation-ionisation. On distingue la forme particulière des électrodes qui empêche un dépôt de charges électriques trop important sur les isolants. Il faut noter que la limite de champ acceptable sur les isolants est de 10 kV.cm^{-1} .



(b) Photographie du module d'excitation-ionisation. Les électrodes sont en Arcap et les isolants sont en alumine. Les connexions ont été soudées par point.

d'excitation, nous avons choisi une diode laser amplifiée avec une cavité de doublage qui permet d'obtenir une puissance maximale de 300 mW. La longueur d'onde de la cavité est centrée sur 510 nm et peut être modulable à ± 3 nm afin de pouvoir atteindre et tester une gamme de niveaux de Rydberg.

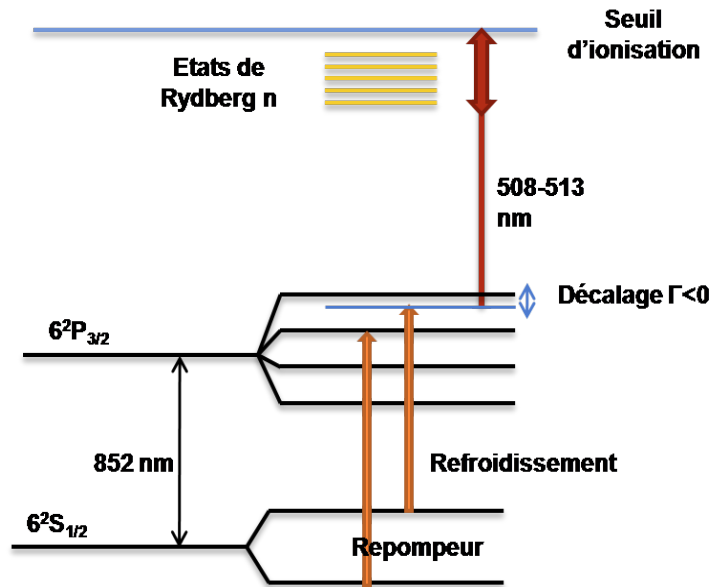


FIGURE 3.20 – Schéma récapitulatif du processus d'excitation par laser. Les Rydberg sont excités par une interaction à deux photons, le premier à 852 nm et le suivant autour de 510 nm. Le laser final d'excitation peut être balayé sur une plage d'environ 5 nm.

L'asservissement du second laser est un point délicat. Il existe de nombreuses solutions mais souvent coûteuses en temps et en matériel (par exemple, l'asservissement à l'aide d'une cavité Fabry-Perot). Notre choix s'est porté sur un montage plus original. L'ionisation des atomes de Rydberg va produire un jet d'ions qui sera rapidement accéléré (et utilisé comme source). L'ionisation va également produire un jet d'électrons qui du fait de la polarité des électrodes sera guidé dans le sens opposé. Nous avons donc choisi de recueillir ce jet d'électrons qui nous permettra d'accéder à une mesure de l'ionisation et donc de connaître le taux d'ions produits lors du balayage du second laser d'excitation. Ce montage est possible en déviant le faisceau d'électrons à 45° peu après l'ionisation (mais en dehors du module d'ionisation) à l'aide de plaques défectrices. Ainsi, il sera possible d'asservir le laser d'excitation sur ce signal d'électrons. Le jet d'électrons est ensuite recueilli par un détecteur SED (Secondary Electron Detection) qui fonctionne sur le principe d'un détecteur Everhart-Thornley. Le dispositif est visible sur la figure 3.21.

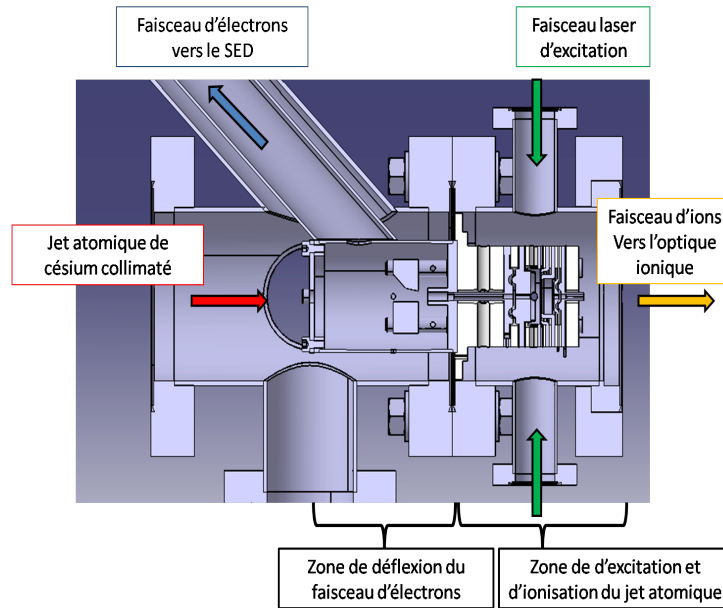


FIGURE 3.21 – Vue en coupe du montage expérimental. On distingue deux zones : le bloc d'excitation-ionisation et la zone de déflexion des électrons pour l'asservissement du laser d'excitation. Les électrons sont collectés par un détecteur SED. Les ions seront couplés à une optique FIB.

La détection des ions sera dans un premier temps assurée par une galette à micro-canaux qui nous fournira le courant d'ions atteignant sa surface. Elle est également équipée d'un écran phosphore afin d'obtenir les dimensions spatiales du jet d'ions créé.

A la rédaction de ce manuscrit, la chambre d'ionisation est en cours de montage. Les résultats sont donc attendus.

Chapitre 4

Le faisceau d'ions et l'optique ionique

Maintenant que nous avons étudié les différentes configurations techniques pour l'obtention d'un faisceau d'ions de césium, nous porterons notre attention sur les problématiques d'extraction, de propagation et de focalisation du faisceau d'ions de césium obtenu. Dans un premier temps, nous évaluerons les effets de la courbure des équipotentielles de la zone d'ionisation sur le comportement de la source ionique. Nous pourrions ainsi estimer la dispersion en énergie induite par cette courbure. Puis, la focalisation de la source pour l'obtention d'une sonde de diamètre minimale va être abordée au travers du couplage de la source d'ions césium et d'une optique FIB. Enfin, nous nous pencherons sur la problématique de l'extraction des ions et la minimisation des effets coulombiens. En effet, le flux de notre source d'ions peut amener une forte explosion coulombienne après l'ionisation. Il faudra donc trouver les paramètres d'ionisation et de champ d'extraction qui minimisent ces effets afin de conserver la brillance et une faible dispersion en énergie.

4.1 Les premières évaluations de notre configuration

Dans un premier temps, nous avons évalué les performances après ionisation de la source d'ions césium produite. Il est question d'évaluer l'ionisation du jet d'atomes produit par notre source refroidie par laser décrite précédemment, soit un jet de $100\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre avec une densité de l'ordre de 10^{10}at.cm^{-3} . La configuration d'électrodes permettant l'ionisation des atomes de Rydberg en minimisant la dispersion en énergie grâce à un fort gradient de champ électrique a été définie au chapitre précédent. Cette géométrie (fig.

4.1) se compose de 7 électrodes dont chacune assure une fonction spécifique qui peut être simplifiée ainsi :

- L'électrode **1** est utile à l'asservissement du laser d'excitation en focalisant le faisceau d'électrons jusqu'au détecteur SED ;
- l'électrode **2** avec l'électrode **3** permet de créer la zone de champ électrique et de faible gradient de champ propice à l'excitation Rydberg des atomes du jet ;
- les électrodes **3**, **4** et **5** créent le gradient de champ d'ionisation ;
- l'électrode **6** permet de focaliser le faisceau et agit comme la première lentille de l'optique FIB ;
- l'électrode **7** joue le rôle de post-accélératrice et est mise à la masse.

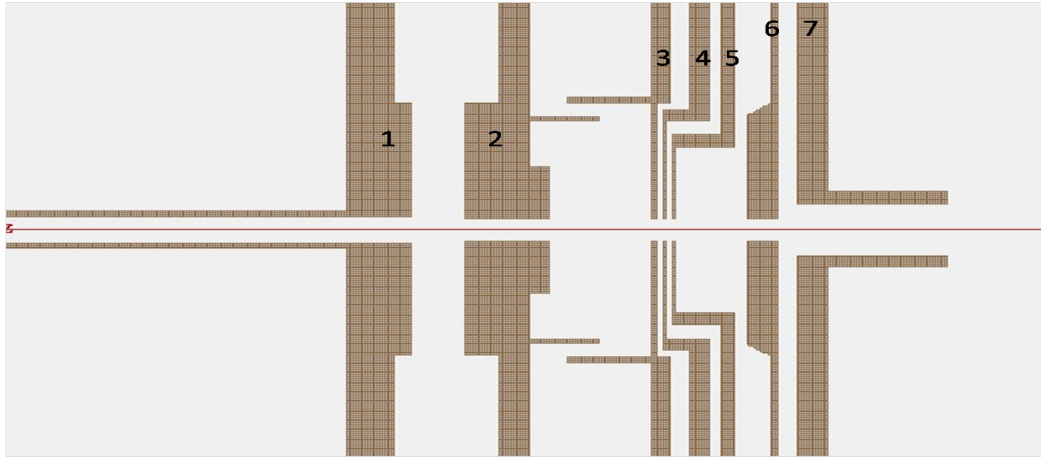


FIGURE 4.1 – Schéma représentant le bloc d'ionisation dans son ensemble contenant 7 électrodes. Les électrodes n° 3, 4 et 5 sont les électrodes d'ionisation de $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur dont la conception a été l'objet de discussion du chapitre précédent.

Afin d'étudier les trajectoires des ions après leur création, nous sommes partis de la configuration de potentiels précédemment décrite que nous rappelons en figure 4.2. Il faut toutefois noter que pour évaluer correctement les effets des électrodes d'ionisation concernant la création d'aberrations, les électrodes **6** et **7** seront au même potentiel que l'électrode **5**, soit $1902\ \text{V}$, créant ainsi une zone sans champ. Dans l'étude des aberrations produites par la courbure, nous nous sommes limités dans un premier temps à un faisceau de $100\ \mu\text{m}$ de diamètre. Ces valeurs, correspondant à nos premières estimations, répondaient aux critères définis pour l'ionisation des atomes de Rydberg du jet atomique.

Electrode	1	2	3	4	5	6	7
Voltages (V)	2880	2500	2370	2265	1902	1902	1902

FIGURE 4.2 – Tableau récapitulatif des potentiels pour l'étude des effets de la lentille d'ionisation. Il faut noter que l'offset des potentiels appliqués est arbitraire. Il ne joue aucun rôle sur la forme du champ électrique mais seulement pour déterminer l'énergie finale (ici environ 2 kV) des ions lors de leur impact sur l'échantillon qui sera supposé à la masse.

Les ions sont créés à 1000 V/cm sur l'équichamp correspondant à la valeur de champ électrique d'ionisation des atomes de Rydberg de niveau $n \approx 30$. Ces conditions initiales créent des ions qui partiront de l'équipotentielle $V_{ionisation} \approx 2339V$. Le potentiel en fonction du rayon sur les 100 μm de diamètre du faisceau d'atomes n'évolue pas de façon excessive puisque la dispersion en énergie due à la courbure est de 70 meV. La courbure des équipotentielles ne représente donc pas le principal souci.

On peut remarquer cependant que cette courbure crée un effet lentille qui refocalise le faisceau d'ions à environ 1.75 mm de leur création, formant ainsi un premier cross-over. En collectant les informations d'angle et de position des ions dans une zone sans champ après ce cross-over, il est possible de déterminer les caractéristiques de la source virtuelle. La méthode consiste alors à extrapoler à partir des données en sortie de la carte de potentiels les trajectoires des ions.

