
Décélération d'un jet de molécules froides de BaF temporairement ionisées.

RAPPORT DE STAGE DE RECHERCHE
MASTER 2 LASER OPTIQUE ET MATIERE (LOM)
MAGISTERE DE PHYSIQUE FONDAMENTALE



LABORATOIRE : LABORATOIRE AIME COTTON
BÂTIMENT 221 – CAMPUS D'ORSAY,
91405 ORSAY CEDEX

RESPONSABLE DU STAGE : HANS LIGNIER & BRUNO VIARIS

DATE DU STAGE : DU 29/03/2021 AU 31/07/2021

Marylise SAFFRE (M2 – MAG3)

Table des matières

Introduction :.....	3
I. Présentation de l'expérience:	4
II. Cadre expérimental :.....	5
A. Formation des molécules de BaF	5
B. Enceinte à vide	6
C. Détection des molécules de BaF	10
III. Le Décélérateur	11
A. Champ uniforme.....	12
B. Alignement du décélérateur	13
IV. Résultats :.....	18
Conclusion :.....	24
V. Références.....	26

Introduction :

Dans le cadre de ma formation, le Master Laser Onde et Matière de l'Université Paris-Saclay, j'ai eu l'opportunité de réaliser un stage de fin de Master en laboratoire de recherche. Portant un intérêt particulier pour le domaine de la matière froide, je me suis tout naturellement orienter vers le Laboratoire Aimé Cotton (LAC), situé au bâtiment 505 de l'Université Paris-Saclay à Orsay.

La recherche menée au laboratoire comporte 4 axes : THEOMOL portant sur la théorie des molécules froides, MaF portant sur la matière froide, NANO ϕ sur la nano-physique et LUNAH sur la lumière à l'usage des nanoparticules, atomes et handicap. Durant mon stage, j'ai intégré l'équipe de recherche MaF et plus particulièrement l'opération de recherche sur les molécules froides. Cette expérience s'intéresse au refroidissement des degrés internes et externes d'un jet froid de BaF, une molécule qui possède des propriétés favorables pour la manipulation optique. A moyen et long termes, l'équipe envisage la possibilité d'effectuer des mesures de précision sur les effets de violation P et CP pour lesquels la molécule de BaF présente notoirement une bonne sensibilité. (1)

Au centre de ce sujet de stage se trouve donc les molécules froides. De par leur nombre de degrés de liberté plus important que les atomes, les molécules sont des objets plus compliqués à refroidir, en particulier avec les méthodes optiques. Il existe à ce jour plusieurs méthodes de refroidissement préliminaire, comme la cryogénie ou encore la détente adiabatique qui permettent d'obtenir des échantillons de molécules avec des températures de l'ordre du kelvin. Seulement ce type de refroidissement fournit un jet de molécules très rapide, voire supersonique avec une vitesse pouvant atteindre plusieurs centaines de m/s. Or, si on veut étudier ces molécules et faire des mesures de précision, il faut les arrêter ou du moins les ralentir. C'est pourquoi la décélération des jets de molécules est une question centrale de ce domaine de recherche.

Plusieurs méthodes de décélération, cherchant à ralentir les molécules neutres, existent aujourd'hui. Elles reposent sur les forces dipolaires électrique (décélérateur Stark) ou magnétique (décélérateur Zeeman). Ces méthodes ont déjà prouvé leur efficacité sur des molécules relativement légère comme les molécules de H₂ et NO (2) (3).

Seulement, elles ont montrés leurs limites pour des molécules plus lourdes. En effet, plus les molécules sont lourdes plus elles sont difficiles à ralentir. Pour décélérer une molécule de SrF de 190 m/s à 0m/s en utilisant la décélération Stark, il faut un décélérateur 4,5 m de long! De plus, la fraction de molécules décélérées est relativement faible (1000 molécules décélérées sur 10⁹ produites) (4). Or, la molécule qui nous intéresse ici, le BaF est une molécule encore plus lourde que le SrF ($M_{\text{SrF}} = 125 \text{ g/mol}$, $M_{\text{BaF}} = 157 \text{ g/mol}$).