On obtient alors la position de la source virtuelle qui se situe au niveau du disque de moindre confusion et à partir de laquelle nous pouvons tracer le diagramme d'émittance visible sur la figure 4.3 qui consiste à tracer le nuage de particules en fonction de leur angle d'ouverture et de leur position. Il faut noter que sur cette figure le diagramme d'émittance est obtenu en considérant uniquement les rayons strictement parallèles à l'axe (sans distribution angulaire). Les résultats montrent un diagramme déformé par les aberrations sphériques, dont la forme en "S" du diagramme en sont la signature. Le coefficient d'aberrations sphériques reste raisonnable avec une valeur de 8 mm. Cette valeur est à comparer avec notre source de référence la LMIS pour laquelle le coefficient d'aberrations sphériques est de 67 μm . Le diagramme d'émittance nous indique également la taille de la source virtuelle ainsi que son ouverture angulaire. Ainsi, le diamètre de la striction minimum est de 22 nm pour une ouverture angulaire α de 17 mrad¹. Ces valeurs nous fournissent un aperçu de l'émittance du faisceau après ionisation, sans considérer l'ouverture angulaire initiale, de 0.016 mm.mrad.V^{1/2} avec une énergie des

1. Il faut noter que la notation α correspond au demi-angle d'ouverture

ions du faisceau de 437 eV.

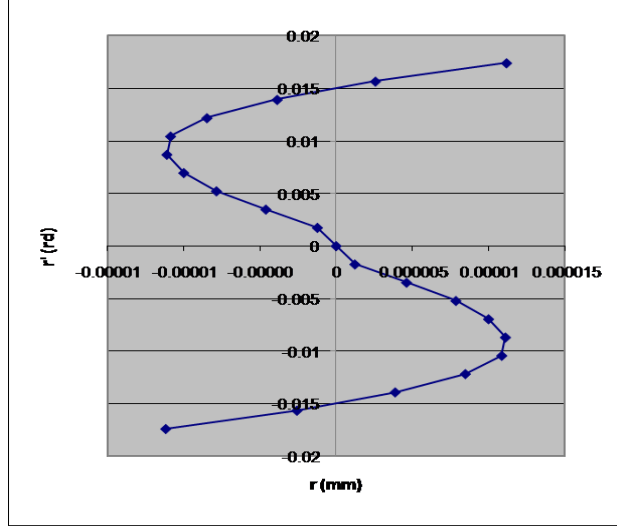


FIGURE 4.3 – Diagramme d'émittance du faisceau d'ions ionisé sur l'équichamp 1000 V.m^{-1} pour un diamètre de $100 \mu\text{m}$. Les angles d'ouverture du faisceau ne sont pas pris en compte.

Prise en compte de la dispersion angulaire pour différents diamètres de faisceaux

Les résultats précédemment exposés ne tenaient pas compte de la dispersion angulaire du faisceau d'ions. En effet, avant l'ionisation, le faisceau atomique a été collimaté et idéalement compressé. La collimation va réduire la divergence du faisceau atomique. Son efficacité sera a minima comparable au refroidissement Doppler qui fixe la vitesse transverse des atomes refroidis autour de 10 cm.s^{-1} . Ainsi, le demi-angle d'ouverture maximal α à considérer pour nos simulations est de 0.5 mrad .

Les résultats visibles sur la figure 4.4 montrent une augmentation de la striction minimum due à l'angle d'inclinaison des rayons. Cependant, l'émittance reste meilleure que les valeurs de la LMIS et ce, à 437 eV soit à plus basse énergie. Le tableau récapitulatif des résultats montrent les variations de l'émittance et de la dispersion en énergie selon le diamètre et la dispersion angulaire.

L'émittance de différents diamètres montrent qu'il est possible d'exploiter le faisceau pour de plus petites sondes en réduisant toutefois le courant disponible.

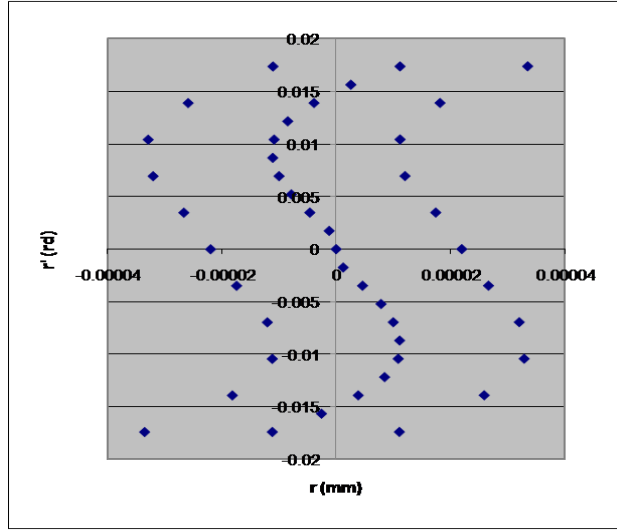


FIGURE 4.4 – Diagramme d'émittance du faisceau d'ions ionisé sur l'équichamp 1000 V.m^{-1} pour un diamètre de $100 \mu\text{m}$. Ici, les angles d'ouverture du faisceau sont pris en compte. Le demi-angle est de $\pm 0.5 \text{ mrad}$.

Paramètres	A l'ionisation	Après focalisation			LMIS
		$D_0=100\mu\text{m}$ $\alpha_0=0 \text{ mrad}$	$D_0=100\mu\text{m}$ $\alpha_0=0.5 \text{ mrad}$	$D_0=10\mu\text{m}$ $\alpha_0=0.5 \text{ mrad}$	
Diamètre (mm)	0.10	$22 \cdot 10^{-6}$	$67 \cdot 10^{-6}$	$43 \cdot 10^{-6}$	$5.4 \cdot 10^{-5}$
Angle (mrad)	0.5	17	17	1.7	8.6^a
Energie (eV)	0.069	437	437	437	8000
Emittance ε (mm.mrad.V ^{1/2})	0.026	0.016	0.048	0.003	0.083
ΔE (meV) due à la courbure	/	0.07	0.07	0.02	/

a. Calculée pour le courant de 3.5 nA à partir d'une densité angulaire de $15 \mu\text{A.sr}^{-1}$.

FIGURE 4.5 – Tableau comparatif des résultats de la source d'ions césium avec une source LMIS

Ces résultats sont cependant le minimum de nos attentes concernant les performances de la source. Dans un premier temps, la dispersion angulaire choisie représente le minimum d'efficacité de la collimation où seul le refroidissement Doppler est considéré. Une meilleure estimation serait à faire en

prenant en compte par exemple les futurs résultats d'expérience de la collimation et de la compression. De plus, l'optimisation des potentiels n'a pas été un processus convergent. Il est possible qu'une meilleure configuration puisse être trouvée. Ces perspectives sont donc encourageantes quant aux performances de la source de césium pour une utilisation FIB.

4.2 La focalisation du faisceau d'ions

Le faisceau d'ions produit par notre configuration de lentilles a été étudié dans les chapitres et paragraphes précédents. L'ionisation et la propagation du faisceau en terme d'aberrations sont désormais estimées. Dans ces études, les dispersions énergétiques produites à l'ionisation par la vitesse d'ionisation des atomes de Rydberg et par la courbure de champ des équipotentielles avec une estimation inférieure à 1 eV pour le premier et de 70 meV pour le second. L'ionisation du jet d'atomes de Rydberg produit une aberration sphérique de l'ordre de 8 mm. Il s'agit désormais d'étudier la focalisation du faisceau d'ions produit. Ainsi, nous pourrions évaluer la taille minimale de sonde possible avec nos électrodes d'ionisation. Pour ce faire, nous allons coupler notre configuration de lentilles avec une optique FIB développée par la société Orsay Physics. Focaliser au maximum le faisceau d'ions permettra d'utiliser les 3.5 nA du faisceau d'ions à l'ionisation dans un spot le plus petit possible. Pour des raisons de temps, nous nous sommes limités à l'étude de la focalisation de ce courant mais une étude similaire pourrait être faite pour de plus faibles courants. Il faut surtout noter que ces simulations ne prennent pas en compte le faisceau d'ions dégradé par les effets coulombiens comme nous le verrons plus loin. Cette étude de couplage est donc purement qualitative.

La configuration d'électrodes utilisée est celle décrite au début de ce chapitre (fig. 4.1). Dans un premier temps, nous ne considérerons que les rayons parallèles du faisceau. L'angle de divergence de 0.5 mrad obtenu après l'étape de collimation sera pris en compte dans une seconde partie de l'étude. Nous nous plaçons dans le mode collimaté, où le faisceau est parallèle en sortie de lentille, qui est assez bien adapté pour les forts courants. A l'aide de l'électrode n° 6 de la lentille, nous avons cherché à paralléliser le faisceau d'ions après la focalisation induite par les électrodes d'ionisation (fig. 4.6). En effet, nous avons vu que les 3 électrodes d'ionisation constituaient une lentille dont nous avons étudié les effets au début de ce chapitre. La dernière électrode est alors mise à la masse afin de post-accélérer et d'optimiser le couplage avec l'optique FIB. Les potentiels désormais appliqués sont listés dans le tableau 4.7.

Nous avons vérifié que le faible changement de potentiel obtenu pour la parallélisation du faisceau n'a pas d'influence sur la zone d'ionisation.

L'électrode n° 6 de la lentille d'ionisation joue le rôle de lentille condenseur d'une colonne FIB. Il suffit alors pour focaliser le faisceau d'y ajouter une lentille objectif. Compte tenu de l'implantation mécanique des différents éléments, la distance entre les deux lentilles est de l'ordre de 30 cm. Nous

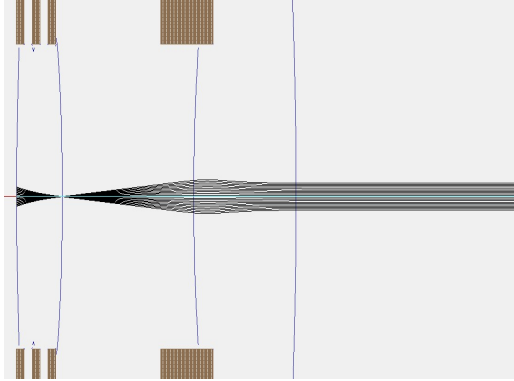


FIGURE 4.6 – Mise en évidence de la parallélisation du faisceau d'ions.

Electrode	1	2	3	4	5	6	7
Voltages (V)	2880	2500	2370	2265	1902	1893	0

FIGURE 4.7 – Tableau récapitulatif des potentiels appliqués pour l'étape de parallélisation du faisceau d'ions.

l'avons fixée pour notre étude à 35 cm^2 . Nous avons utilisé comme lentille objectif celle des colonnes Orsay Physics de dernière génération, les colonnes Cobra, dont nous savons qu'elle peut fournir de très bonnes résolutions ($< 2.5 \text{ nm}$ à 20-80 % de contraste) à une distance de travail de 12 mm.

La focalisation sur l'échantillon est obtenue pour une tension de la lentille objectif de 1277 V. La figure 4.9 illustre les résultats obtenus.

Le diamètre de la sonde est alors de 507 nm avec un demi-angle d'ouverture de 1.8 mrad pour une énergie des ions de 2339 eV.

En prenant en compte un faisceau d'ions plus réaliste, soit en incluant la divergence de 0.5 mrad du faisceau issu de la collimation, on retrace un diagramme d'émittance au niveau de l'échantillon (fig. 4.10).

Le faisceau sonde est peu élargi et le diamètre total est alors de 530 nm pour 3.5 nA. Ces valeurs sont nettement meilleures que celles d'une LMIS. En effet, une source LMIS à 30 kV focalisera un courant de 5 nA dans un diamètre d'environ $1.5 \mu\text{m}$. Ces performances s'expliquent par la brillance plus élevée de la source.