L'objectif de ce stage est de développer un décélérateur se basant sur un autre type de force : la force électrique. La force électrique étant plus intense que la force dipolaire, on peut espérer décélérer des molécules de plus en plus lourdes efficacement. En effet, avec ce nouveau type de décélérateur on espère pouvoir ralentir avec un champ électrique de quelques Volt/cm, un jet supersonique de molécules en quelques microsecondes, sur une distance de quelques millimètres.

I. Présentation de l'expérience:

Avant toute chose, on commence l'expérience par la formation des molécules de BaF. Pour cela, on utilise une vanne pulsée qui éjecte de l'argon sous haute pression (5 bar) contenant 6% de SF₆, ce dernier réagissant chimiquement avec le matériel ablaté par un laser d'une pastille de baryum (Ba) présente dans la première enceinte à vide. Cette réaction chimique produit la molécule souhaitée de BaF. Au moment où ce gaz d'argon entre dans l'enceinte, du fait de la différence de pression entre celui-ci (5 bar) et l'enceinte de vide (10⁻⁵ mbar), il se produit une détente adiabatique. Les molécules de BaF se thermalisent (partiellement) avec l'argon et forment un jet supersonique d'une vitesse moyenne d'environ 540 m/s avec une dispersion en vitesse attendue de l'ordre de 10 m/s (5), ce qui correspond à une température translationnelle attendue de l'ordre de quelques Kelvin (6).

Une fois formée, la partie centrale du jet de molécules est sélectionnée en passant à travers un écorceur de 3mm de diamètre ; il pénètre ainsi dans une seconde enceinte où le vide est maintenu à une pression de 10⁻⁷ mbar. C'est dans cette enceinte que la décélération du jet peut être réalisée. La technique envisagée repose sur trois étapes : la photoionisation des molécules en BaF⁺, la décélération des ions par l'application d'un champ électrique homogène, et enfin la neutralisation du jet d'ions moléculaires ralentis.

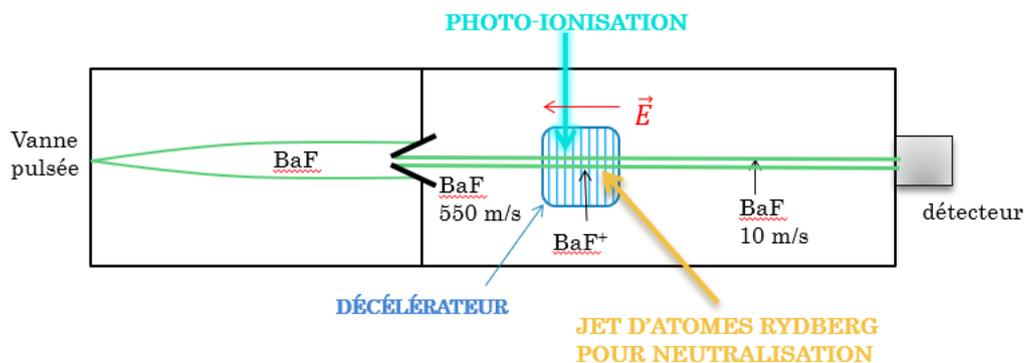


Figure 1 Schéma de l'expérience

La première étape de la décélération est donc la photoionisation. Le paquet de molécules de BaF est soumis à l'impulsion d'un laser OPO qui permet une ionisation résonante à deux photons. Le premier photon sert à réaliser une transition entre l'état X(Σ, v) et l'état C($\Pi, v'=v$)

et le second photon transfère la molécule de l'état C vers le continuum d'ionisation et forme ainsi BaF^+ .