Comme le faisceau a été au préalable parallélisé, il sera possible d'installer un diaphragme qui ne prendra qu'une petite fraction du faisceau. Nous avons simulé la focalisation d'un faisceau de $10 \mu\text{m}$ de diamètre contenant 35 pA en prenant en considération son ouverture angulaire. Le diagramme d'émittance

2. En mode collimaté, que nous traitons ici, cette distance n'a que peu d'influence.

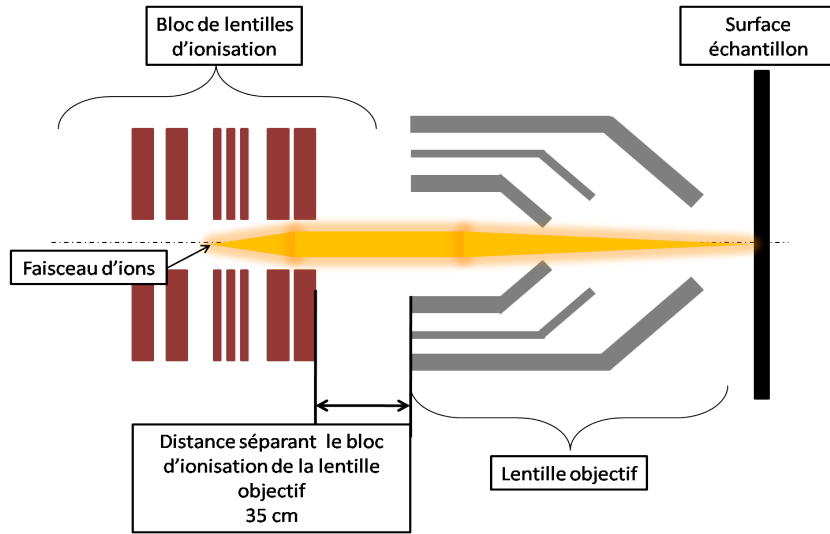


FIGURE 4.8 – Schéma de principe du couplage du bloc d'ionisation du jet d'atomes de césium et d'une lentille objectif d'une colonne FIB.

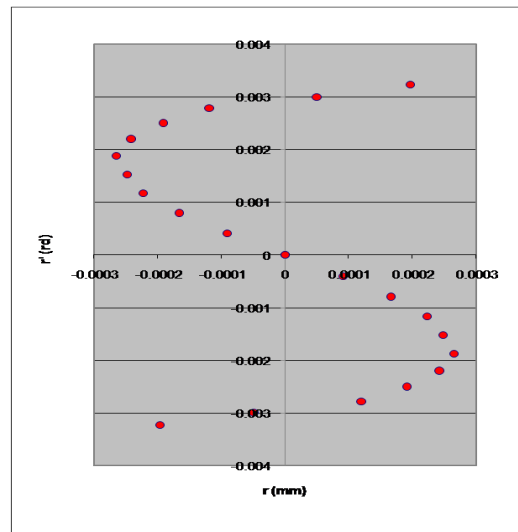


FIGURE 4.9 – Diagramme d'émittance du faisceau d'ions au niveau de sa focalisation sur l'échantillon pour un faisceau d'ions de $100 \mu\text{m}$ de diamètre. Les angles d'ouverture ne sont pas considérés.

est présenté sur la figure 4.11. Le diamètre de sonde est alors de 80 nm pour une divergence angulaire de 0.17 mrad .

Notons que ces calculs (en particulier à 3.5 nA) ont été faits en considérant la totalité du faisceau. Ceci correspond au mode utilisé en gravure où il est

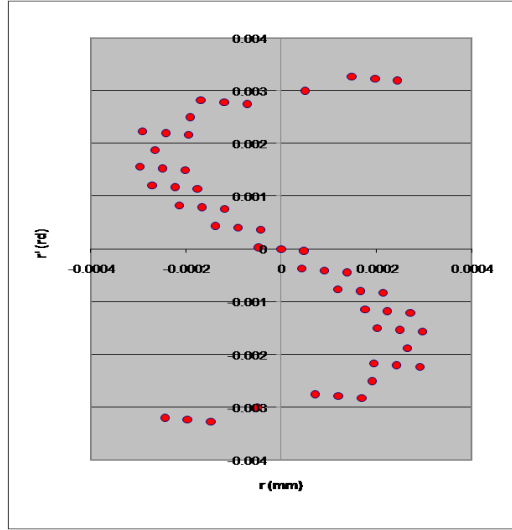


FIGURE 4.10 – Diagramme d'émittance du faisceau d'ions au niveau de sa focalisation sur l'échantillon pour un faisceau d'ions de $100\ \mu\text{m}$ de diamètre. Ici, les angles d'ouverture sont pris en compte.

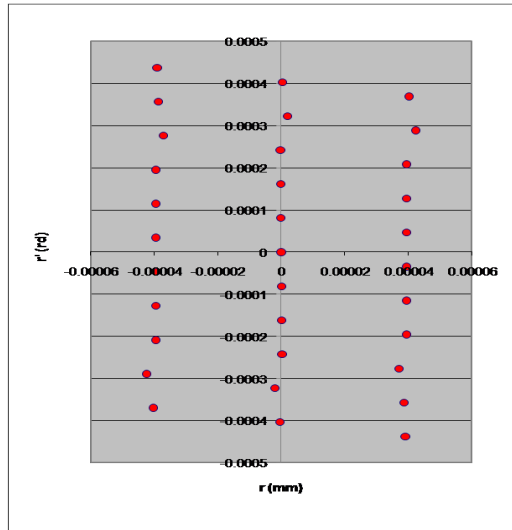


FIGURE 4.11 – Diagramme d'émittance du faisceau d'ions de $10\ \mu\text{m}$ de diamètre au niveau de sa focalisation sur l'échantillon. Ici, les angles d'ouverture sont pris en compte.

préférable de travailler avec un faisceau sans halo. Dans un second mode, le mode imagerie, nous travaillerons au voisinage de l'image gaussienne et le cœur du faisceau sera alors beaucoup plus concentré (ce qui fournit une bonne

résolution à 20-80 %) mais avec un halo résiduel autour du spot central. La figure 4.12 illustre ces différents modes qui pourront être étudiés sur notre source.

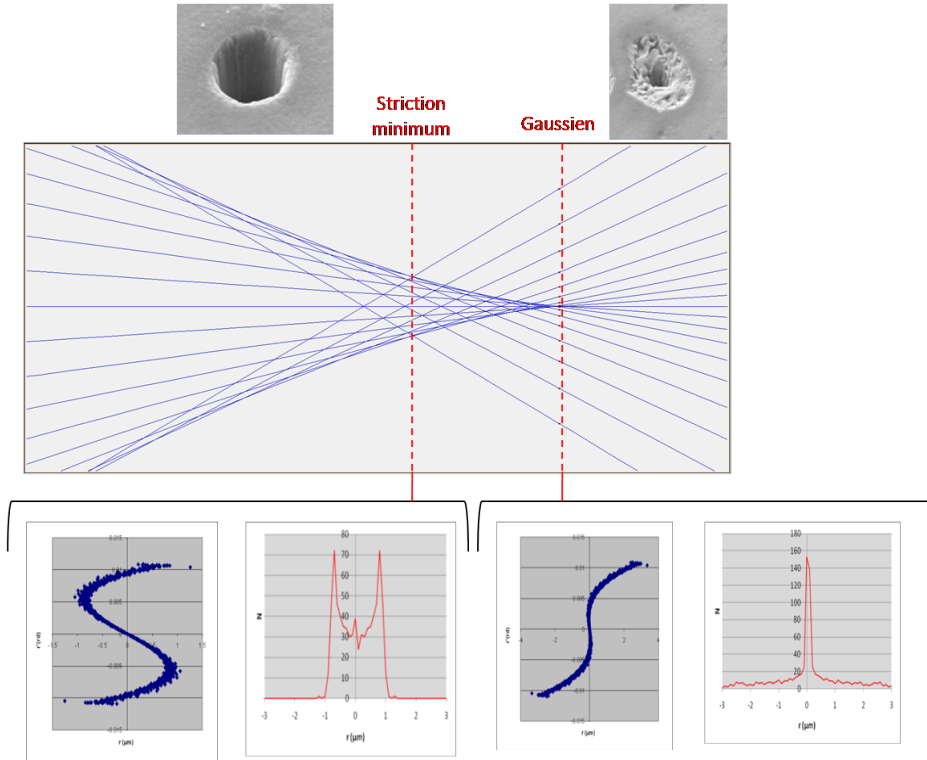


FIGURE 4.12 – Illustration des différents modes de fonctionnement de la FIB. Le premier mode situé au plan géométrique, dit gaussien, permet l'imagerie grâce à son spot intense. Le second mode situé sur le plan de la striction minimum permet la gravure avec un faisceau focalisé avec des bordures nettes. Les diagrammes d'émittance (en bleu) et les profils spatiaux à 1D (en rouge) sont également indiqués pour ces deux modes.

4.3 La mise en évidence des effets coulombiens dans le faisceau d'ions de césium

Contexte

Les performances de la source d'ions à l'ionisation semblent encourageantes. Cependant, de possibles difficultés liées à l'extraction des charges du plasma ultra-froid restent à être étudiées. En effet, les interactions coulombiennes à l'extraction peuvent réduire de manière sensible la brillance du faisceau d'ions. Pour de faibles courants, les équipes du NIST et de l'université de Eindhoven ont montré qu'il était possible de contenir modérément ces effets en utilisant un faible champ électrique d'extraction. Ils ont ainsi démontré la possibilité d'obtenir un faisceau d'ions monochromatique issu d'un plasma ultra-froid. Pourtant, le but de ces travaux de thèse est d'exposer la faisabilité d'une source d'ions à forts courants. Toutefois, ce régime de forts courants conduit à une densité de charges élevée et donc à une charge d'espace importante pouvant produire une explosion coulombienne du faisceau. Afin de modéliser ces effets, nous avons effectué des simulations numériques à l'aide du logiciel General Particle Tracer (GPT) [96]. A la différence de Simion qui permet de tracer les trajectoires des particules suivant le champ créé par les électrodes, GPT prend en compte les effets coulombiens présents dans le faisceau mais malheureusement pour des configurations d'électrodes très simples. De par la nature même du calcul effectué, les résultats des simulations sont une bonne approximation car il prennent en compte non seulement les effets de charge d'espace globale mais également les effets stochastiques que sont l'effet Boersch et l'effet Loeffler. Il est tout de même difficile de simuler dans le même temps les ions et les électrons issus de l'ionisation. Toutefois, dans le cas des ions, le champ électrique produit par les électrons à proximité après l'ionisation peut être négligé. La vitesse de déplacement des électrons, qui alors disparaissent, rend les perturbations créées sur les ions très faibles et pouvant ainsi être omises.

Méthodes de simulation

La brillance réduite Le but de ces simulations est d'évaluer les effets coulombiens sur la brillance réduite du faisceau B_r et sa dispersion en énergie ΔE . La simulation GPT résout les équations de mouvement dans les trois dimensions de l'espace pour chaque ion de la simulation en utilisant les termes de vitesses v_i et de position r_i de chaque particule $i=1, 2, \dots, N$, en incluant chaque paire d'interactions coulombiennes :

$$m\ddot{r}_i = \sum_{j=1, j \neq i}^N \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{r_i - r_j}{|r_j - r_i|^3} + e\mathbf{E}_E(r_i) \quad (4.1)$$

où $\mathbf{E}_E$ est le champ extérieur appliqué. On comprend bien que grâce à cette approche tous les effets coulombiens, stochastiques ou de charge d'espace, seront pris en compte.

Afin d'évaluer la brillance réduite, nous avons utilisé une routine inspirée de [97] qui permet d'obtenir une valeur de la brillance réduite pour chaque fraction du faisceau. L'algorithme prend en compte la distribution discrète des coordonnées des particules dans l'espace des traces

$$X_i = (x_i, y_i, x'_i, y'_i) \quad (4.2)$$

où $i=1, 2, \dots, N$ et N , le nombre total de particules.

En partant de la définition de la brillance transverse moyenne,

$$\bar{B}_r = \frac{I}{U \varepsilon} \quad (4.3)$$

où ε représente l'hypervolume en 4D dans l'espace des traces (x, y, x', y') occupé par toutes les particules du faisceau qui traverse le plan d'observation.

L'hypervolume est donc le volume de l'hyperellipsoïde à 4D dont la forme et l'orientation sont extraits de la matrice

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \langle x.x \rangle & \langle x.x' \rangle & \langle x.y \rangle & \langle x.y' \rangle \\ \langle x'.x \rangle & \langle x'.x' \rangle & \langle x'.y \rangle & \langle x'.y' \rangle \\ \langle y.x \rangle & \langle y.x' \rangle & \langle y.y \rangle & \langle y.y' \rangle \\ \langle y'.x \rangle & \langle y'.x' \rangle & \langle y'.y \rangle & \langle y'.y' \rangle \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

Les axes de l'ellipsoïde sont alors les vecteurs propres de la matrice Σ et la longueur des axes est définie par les valeurs propres correspondantes. Bien que la forme et l'orientation de l'hyperellipsoïde Σ puissent varier selon la trajectoire du faisceau d'ions, le volume restera constant. On conserve ainsi une des caractéristiques de l'émittance ε . Le volume ε_i de l'ellipsoïde étalonné qui regroupe les valeurs de X_i est donné par

$$\varepsilon_i = \frac{\pi^2}{2} \sqrt{\det(\Sigma)} (X_i^T \cdot \Sigma^{-1} \cdot X_i)^2 \quad (4.5)$$

En classant les valeurs des hyperellipsoïdes ε_i par ordre croissant, il est alors possible de définir une valeur de la brillance moyenne en fonction de la fraction de faisceau considéré

$$\bar{B}_r(f_i) = \frac{1}{U} \frac{f_i \cdot I}{\varepsilon_i} \quad (4.6)$$

où la fraction de faisceau considéré $f_i = i/N$.

Il est évident que pour avoir la valeur de la brillance moyenne de la totalité du faisceau, il est nécessaire d'utiliser $\varepsilon = \varepsilon_N$. Cette méthode permet également d'obtenir la brillance pic qui correspond à une fraction de faisceau nulle $f = 0$, obtenue par extrapolation linéaire. Elle évite les aberrations dues au fait qu'en étudiant une fraction de faisceau décroissante, le nombre de points disponibles décroît également.

Une subtilité supplémentaire a été apportée. Nous utilisons cette technique de calcul de manière itérative en retirant à chaque itération 5% des valeurs aberrantes du faisceau. Au final, seuls 50% des particules du faisceau sont utilisées dans la matrice Σ afin de ne déterminer les axes de l'ellipse qu'avec le cœur de la distribution.

La dispersion en énergie L'évaluation de la dispersion en énergie présente également une subtilité. Nous tentons de simuler les effets des interactions coulombiennes sur un faisceau d'ions continu. La simulation crée les particules suivant une distribution temporelle qui reproduit l'aspect continu d'un faisceau d'ions de courant I . Pourtant, les premiers et les derniers ions créés ne seront pas influencés par tous leurs plus proches voisins qu'ils pourraient avoir dans un faisceau d'ions réel. Ainsi, la dispersion en énergie qui va mettre en évidence, entre autres, les effets Boersch et Loeffler, ne sera significative que pour le cœur de la distribution. C'est pourquoi la dispersion en énergie ne prendra en compte que 50% du faisceau d'ions. Sur la seconde moitié exclue, 25% représentent les premiers ions créés et 25% les derniers. Finalement, la convergence de ces résultats avec le nombre de particules simulées a été testée et est atteinte pour un nombre assez faible de l'ordre de 1000 particules.

Simulation des effets coulombiens et résultats

Le but de cette simulation est d'observer l'influence des nombreux paramètres qui décrivent le faisceau d'ions sur la qualité de ce dernier au travers de la brillance et de la dispersion en énergie.

Dans notre simulation, nous allons nous intéresser au comportement des ions créés dans un champ uniforme E_{Field} . La géométrie des électrodes et du champ qu'elles créent ne seront pas pris en compte. Cette simplification nous permettra une première évaluation des performances du faisceau. La zone de détection symbolisée par un écran se situe à une distance de 1 cm de la zone de création des ions.

Les paramètres géométriques du faisceau dont l'influence reste à être évaluer sont les suivants :

- Le champ d'extraction E_{Field} dont l'influence pourra réduire les aberrations chromatiques.
- Le rayon R_0 de la source d'ions à sa création. En pratique, cette valeur pourra être modifiée grâce à un diaphragme implanté sur le jet d'atomes neutres et par une meilleure focalisation des lasers d'excitation.
- la longueur σ_0 de la zone de création des ions. Cette distance est liée, pour notre expérience, à la vitesse des atomes et à la durée d'ionisation Rydberg.

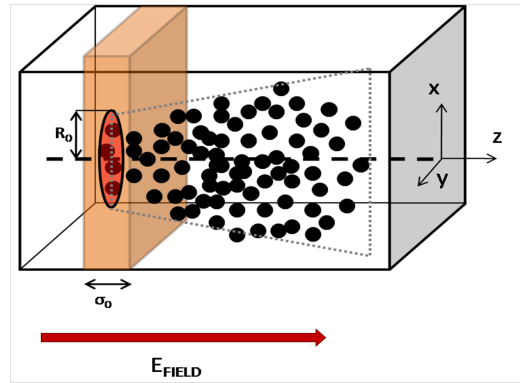


FIGURE 4.13 – Schéma de principe de la simulation effectuée sous GPT. Un faisceau d'ions de rayon R_0 est créé dans une zone de largeur σ_0 dans un champ uniforme E_{Field} .

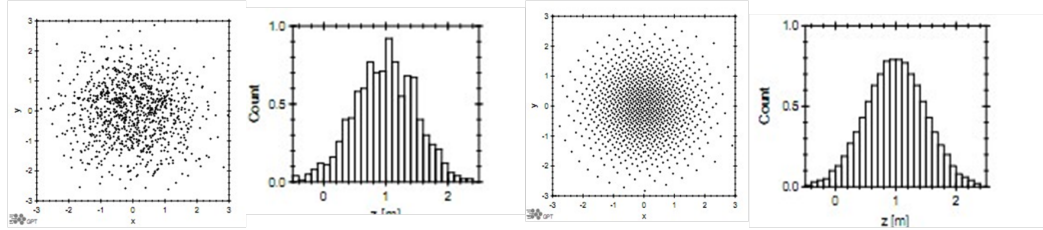
On simule un faisceau d'ions continu de différents courants (de 10 pA à 100 nA) dont les paramètres géométriques varieront. Les valeurs prises pour ces différents paramètres sont résumées dans le tableau 4.14.

La distribution des ions dans l'espace (x,y,z) à 3D influe aussi sur les

Paramètres			
E_{Field} (V.cm ⁻¹)	10 ³	10 ⁴	10 ⁵
R_0 (μm)	1	10	100
σ_0 (μm)	1	10	100
Courant I	de 10 pA à 100 nA		

FIGURE 4.14 – Tableau récapitulatif des paramètres de la simulation GPT. Dans notre expérience les paramètres de référence sont un courant $I=5$ nA, un champ d'extraction E_{Field} de 10^5 V.m⁻¹, un rayon initial R_0 de 50 μm et une largeur d'ionisation σ_0 de 1 μm.

effets coulombiens. Une distribution gaussienne aléatoire décrit bien l'ionisation d'un jet thermique d'atomes. Cependant, notre schéma d'ionisation se fait à partir d'atomes de Rydberg. Les récentes avancées concernant ces atomes mettent en lumière la possibilité d'empêcher l'excitation d'atomes vers les niveaux de Rydberg d'atomes trop proches voisins. On parle alors de blocage dipolaire, notion explicitée au chapitre précédent. Il est alors possible d'utiliser cette spécificité des atomes de Rydberg pour produire un faisceau constituée de particules bien séparées les unes des autres. Afin de rendre compte de cet effet, il nous est possible de choisir une distribution de particules, dite Hammersley, fournie par le code GPT (fig. 4.15).



(a) Distribution gaussienne aléatoire des particules du faisceau. (b) Distribution gaussienne de type Hammersley des particules du faisceau.

FIGURE 4.15 – Distribution de particules utilisées dans la simulation GPT. La distribution de type Hammersley permet de simuler le blocage dipolaire lors de l'excitation des atomes de Rydberg.

Mise en évidence des effets coulombiens Dans un premier temps, on simule au mieux notre faisceau d'ions précédemment obtenu soit un faisceau de $100\mu\text{m}$ de diamètre dans un champ uniforme de 10^5 V.m⁻¹ avec une largeur σ de 1 μm. La figure 4.16 montre l'évolution du faisceau d'ions dans un champ d'accélération en fonction de sa distance de propagation.

Une très légère augmentation de taille est visible, mais il est difficile d'estimer ainsi quantitativement les effets coulombiens. A l'aide des diagrammes d'émittance (fig. 4.17), on peut analyser plus finement le comportement du faisceau. Dans un premier temps, on remarque la réduction de la dispersion angulaire en fonction de la distance de propagation en champ uniforme. Le champ électrique produit bien un effet de collimation sur le faisceau d'ions. Toutefois, l'effet le plus spectaculaire concernant les effets coulombiens. Sur les diagrammes d'émittance (c) et (d) de la figure 4.17, on peut observer un profil typique d'un faisceau divergent, ce qui montre clairement l'effet de répulsion produit par les différents effets coulombiens globaux et stochastiques.

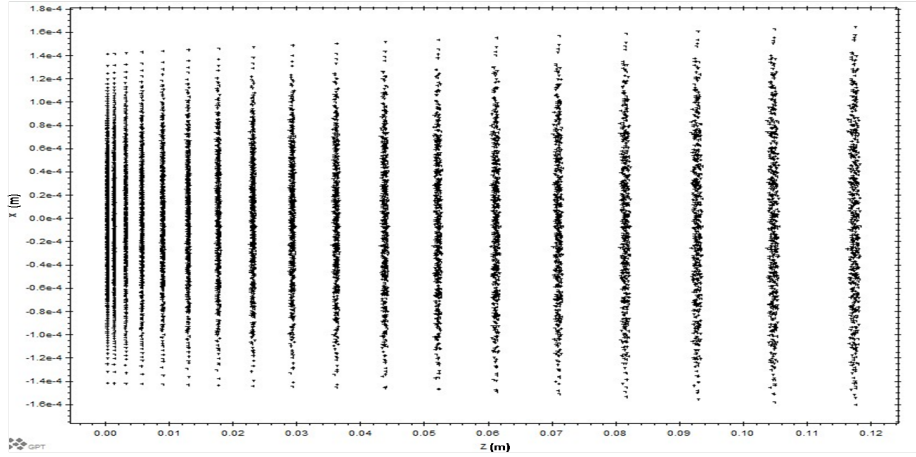


FIGURE 4.16 – Diagramme des trajectoires des particules et mise en évidence des effets coulombiens pour un faisceau d'ions accélérés dans un champ E_{Field} de 10^5 V.m^{-1} pour un rayon initial R_0 de $50 \mu\text{m}$ et une largeur d'ionisation σ_0 de $1 \mu\text{m}$. La position des particules simulées est indiquée toutes les 100 ns.