Après la création des ions, on va pouvoir procéder à la deuxième étape : la phase de décélération. On va, pour cela, appliquer un champ électrique uniforme d'un Volt/cm pendant une durée de quelques microsecondes. Ce champ électrique ralentit le jet d'ions moléculaires sur quelques millimètres, de 540 m/s en moyenne jusqu'à une dizaine de m/s.

Enfin, une fois les ions suffisamment ralentis, on procède à la troisième et dernière étape : la neutralisation des ions BaF^+ grâce à un jet d'atomes de césium excités dans un de leur état de Rydberg. Le jet d'atome de césium sera créé par un four à césium et trois lasers pour l'excitation Rydberg. Cette étape cruciale ne sera pas étudiée ici, on se focalisera surtout sur l'étape de décélération et la caractérisation du décélérateur.

Enfin les molécules décélérées seront détectées par des galettes à micro-canaux produisant un signal électrique qui sera par la suite étudié grâce à un oscilloscope.

II. Cadre expérimental :

Avant de pouvoir tester le décélérateur, il a fallu modifier la configuration de l'expérience pour installer de nouveaux éléments. Ce travail a essentiellement consisté à rendre fonctionnel différents aspects du montage relatifs au vide et aux sources lasers, ce qui m'a permis d'acquérir différentes techniques typiques de ce domaine de recherche.

A. Formation des molécules de BaF

Pour former les molécules de BaF , il faut ablater une pastille de baryum placée juste avant l'écorceur. Le laser anciennement utilisé pour réaliser cette ablation a dû être remplacé par un laser YAG pulsé doublé à 532nm (Quantel YG585). Pour pouvoir former les molécules de BaF , il faut que l'ablation du Ba coïncide avec l'arrivée du gaz Ar/SF_6 au niveau de la pastille de baryum. Pour bien cadencer ces deux événements, il faut pouvoir maîtriser l'ouverture de la vanne et le déclenchement du laser pulsé. Un programme LabVIEW a déjà été créé à cet effet par l'équipe, pour envoyer des signaux de déclenchement générés par une carte entrée/sortie numérique (logique 3,3V). L'ordinateur de commande peut alors fournir des signaux de déclenchement caractérisés par une tension de sortie de 0V ou 3,3V.

Pour réussir à déclencher le laser YG 585 via le programme de commande, il faut fournir au laser plusieurs signaux, selon la séquence suivante précisée dans la documentation :

- L'ordre de charge, une impulsion de 15 V (faible impédance) qui déclenche la charge des condensateurs du laser lorsqu'il est ramené à 0V ;
- L'ordre de décharge (flash), une impulsion de 15V (faible impédance) qui donne l'ordre d'allumer les lampes flash lorsqu'il est ramené à 0V.

Ces signaux de 10 μs sont envoyés sur les différentes connectiques d'un connecteur D9 « EXTERNAL » qui a été montée sur la face arrière de l'unité de contrôle du laser. Par ailleurs, il faut veiller à ce que le laser n'envoie pas d'impulsion de 15V ($> 6\text{V}$, supérieure à la plage de tensions autorisés par la carte logique) directement vers l'ordinateur. Il existe des diodes de protection sur la carte logique, mais pour plus de sécurité, un transistor a été installé entre le laser et l'ordinateur.

Il faut enfin envoyer une dernière impulsion électrique de 15V pendant de 10 μs avec cette fois une résistance de 50 Ohms sur le connecteur « Q-SW. INPUT » qui permet de déclencher le Q-switch du laser. La carte logique de l'ordinateur ne pouvant pas envoyer de tension supérieure à 3,3V, il a fallu trouver un moyen d'élever ou d'amplifier cette tension à 15V. Pour cela, on utilise un opto-coupleur:

- quand la carte logique ne fournit pas de tension (0V), la LED est éteinte, le phototransistor est bloqué (ce qui protège la carte logique), et l'entrée Q-switch est à la masse via une résistance de 1000 Ohms,
- quand la carte logique fournit 3,3V à la LED, le phototransistor devient conducteur et l'entrée Q-switch est reliée au +15V