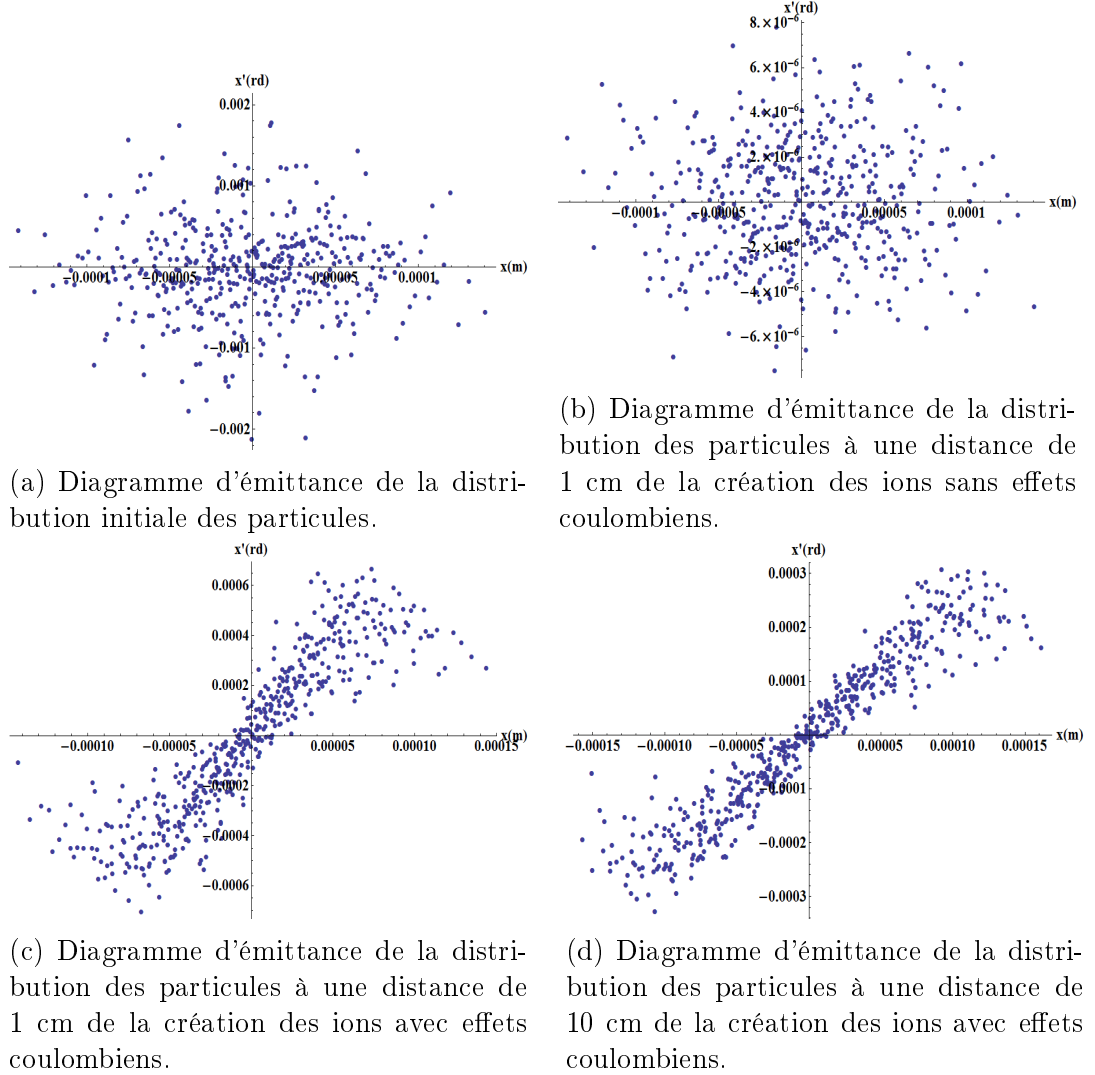


FIGURE 4.17 – Diagrammes d'émittance du faisceau d'ions à différentes positions et selon la prise en compte des effets coulombiens. Ces simulations ont été obtenues pour des paramètres de champ E_{Field} de 10^5 V.m^{-1} , un rayon initial R_0 de $50 \mu\text{m}$ et une largeur d'ionisation σ_0 de $1 \mu\text{m}$.

La brillance réduite Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à analyser l'effet de la répulsion coulombienne sur la brillance du faisceau. Cet effet est clairement visible sur la figure 4.18. La brillance est considérablement réduite le long de la propagation du faisceau par les effets coulombiens. Elle est diminuée de près de trois décades si l'on considère le jet à 1 cm. Les effets coulombiens semblent ne plus produire de changement dans la brillance du faisceau au-delà. Nous nous intéressons également à la brillance réduite en fonction de la fraction de faisceau considérée pour différents courants. La figure 4.19 montre ces effets pour des courants de 5 nA, 50 nA et 100 nA. Le comportement pour les différents courants est assez similaire avec un facteur 10 sur la brillance entre le cœur de la distribution et sa périphérie. On remarque que la brillance pic ($f \rightarrow 0$) est un facteur près de 2 fois supérieur à la brillance à 50%. Il est important de garder cette échelle à l'esprit dans la comparaison des résultats à la brillance pic d'une LMIS qui est de $10^6 \text{ A.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{V}^{-1}$.

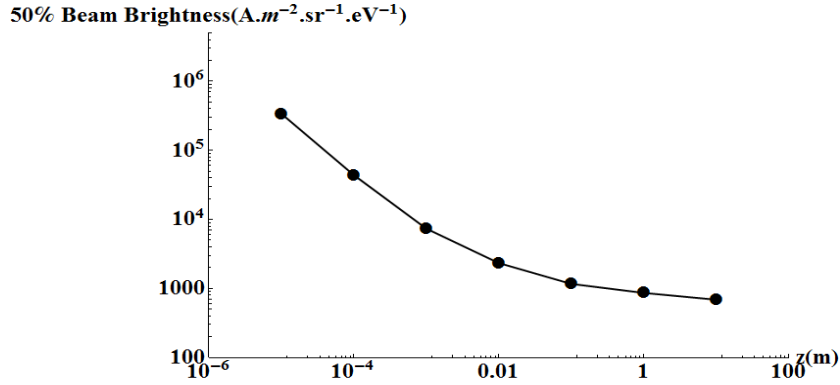


FIGURE 4.18 – Courbe de la brillance réduite pour 50% du faisceau en fonction de sa distance de propagation. Ces résultats ont été obtenus pour un faisceau de courant initial de 5 nA, un rayon R_0 de $50 \mu\text{m}$ et une largeur d'ionisation σ_0 de $1 \mu\text{m}$ dans un champ d'extraction de 10^5 V.m^{-1} .

L'influence de la distribution est illustrée par la figure 4.20. Dans cette figure, on a choisi de faire figurer la brillance réduite correspondant à 50 % du faisceau d'ions. Concernant la distribution, on remarque que les deux différents diagrammes présentent des courbes affectées de la même façon par la propagation du jet. La plus-value apportée par le choix d'une distribution Hammersley se constate plutôt dans les valeurs de brillance. En effet, la brillance réduite gagne un facteur 5 en comparaison de la distribution gaussienne aléatoire avec une brillance réduite de $2.5 \cdot 10^3 \text{ A.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{V}^{-1}$ au lieu de $5 \cdot 10^2 \text{ A.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{V}^{-1}$ pour un courant de 5 nA.

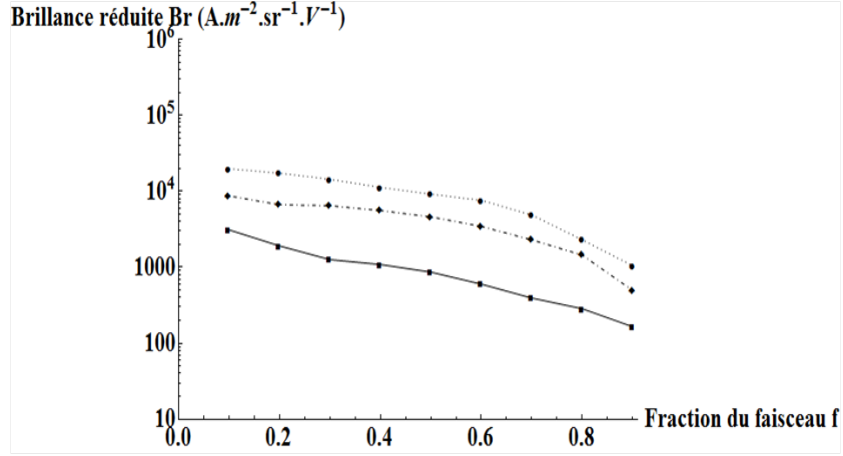


FIGURE 4.19 – Brillance réduite en fonction de la fraction de faisceau considéré pour différents courants : 100 nA, 50 nA et 5 nA pour un rayon R_0 de $50 \mu\text{m}$ et une largeur d'ionisation σ_0 de $1 \mu\text{m}$ dans un champ d'extraction de 10^5 V.m^{-1} .

On voit clairement sur la figure (4.21a) que le champ électrique d'extraction joue un rôle majeur dans la conservation de la brillance. A faibles courants, nous gagnons un facteur 100 sur la brillance en accélérant les ions avec un courant maximum de 10^5 V.m^{-1} . En pratique, ce courant correspond à une limite expérimentale qui empêche l'apparition d'arc électrique et de claquage sur les électrodes. A forts courants, l'influence du champ électrique est moins visible.

L'influence de la longueur σ_0 sur la brillance (fig. 4.21b) montre que la brillance varie approximativement en racine de la longueur σ_0 . Toutefois, il faut noter que ces valeurs de brillance sont assez faibles en comparaison de la valeur de la brillance pour une LMIS qui est d'environ $10^6 \text{ A.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{eV}^{-1}$. Il sera nécessaire de mieux appréhender les effets coulombiens dans notre configuration en simulant le champ produit par nos électrodes d'ionisation et non pas juste en considérant un champ uniforme.

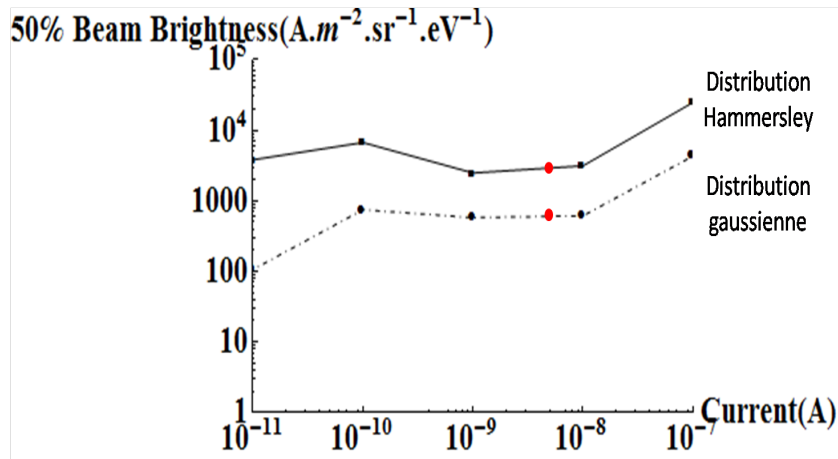
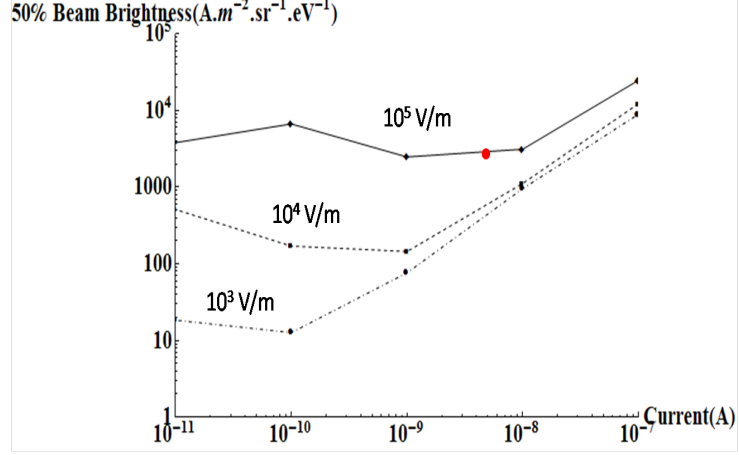
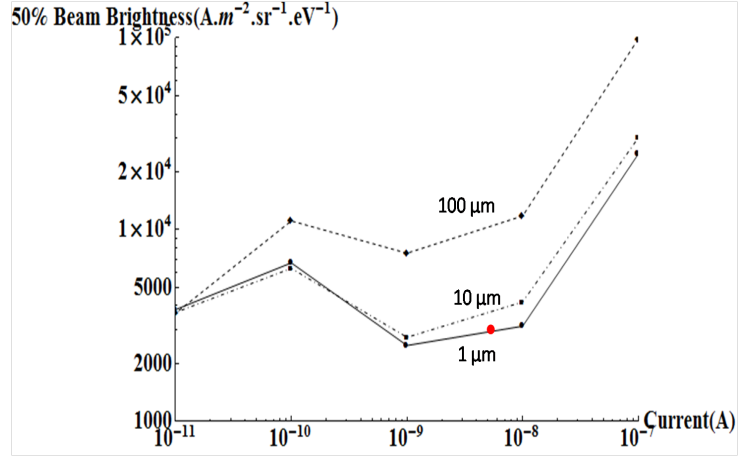


FIGURE 4.20 – Brillance réduite pour 50 % du faisceau en fonction du courant et de la distribution initiale des particules. Les valeurs correspondant à notre configuration sont mises en évidence par un cercle rouge.



(a) Influence de E_{Field} sur la brillance réduite de 50% du faisceau d'ions en fonction du courant pour un champ d'extraction E_{Field} de 10^3 V.m⁻¹, 10^4 V.m⁻¹ et 10^5 V.m⁻¹.

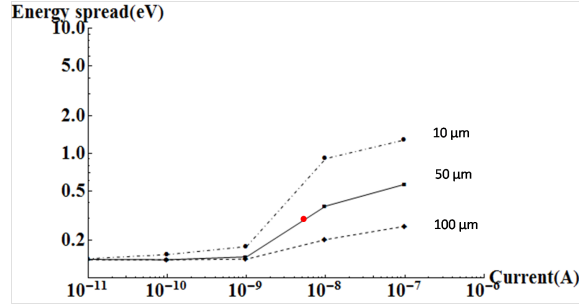


(b) Influence de σ_0 sur la brillance réduite de 50% du faisceau d'ions en fonction du courant pour une largeur d'ionisation σ_0 de $1 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$.

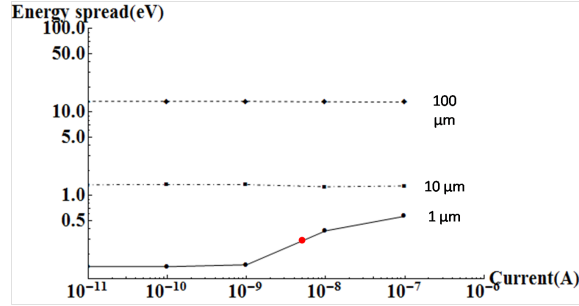
FIGURE 4.21 – Influence des paramètres de la simulation sur la brillance réduite de 50% du faisceau d'ions en fonction du courant pour un rayon R_0 fixé à $50 \mu\text{m}$. Quand ces paramètres sont fixes, le champ électrique d'extraction E_{Field} est fixé à 10^5 V.m⁻¹ et la largeur d'ionisation à $1 \mu\text{m}$.

La distribution en énergie La dispersion en énergie résultant de l'explosion coulombienne est également influencée par les paramètres précédents. La figure 4.22 montre successivement l'évolution de la dispersion en énergie pour les trois paramètres les plus influents que sont le rayon d'ionisation, la largeur d'ionisation et le champ électrique extérieur. On remarque qu'à forts courants, la dispersion en énergie devient sensible au rayon initial du faisceau. En effet, un fort courant contenu dans un faible rayon d'ouverture dénote une forte densité de particules au moment de leur ionisation. La probabilité d'interactions est alors fortement augmentée. Concernant, l'influence du champ électrique on comprend aisément les effets de collimation d'un fort champ électrique et donc la meilleure conservation de la brillance. Pourtant, dans le cas de la dispersion en énergie, le champ électrique va augmenter la probabilité de collisions due à la distribution du faisceau et à la vitesse des particules. Le paramètre le plus influent sur le comportement de la dispersion en énergie est σ_0 . La dispersion en énergie évolue presque linéairement avec la largeur σ_0 et ne dépend pas du courant lui-même. Plus la largeur σ_0 sera petite et plus les atomes s'ioniseront à un champ proche et fourniront un faisceau d'ions de faible dispersion énergétique.

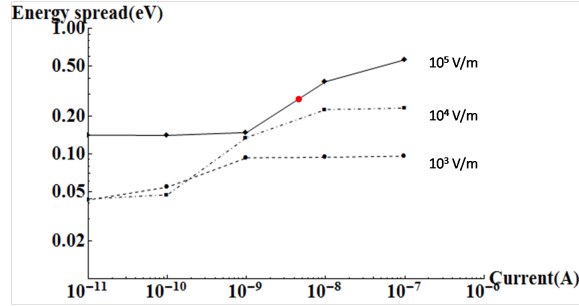
En conclusion, le meilleur compromis pour l'obtention d'un faisceau brillant et de faible dispersion en énergie est trouvé pour une ionisation d'un faisceau de rayon R_0 de 100 μm , une longueur de σ_0 de 1 μm et un champ électrique d'extraction de $10^5 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$. La dispersion en énergie pour un faisceau de 5 nA est alors de 0.3 eV pour une brillance réduite du faisceau d'ions comportant 50% des particules à $2.5 \cdot 10^3 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{V}^{-1}$. Il faut surtout noter qu'il est visible qu'aucune des équations 1.13 et 1.14 ne permet d'expliquer l'ensemble du comportement du faisceau concernant la dispersion en énergie en fonction du champ d'extraction E_{Field} (fig. 4.22) . Il était donc nécessaire de faire ces simulations.



(a) Influence de R_0 sur ΔE en fonction du courant pour un rayon initial R_0 de $10 \mu\text{m}$, $50 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$.



(b) Influence de σ_0 sur ΔE en fonction du courant pour une largeur d'ionisation σ_0 de $1 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$.



(c) Influence de E_{Field} sur ΔE en fonction du courant pour un champ d'extraction E_{Field} de 10^3 V.m^{-1} , 10^4 V.m^{-1} et 10^5 V.m^{-1} .

FIGURE 4.22 – Influence des paramètres de la simulation sur la dispersion en énergie ΔE en fonction du courant. Quand ces paramètres sont fixes, le champ électrique d'extraction E_{Field} est fixé à 10^5 V.m^{-1} , le rayon R_0 est fixé à $50 \mu\text{m}$ et la largeur d'ionisation à $1 \mu\text{m}$.

4.4 Conclusion

Nous avons vu que, malgré l'effet de lentille introduit par la courbure des équipotentielles, cette dernière n'est pas limitante pour l'obtention d'une émittance de $0.048 \text{ mm.mrad. V}^{1/2}$ pour un faisceau d'ions de $100 \text{ }\mu\text{m}$ de diamètre. La dispersion en énergie induite par cette courbure n'est alors que de 70 meV .

Le couplage avec une optique FIB a permis de dégager les grandes lignes de la focalisation du faisceau sur un échantillon. Une des électrodes implantée dans le bloc d'ionisation joue le rôle de lentille condenseur. Ainsi, le couplage s'est uniquement porté sur l'implémentation de la lentille objectif. Les résultats ont montré qu'il était possible de focaliser assez le faisceau pour atteindre une taille de sonde de 530 nm en l'absence d'effets coulombiens.

Concernant l'explosion coulombienne, les différentes interactions ont été prises en compte et simulées par le code General Particule Tracer. Un jeu de paramètres concernant l'ionisation et l'extraction a été défini afin d'évaluer les conséquences des différents effets coulombiens. Pour un rayon de faisceau d'ions de $50 \text{ }\mu\text{m}$, valeur choisie dans l'hypothèse d'une focalisation intense du laser d'excitation Rydberg, il sera nécessaire d'ioniser les atomes sur une faible distance σ_0 de l'ordre du micromètre dans un champ d'extraction maximale de 10^5 V.m^{-1} . Rappelons que cette valeur de champ est une valeur limite raisonnable afin d'éviter les arcs électriques et autres claquages. L'influence de la distribution des atomes de Rydberg aura également une influence puisqu'en simulant le blocage dipolaire à l'aide de la distribution de type Hammersley, nous avons observé une brillance 5 fois supérieure à un faisceau de particules de distribution gaussienne. La brillance à 50% est alors de $2.5.10^3 \text{ A.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{V}^{-1}$ pour une dispersion en énergie due aux interactions coulombiennes de l'ordre de 0.3 eV pour un courant de 5 nA . La brillance pic correspondante est proche de $10^4 \text{ A.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{V}^{-1}$. Cette faible dispersion en énergie est une valeur intéressante. Les valeurs de brillance sont cependant en-deça de nos valeurs de référence définies par les performances de la LMIS mais ont permis d'étudier les effets coulombiens sur notre source dans un fort champ uniforme. Il sera donc nécessaire à l'avenir de simuler complètement notre configuration de champ électrique d'ionisation définie par les électrodes dont les caractéristiques ont été rappelées au cours de ce chapitre. D'autres effets, notamment le gradient de champ, peuvent alors contrebalancer la dégradation de la brillance par les effets coulombiens en compensant la divergence observée [98].

Conclusion générale

L'objectif de mes travaux de thèse est d'étudier la faisabilité d'une source d'ions césium brillante et de faible dispersion énergétique à partir d'atomes froids. Afin de conduire au mieux ce projet, nous avons mené en parallèle une étude théorique et un montage expérimental conçu entièrement pendant cette thèse. Notre démarche expérimentale consistait à produire un jet atomique intense de césium et de faible dispersion angulaire grâce à la technologie des atomes froids qui nous permettait de collimater et d'éventuellement compresser le jet d'atomes. L'ionisation est une étape délicate et notre choix s'est porté sur une ionisation en champ d'atomes au préalable excités vers des états de Rydberg. La source devait être caractérisée et couplée à une optique FIB.

Ces travaux de thèse se sont déroulés dans le cadre d'une collaboration entre le laboratoire Aimé Cotton, spécialisé dans les études laser et le refroidissement d'atomes et la société Orsay Physics, dont le cœur de métier est la conception et la fabrication de FIB. Dans un premier temps, l'étude des techniques laser propres au refroidissement d'atomes et la mise en place d'une partie du montage expérimentale ont été effectuées au laboratoire Aimé Cotton. L'expérience a ensuite été déplacée pour être poursuivie au sein de la société Orsay Physics où j'ai effectué les calculs et simulations.

Dans ce schéma, il est nécessaire de prendre en considération les facteurs influents sur les propriétés de notre faisceau d'ions. Dans un premier temps, nous avons étudié le flux atomique, l'efficacité de la collimation et de l'excitation. Dans un deuxième temps, nous avons analysé les causes probables de la diminution de la brillance finale et de l'élargissement de la dispersion énergétique du faisceau :

- provenant du jet atomique issu du four à recirculation ;
- induite par la durée d'ionisation des atomes de Rydberg en champ ;
- produite par la courbure de l'équipotentielle à l'ionisation ;
- apportée par les effets coulombiens.

Nous avons tout d'abord étudié la production d'un jet d'atomes de césium collimaté et la possibilité de sa compression. Une étude théorique a fourni les résultats possibles de notre configuration qui utilise un four à recirculation. Ce type de conception de four a été choisi notamment pour sa compacité et surtout sa durée de vie. Cependant, de nombreux problèmes de conception ont entraîné d'importants problèmes de vide. Il a été nécessaire de concevoir et mettre sur pied une seconde version de l'expérience. Le flux théorique prévoit une valeur de flux à 2.10^{14} at.s⁻¹ pour une divergence moyenne de 43 mrad à une température maximale de fonctionnement en régime non collisionnel à 455 K. Les résultats expérimentaux montrent qu'il a été possible d'obtenir un flux maximal qui avoisine les 10^{13} at.s⁻¹ pour une température de l'ordre de 450 K. Plusieurs raisons peuvent expliquer cette différence comme par exemple le fait que dans l'évaluation du flux théorique l'influence de la mèche de silice dans l'apport de césium n'est pas prise en compte. Nous avons en effet expérimentalement vu que la densité de la mèche introduite était un paramètre primordial pour le bon fonctionnement du four.

La collimation est l'étape cruciale qui nous permet de diminuer l'émission de notre jet atomique. En effet, le but est de réduire la divergence du faisceau en refroidissant par laser les vitesses transverses du jet de césium. Nous avons effectué quelques simulations afin d'évaluer la longueur d'interaction et la puissance laser nécessaire. Nos simulations ont montré que sur 12 cm d'interaction définis par la longueur des fenêtres de collimation, nous étions en mesure de collimater totalement les vitesses inférieures à 150 m.s⁻¹. De plus, au vu des diagrammes d'émission, il était clair que certains atomes de vitesses longitudinales supérieures pouvaient être considérés comme collimatés. Ainsi, notre théorie prédit un flux d'atomes collimatés de $5.6.10^{13}$ at.s⁻¹ avec un angle d'acceptance de 0.5 mrad en prenant en compte comme température limite, la température définie par le refroidissement Doppler, soit environ 10 cm.s⁻¹. Expérimentalement pour réaliser la collimation, nous utilisons quatre faisceaux laser indépendants, de forte puissance, contrepropageants deux à deux et polarisés σ^+ - σ^- . Dans ces conditions de polarisation laser et de champ magnétique, il est tout à fait concevable de prévoir une température plus basse appelée, température sub-Doppler et qui reste à être évaluée dans notre expérience. Une caractérisation par absorption d'un laser sonde nous a permis de montrer qualitativement les effets de la collimation. Toutefois, pour diverses raisons techniques, nous n'avons pu établir quantitativement l'efficacité de cette étape de collimation du fait de la difficulté à connaître parfaitement tous les paramètres entrant en jeu dans l'expérience, notamment les caractéristiques précises du laser de caractérisation.