Un dernier critère important à respecter pour le bon déclenchement de ce laser est le délai entre chaque impulsion. En effet, l'ordre de charge doit être envoyé 2 ms avant le signal flash, si ce temps n'est pas respecté les condensateurs ne se chargent pas correctement ce qui induit une perte de puissance au laser voire une impossibilité de déclencher les lampes flash. De même, le signal de Q-switch doit être envoyé 490 μs après le signal flash.

Après avoir mis en place toute l'électronique nécessaire à la création et l'envoi de ces impulsions électriques, on a mis à jour le programme LabVIEW en respectant bien le critère des délais de chaque signal ce qui a permis d'obtenir un laser pulsé d'ablation parfaitement fonctionnel.

B. Enceinte à vide

Pour que le jet de molécules puisse se propager librement, il est nécessaire que les molécules ne subissent quasiment aucune collision durant leur parcours. C'est pour cela qu'il est crucial de réaliser l'expérience sous vide ; il existe une valeur de pression au-delà de laquelle le jet serait complètement perdu de par les collisions avec les autres espèces présentes dans l'enceinte. Pour cela, il faut s'assurer que le taux de collision est très inférieur à 1 (entre 0,1-1%) sur la distance L de propagation du jet. Ce taux de collision dépend de la section efficace de collision des molécules de BaF sur les particules résiduelles du vide qui sont principalement l'argon (le gaz porteur). En se plaçant dans le modèle des sphères dures, on connaît le rayon de l'argon, r_{Ar} qui est égale à 188 pm. Pour la molécule de BaF, on peut construire un volume

équivalent grâce aux rayons de Van Der Waals de Ba (283 pm) et de F (147pm), ainsi que la longueur de la liaison des deux atomes (210 pm). En approximant la molécule à une sphère, on peut estimer le rayon de BaF, r_{BaF} à 400 pm. Ainsi on peut obtenir la section efficace de collisions σ des molécules de BaF :

$$\sigma = \pi(r_{\text{Ar}} + r_{\text{BaF}})^2$$

Ici, on trouve approximativement $\sigma = 1,1 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$. On évalue alors la probabilité P de collision sur le trajet par l'équation:

$$P = \sigma * L * n$$

où n est la densité d'Argon donné par l'équation des gaz parfait. On peut donc réécrire l'équation sous la forme :

$$P = \sigma * L * \frac{p}{k_B T}$$

avec T la température de l'enceinte à vide, k_B la constante de Boltzmann, et p la pression dans l'enceinte.

Si on veut une probabilité de collision de 0.01 (1%), pour un jet de longueur L de 30cm à température ambiante (environ 20°C), on en déduit que la pression dans l'enceinte doit être inférieure à 10^{-6} mbar.

Pour obtenir ces valeurs de vide, on utilise deux différents types de pompes. Tout d'abord, la pompe primaire qui permet de passer de la pression atmosphérique (1 bar) à des valeurs de vide primaire (environ 10^{-3} mbar). Pour obtenir un vide plus poussé, il est nécessaire d'utiliser un système de pompage secondaire qui est assuré ici par deux pompes turbomoléculaires. Cette pompe ne fonctionne qu'à partir d'environ 10^{-2} mbar et permet d'accéder à des pressions jusqu'à 10^{-7} mbar.