Nous avons ensuite rapidement évoqué la possibilité d'une étape de com-

pression qui nous permettrait de conserver la brillance de notre jet atomique. Cette étape sera limitée par une densité limite de $10^{11} \text{ at.cm}^{-3}$ dont nous devons tenir compte dans nos estimations.

Pour l'ionisation nous avons préféré développer un autre schéma d'ionisation que la photo-ionisation, procédé utilisé par les autres équipes du domaine. En effet, le procédé de photo-ionisation, outre la puissance laser importante nécessaire pour produire de forts courant, a le défaut de créer une très forte dispersion en énergie du faisceau d'ions lors de son extraction. Dans le but de conserver une faible dispersion en énergie du faisceau d'ions, nous avons choisi de produire des ions césium à partir d'atomes de Rydberg ionisés en champ. Nous avons optimisé la forme du champ électrique nécessaire à l'excitation des atomes de Rydberg dans un gradient de champ faible ($100 \text{ V.cm}^{-1}.\text{cm}^{-1}$) et l'ionisation dans un fort gradient de champ ($2.10^4 \text{ V.cm}^{-1}.\text{cm}^{-1}$) afin de permettre aux atomes de Rydberg de s'ioniser très rapidement sans subir une trop forte dispersion en énergie. Nous avons montré que la durée de vie des atomes de Rydberg joue également un rôle, notamment sur la distance possible entre ces deux procédés. Notre choix s'est porté sur des atomes de Rydberg excités au niveau $n \approx 30$ qui s'ionisent dans un champ électrique acceptable (autour de 700 V.cm^{-1}) et sans trop de dispersion en énergie (environ 0.5 eV). D'un point de vue expérimental, les électrodes et la chambre d'ionisation ont été entièrement conçues au cours de cette thèse. Les simulations effectuées indiquaient la nécessité de concevoir de très fines électrodes, avec une épaisseur de l'ordre de quelques centaines de micromètres, pour l'obtention du profil de champ voulu. Une lentille particulière a été conçue, selon les résultats des simulations, et fabriquée, assurant l'ionisation des atomes, l'accélération et une première focalisation des ions. Elle sera intégrée dans une chambre d'ionisation, actuellement en cours de montage.

Nous avons également étudié l'influence de la courbure des équipotentielles induite par le fort gradient de champ nécessaire lors de l'ionisation. Cette courbure produit une dispersion en énergie radiale du faisceau d'ions. L'optimisation de cette courbure a permis d'atteindre une dispersion de 70 meV pour un gradient de champ à l'ionisation d'environ $2.10^4 \text{ V.cm}^{-1}.\text{cm}^{-1}$.

L'étude de l'ionisation a permis de mettre en lumière les conséquences de l'effet lentille produit par la courbure de l'équipotentielle à l'ionisation. Nos évaluations de trajectoires sans interaction coulombienne ont permis de déterminer la position de la source virtuelle ainsi que la taille de la striction minimum induite par les aberrations sphériques. La striction minimum obtenue a

Conclusion générale

un diamètre de 67 nm et l'émittance de la source est de $0.048 \text{ mm.mrad.eV}^{1/2}$, soit une brillance environ trois fois meilleure que notre source de référence, la LMIS, pour le même courant d'environ 3.5 nA. Nous avons également couplé notre source avec une optique FIB, plus précisément une lentille objectif puisque dans notre configuration de lentille, une des électrodes de la source joue le rôle de lentille condenseur. Les simulations optiques ont montré que que nous pourrions focaliser notre source d'ions sur un diamètre de 530 nm.

Les performances obtenues après notre étude théorique sont résumées dans le tableau de la figure 4.23.

Paramètres	Jet atomique	Collimation	Compression	Excitation	Ionisation	LMIS
Flux (at.s ⁻¹)	2.10^{14}	5.10^{13}	5.10^{13}	$2.2 .10^{10}$	$2.2 .10^{10} \text{ }^a$	3.5 nA
Divergence (mrad)	43	0.5	0.5	0.5	0.5	8.6
Diamètre (mm)	2	10	1.5 ^b	0.1 ^c	0.1	54.10^{-6}
Dispersion en énergie (meV)	52	52	52	52	$52 \text{ }^d - 70 \text{ }^e - 500 \text{ }^f - 300 \text{ }^g$	5.10^3

- a.* Ce flux d'ions correspond à un courant d'environ 3.5 nA
- b.* Pour une densité de compression limite de $10^{11} \text{ at.cm}^{-3}$
- c.* Pour des faisceaux lasers d'excitation de $100\mu\text{m}$ de diamètre
- d.* Dispersion en énergie initiale du jet atomique
- e.* Dispersion en énergie due à la courbure de l'équipotentielle
- f.* Dispersion en énergie due au temps d'ionisation des Rydberg en champ
- g.* Dispersion en énergie due aux effets coulombiens

FIGURE 4.23 – Tableau récapitulatif des performances attendues de notre source d'ions césium

Tous ces résultats sont cependant à pondérer avec les effets coulombiens. En effet, une première série de simulations nous a permis d'évaluer les effets coulombiens et a montré que ces derniers avaient un effet très important sur la brillance du faisceau. La brillance pic du faisceau d'ions en l'état est proche de $10^4 \text{ A.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{eV}^{-1}$ en considérant le blocage dipolaire, propriété des atomes de Rydberg qui favorise le réarrangement spatial des atomes en limitant la densité. Ce chiffre est à comparer à notre source de référence la LMIS, dont la brillance est de $10^6 \text{ A.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{eV}^{-1}$.

Ces premières estimations doivent toutefois être approfondies. Il sera nécessaire de procéder à une simulation prenant en compte le profil de champ défini par les électrodes du bloc d'excitation-ionisation. La présence d'un fort gradient de champ dans la zone d'ionisation permettra d'accélérer plus fortement les ions au moment où l'explosion coulombienne semble la plus forte et réduira certainement les conséquences des effets coulombiens, notamment liés à la charge globale. Cet effet pourrait donc être favorable. Cette simulation n'a pas été effectuée car notre logiciel de simulation des effets coulombiens, GPT, ne peut que difficilement à ce jour importer des cartes de potentiels extérieures notamment, les résultats fournis par le second logiciel de tracé de trajectoires, Simion, qui nous a permis de modéliser le champ électrique produit par nos électrodes d'ionisation. Cet aspect de la modélisation par GPT est en cours d'amélioration.

Ces travaux de thèse ont également comporté une importante partie expérimentale. L'ensemble de la source d'ions à partir d'atomes froids a été dessiné et réalisé, notamment le four à recirculation, la collimation laser, l'excitation d'atomes de Rydberg, l'ionisation en champ électrique et les aberrations optiques. Le couplage avec une colonne FIB a également été étudié et sera réalisé très prochainement. En somme, le système que nous devons simuler est riche et complexe prenant en compte de très nombreux paramètres. Il reste donc encore des phénomènes dans notre expérience à modéliser afin de pouvoir compléter cette étude.

Tout au long de nos estimations, nous avons fait le choix de nous orienter vers des valeurs assez conservatives. Pour améliorer les performances de notre source, il serait possible par exemple de jouer sur les paramètres suivants :

- Augmenter le diamètre de l'orifice de la chandelle, afin d'accroître ainsi le flux émis par le four ;
- Améliorer le taux d'excitation Rydberg en prenant 100% d'excitation grâce à un procédé qui utilise les passages adiabatiques rapides (RAP) ;
- Augmenter le courant en excitant à plus forte puissance et/ou sur une plus grande surface, en défocalisant le laser d'excitation ;
- Considérer le refroidissement sub-Doppler, collimatant ainsi le jet atomique à de plus faibles vitesses transverses ;
- Prendre en compte les atomes de Rydberg particuliers qui s'ionisent plus rapidement, entraînant ainsi une plus faible dispersion en énergie.

Nous espérons que ces travaux qui constituent une première étude de la faisabilité d'une source d'ions basée sur le refroidissement par laser d'un jet atomique permettront dans le futur d'achever l'évaluation de la source d'ions césium et de réaliser une source couplée à une optique FIB très utile pour de nombreuses applications, en particulier à basses énergies.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] J.L. Hanssen, S.B. Hill, J. Orloff, and J.J. McClelland. Magneto-optical trap-based, high brightness ion source for use as a nanoscale probe. *Nano Letters*, 8 :2844, 2008.
- [2] M. P. Reijnders, P. A. van Kruisbergen, G. Taban, S. B. van der Geer, P. H. A. Mutsaers, E. J. D. Vredenburg, and O. J. Luiten. *Phys. Rev. Lett.*, 102 :034802, 2009.
- [3] J. J. McClelland, J.M. Hanssen, M. Jacka, and S. B. Hill. Magneto-optical trap ion source, 2010.
- [4] Jon Orloff, Lynwood Swanson, and Mark William Utlaut. *High Resolution Focused Ion Beams : FIB and its applications*. Springer, 2002.
- [5] E. Goldstein. Uber eine noch nicht untersuchte strahlungsform an der kathodeinducirter entladungen. *Berlin Akd. Monatsber*, 1886.
- [6] E. Gehrke and O. Reichenheim. *Verhandlungen Deutsche Physikalische Gesellschaft*, 1906.
- [7] A. J. Dempster. A new method of positive ray analysis. *Phys. Rev.*, 1918.
- [8] M. Knoll. Aufladepotential und sekundaremission elektronenbestrahlter korperl. *Zeitschrift fur technische Physik*, 1935.
- [9] A.R. Hill. *Nature*, 1968.
- [10] A.V. Crewe. A high resolution scanning transmission electron microscope. *Rev. Sci. Instrum.*, 1968.
- [11] R.L. Levi Setti. Proton scanning microscopy : feasibility and promise. *Scanning Electron Microscopy*, 1974.
- [12] J.Orloff and L.Swanson. Study of a field ionization source for microprobe applications. *Vac. Sci. Technol.*, 1975.
- [13] V.E. Krohn and G.R. Ringo. Ion source of high brightness using liquid metal. *Appl. Phys. Lett.*, 1975.
- [14] R. Clampitt, K.L. Aitken, and D.K. Jefferies. Intense field emission ion source of liquid metal. *J. Vac. Sci. Technol.*, 12 :1208, 1975.

- [15] P.Sudraud. *These d'Etat*. PhD thesis, Universite d'Orsay, 1979.
- [16] R.L. Seliger, R.L. Kubena, R.D. Olney, J.W. Ward, and V. Wang. High resolution, ion beam processes for microstructure fabrication. *J. Vac. Sci. Technol.*, 1979.
- [17] A Benninghoven, F.G. Rudenauer, and H.W. Werner. *Secondary Ion Mass Spectrometry*. John Wiley and Sons, New York, NY, 1987.
- [18] P. Sigmund. Sputtering from elastic collision spikes in heavy ion bombarded metals. *Journal of Applied Physics*, 52 :990, 1981.
- [19] R.Clampitt and D.K. Jefferies. Culham laboratory report clm/rr/e1/4. 1971.
- [20] G. I. Taylor. *Proc. R. Soc., A* :280, 1964.
- [21] G. BenAssayag, P. Sudraud, and B. Jouffrey. In situ high voltage tem observation of an electrohydrodynamic ion source. *Ultramicroscopy*, 16 :1, 1985.
- [22] H. Niedrig B. Praprotnik W. Driesel, Ch. Dietzsch. Hv tem in situ investigations of the tip shape of a gallium liquid-metal ion/electron emitter. *Ultramicroscopy*, 57 :45 58, 1995.
- [23] D.R.Kingham and L.Swanson. *Appl. Phys.*, A41 :157, 1986.
- [24] P.D. Prewett. *Nucl. Instr. and Meth.*, 189 :111, 1985.
- [25] L. Roussel. *Evaporation de champ d'ions cesium sur une surface liquide : approche physique dans le cas metallique et non metallique*. PhD thesis, Universite Paris 11 Orsay, 2001.
- [26] E.W. Muller and T.T. Tsong. *Field Ion microscopy, Field ionization and Field Evaporation*. Pergamon, 1973.
- [27] S. Kalbitzer. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, 158 :53, 1999.
- [28] S. Kalbitzer and A. Knoblauch. *Appl. Phys. A. : Mater. Sci. Process.*, 78 :269, 2004.
- [29] B. W. Ward, J. A. Notte, and N. P. Economou. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 24 :2871, 2006.
- [30] J. Morgan, J. Notte, R. Hill, and B. Ward. An introduction to the helium ion microscope. *Microscopy Today*, 14, 2006.
- [31] N. S. Smith, W. P. Skoczylas, S. M. Kellog, D. E. Kinion, and P. P. Tesch. High brightness inductively coupled plasma source for high current focused ion beam applications. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 24, 2006.
- [32] P. Sortais, T. Lamy, J. Medard, J. Angot, P. Sudraud, O. Salord, and S. Homri. Technical use of compact micro onde devices. *Rev. Sci. Instrum.*, 83, 2012.

- [33] Patrick O'Shea Martin Reiser. *Theory and design of charged particles beams*. 1994.
- [34] J. Orloff. *Handbook of Charged Particles Optics*. CRC Press, 2008.
- [35] J. E. Barth and P. Kruit. Addition of different contributions to the charged particle probe size. *Optik*, 101 :101, 1996.
- [36] G. L. R. Mair. Electrohydrodynamic instabilities and the energy spread of ions drawn from liquid metals. *J. Phys. D*, 29 :2186, 1996.
- [37] V.N. Tondare. Quest for high brightness, monochromatic noble gas ion sources. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 23 :1498, 2005.
- [38] D. J. Wineland and W. M. Itano. Laser cooling of atoms. *Phys. Rev. A*, 20 :1521, 1979.
- [39] W. D. Phillips, J. V; Prodan, and H. J. Metcalf. Laser colling and electromagnetic trapping of neutral atoms. *J. OPTical Soc. Amer. B*, 2 :1751, 1985.
- [40] S. Chu, J.E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable. *Phys. Rev. Lett.*, 57 :314, 1986.
- [41] C. J. Foot. *Atomic Physics*. 2005.
- [42] E. Streed, A. Chikkatur, T. Gustavson, M. Boyd, Y. Torii, D. Schneble and G. Campbell, D. Pritchard, and W. Ketterle. *Rev. Sci. Instrum.*, 77, 2006.
- [43] Wolfgang Schnitzler, Georg Jacob, Robert Fickler, Ferdinand Schmidt-Kaler, and Kilian Singer. Focusing a deterministic single-ion beam. *New J. Phys.*, 12, 2010.
- [44] Sheludko DV McCulloch AJ Nugent KA Scholten RE. Saliba SD, Putkunz CT. Spatial coherence of electron bunches extracted from an arbitrarily shaped cold atom electron source. *Opt. Express*, 20, 2012.
- [45] Taban G van der Geer SB Mutsaers PH Vredendregt EJ Luiten OJ. Reijnders MP, van Kruisbergen PA. Low energy spread ion bunches from a trapped atomic gas. *Phys. Rev. Lett.*, 102, 2009.
- [46] M. P. Reijnders, N. Debernardi, S. B. van der Geer, P. H. A. Mutsaers, E. J. D. Vredendregt, and O. J. Luiten. Time dependent manipulation of ultracold ion bunches. *J. Appl. Phys.*, 109, 2011.
- [47] N. Debernardi. *UltraCold Ion Beam Source*. PhD thesis, Eindhoven University of Technology, 2012.
- [48] J.L. Hanssen, S.B. Hill, J. Orloff, and J.J. McClelland. Magneto optical trap based, high brightness ion source for use as a nanoscale probe. *Phys. Rev. Lett.*, 96, 2006.

- [49] A. V. Steele, B. Knuffman, J. J. McClelland, and J. Orloff. Focused chromium ion beam. *J. V*, 28, 2010.
- [50] A. V.; Orloff J.; McClelland J. J.; Knuffman, B. J.; Steele. Nanoscale focused ion beam from laser cooled lithium atoms. *New J. Phys.*, 13, 2011.
- [51] A. V. Steele, B. Knuffman, and J. J. McClelland. Inter-ion coulomb interactions in a magneto-optical trap ion source. *J. Appl. Phys.*, 109, 2011.
- [52] B. G. Freinkman, A. V. Eletskii, and S. I. Zaitsev. Laser ion beam formation for nanotechnologies. *Microelectron. Eng.*, 73-74 :139, 2004.
- [53] N.F. Ramsey. *Molecular Beams*. Oxford University Press, 1956.
- [54] R . E . D r u l l i n g e r, D . J. Glaze, and D . B . S u l l i v a n. A recirculating oven for atomic beam frequency standards.
- [55] G. M. Carter and D. E. Pritchard. Recirculating atomic beam oven. *Rev. Sci. Instrum*, 49, 1978.
- [56] L. V. Hau, J.A. Golovchenko, and M.M. Burns. *Rev.Sci. Instrum.*, 65 :3746, 1994.
- [57] C. Slowe, L. Vernac, and L.V. Hau. *Rev.Sci. Instrum.*, 76 :103101, 2005.
- [58] A. Pailloux, T. Alpettaz, and E. Lizon. Candlestick oven with a silica wick provides an intense collimated cesium atomic beam. *Rev.Sci. Instrum.*, 78 :23102, 2007.
- [59] D.A. Steck. Cesium D Line Data, 2008.
- [60] R.D. Present. *Kinetic theory of gases*. McGraw-Hill Book Company, 1958.
- [61] K. Hisadome and M. Kihara. An atomic beam collimator for cesium beam frequency standards. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 31 :1232, 1992.
- [62] V. Gerginov and C. E. Tanner. Fluorescence of a highly collimated atomic cesium beam : Theory and experiment. *Opt. Comm.*, 222 :17, 2003.
- [63] B. Sheehy, S.-Q. Shang, P. Van der Straten, and H. Metcalf. *Chem. Phys.*, 145 :317, 1990.
- [64] C. E. Tanner, B. P. Masterson, and C. E. Wieman. *Opt. Lett.*, 13 :357, 1988.
- [65] F. Lison, H. J. Adams, D. Haubrich, M. Kreis, S. Novak, and D. Meschede. *Appl. Phys. B*, 65 :419, 1997.
- [66] S. Chu and C. Wieman. Laser colling and trapping. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6, 1989.

- [67] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6 :2023, 1989.
- [68] C. Valentin, M.-C. Gagne, J. Yu, and P. Pillet. One-dimension sub-doppler molasses in the presence of static magnetic field. *Europhys. Lett.*, 17 :133, 1992.
- [69] E. J. D. Vredenburg and K. A. H. van Leeuwen. Laser cooling and trapping visualized. *Am. J. Phys.*, 71, 2003.
- [70] A. Aspect, J. Dalibard, A. Heidman, C. Salomon, and C. Cohen Tannoudji. Cooling atoms with stimulated emission. *Phys. Rev. Lett.*, 57, 1986.
- [71] P. N. Melentiev, P. A. Borisov, S. N. Rudnev, A. E. Afanasiev, , and V. I. Balykin. Focusing of an atomic beam by a two-dimensional magneto optical trap. *JETP Letters*, 83, 2006.
- [72] C. A Stan and W. Ketterle. *Rev. Sci. Instrum*, 76, 2005.
- [73] J. Djemaa. *Entonnoir a atomes : Etude experimentale et theorique de la compression transverse par piege magneto optique d'un jet de cesium ralenti et refroidi par laser*. PhD thesis, Universite Paris Sud 11, 1995.
- [74] H. P. Metcalf and P. van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer Verlag New York, 1999.
- [75] T. G. Tiecke S. D. Gensemer, A. Ludewig, and J. T. M. Walraven. High flux two dimensional magneto optical trap source of cold lithium atoms. *Phys. Rev. A*, 80, 2009.
- [76] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard. Phase-space density in the magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 52 :1423, 1995.
- [77] J. Bemmels, E. LEber, A. Gopalan, J. M. Weber, S. Barsotti, M.W. Ruf, and H. Hotop. Energy broadening due to photoion space charge in a high resolution laser photoelectron source. *Rev. Sci. Instrum.*, 72 :4098, 2001.
- [78] Thomas F. Gallagher. *Rydberg Atoms*. Cambridge University Press, 1994.
- [79] P. Goy, J.M. Raimond, G.Vitrant, and S. Haroche. Millimeter wave spectroscopy in cesium rydberg states. quantum defects fine and hyperfine structure measurements. *Phys. Rev A*, 26 :2733, 1982.
- [80] K. H. Weber and C. J. Sansonetti. Accurate energies of ns, np, nd, nf and ng levels of neutral cesium. *Phys. Rev A*, 35 :4650, 1987.
- [81] T.C. Killian, T. Pattard, T. Pohl, and J. M. Rost. Ultracold neutral plasmas. *Phys. Rep.*, 449 :77, 2007.

- [82] T. Cubel, B. K. Teo, V. S. Malinovsky, J. R. Guest, A. Reinhard, B. Knuffman, P.R. Berman, and G. Raithel. Coherent population transfer of ground state atoms into rydberg states. *Phys. Rev A*, 72, 2005.
- [83] D. Comparat and P. Pillet. Dipole blockade in a cold rydberg atomic sample. *Journal of the Optical Society of America B Optical Physics*, 27 :208, 2010.
- [84] N. V. Vitanov, T. Halfmann, B. W. Shore, and K. Bergmann. Laser induced population transfer by adiabatic passage techniques. *Annu. Rev. Phys. Chem.*, 52 :763, 2001.
- [85] M.G. Littman, M.M. Kash, and D. Kleppner. Field ionization processes in excited atoms. *Phys. Rev Lett.*, 41 :103, 1978.
- [86] R.J. Damburg and V. V. Kolosov. A hydrogen atom in a uniform electric field iii. *J. Phys. B.*, 12 :2637, 1979.
- [87] C. Chardonnet, D. Delande, and J. C. Gay. Interference and stabilization in the quasi biund stark spectrum. *Phys. Rev. A*, 39 :1066, 1989.
- [88] D. A . Harmin. Analytical study of quasi discrete stark levels in rydberg atoms. *Phys. Rev. A*, 30 :2413, 1984.
- [89] P. McNicholl, T. Bergeman, and H. J. Metcalf. Lifetime measurements of interference-narrowed sodium stark resonances. *Phys. Rev. A*, 37 :3302, 1988.
- [90] Simion industry standard charged particle optics simulation software.
- [91] A. L. Septier. *Focusing of charged particles*. Academic Press, 1967.
- [92] F. Gounand. Calculation of radial matrix elements and radiative lifetimes for highly excited states of alkali atoms using the coulomb approximation. *J. Phys.*, 40 :457, 1979.
- [93] S. L. Gilbert, M. C. Noecker, and C. E. Wieman. Absolute measurement of the photoionization cross section of the excited 7s state of cesium. *Phys. Rev. A*, 29 :3150–3153, Jun 1984.
- [94] Kaare J. Nygaard, Robert E. Hebner, J. Daniel Jones, and Robert J. Corbin. Photoionization of the $6^2p_{\frac{3}{2},\frac{1}{2}}$ fine-structure levels in cesium. *Phys. Rev. A*, 12 :1440–1447, Oct 1975.
- [95] O. Maragò, D. Ciampini, F. Fuso, E. Arimondo, C. Gabbanini, and S. T. Manson. Photoionization cross sections for excited laser-cooled cesium atoms. *Phys. Rev. A*, 57 :R4110–R4113, Jun 1998.
- [96] General particule tracer (gpt) software.
- [97] S. B. Van der Geer, M. P. Reijnders, M. J. de Loos, E. J. D. Vredenburg, P. H. A. Mutsaers, and O. J. Luiten. Simulated performance of an ultracold ion source. *J. Appl. Phys.*, 102, 2007.

Bibliographie

- [98] B. E. Carlsten. Space charge induced emittance compensation in high brightness photoinjectors. *Particle accelerators*, 49 :27, 1995.