L'installation et la réorganisation de l'expérience (déplacement des galettes micro-canaux, insertion du décélérateur) a affecté la qualité du vide qui, dans un premier temps, ne permettait plus que de descendre à des pressions de l'ordre de 10^{-5} mbar au lieu des 10^{-7} mbar attendu. Cette valeur plus élevée de pression peut être expliquée soit par la présence de fuites dans l'enceinte à vide soit par un phénomène de dégazage qui se produit lorsque les molécules originellement collées aux parois ou sur un élément de l'enceinte à vide se détachent sous forme gazeuse. Le dégazage pouvait être non négligeable du fait que l'enceinte était restée à l'air libre pendant plusieurs heures. Pour savoir lequel de ces deux phénomènes est à l'origine de le problème, il a fallu entreprendre tout un travail d'enquête. On a commencé par faire plusieurs remontées de pressions, permettant de calculer la valeur des taux de fuites. Pour cela, il a fallu, en premier lieu, éteindre les trois pompes à vide. Une fois les pompes

complètement arrêtées, on a relevé les différentes valeurs de la pression au cours du temps. Connaissant le volume total de l'enceinte (25l), on peut alors calculer son taux de fuite Q:

$$Q = V \frac{\Delta P}{\Delta t}$$

Dans le système international (SI), le taux de fuite Q s'exprime en Pa.m⁻³/s mais on l'exprime souvent en mbar.l/s car dans cet unité de mesure il est assez facile d'évaluer Q en regardant la vitesse à laquelle la pression augmente lors d'une remontée de pression. Par exemple, si la pression augmente de 1 mbar par seconde on aura alors, avec une enceinte de 25 l, un taux de fuite de 25 mbar.l/s. Ainsi, dans un premier temps, on a obtenu une valeur de taux de fuite de 1,54×10⁻² mbar.l/s ce qui d'après la littérature (7) révèle bien la présence de fuites dans le système de vide. En effet, pour les valeurs de vide (10⁻⁵ mbar), un taux de fuite Q supérieur à 10⁻⁴ mbar.l/s correspond à un système ayant des fuites et non à un dégazage. De plus, lorsqu'il y a un dégazage, la courbe de la pression en fonction du temps lors d'une remontée de pression sature, ce qui n'a pas été le cas ici.

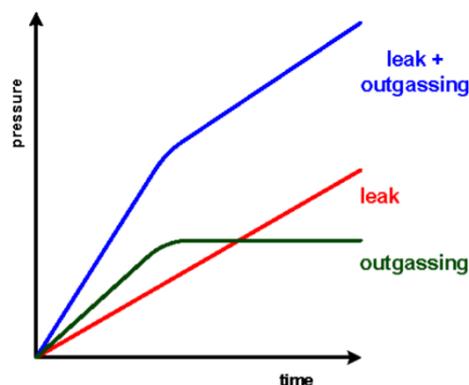


Figure 2 L'augmentation de la pression dû au dégazage, aux fuites, et à la fois aux fuites et au dégazage (7)

Sachant cela, on a pu alors commencer la recherche des fuites grâce à un cherche fuite. Cet appareil se compose d'une pompe primaire et d'un détecteur d'hélium que l'on va installer sur l'enceinte à vide. En approchant un fin filet de gaz He au niveau d'une fuite, l'hélium va facilement s'infiltrer à l'intérieur de la cuve puis sera détecté par l'appareil. Plusieurs fuites ont été détectées par cette méthode, cependant le taux de fuite Q restait toujours élevé 2,6×10⁻⁴ mbar.l/s (supérieur à 10⁻⁴ mbar.l/s). Pour s'assurer que ces valeurs ne sont pas révélatrices d'un fort dégazage de molécules parasites, par exemple l'huile des pompes à vide qui serait remontée dans l'expérience, on a utilisé un RGA (Residual Gas Analyzer) qui permet de détecter la nature des espèces chimiques présentes dans l'enceinte. Cet appareil, directement installé sur l'enceinte à vide, va d'abord ioniser les molécules et atomes présents grâce un filament alimenté par une haute tension. Le RGA est alors capable de mesurer le courant ionique correspondant aux ions de rapports masse/charge différents et donc d'obtenir les pressions partielles. Pendant l'utilisation du RGA, il faut veiller à ne pas le

soumettre à des pressions supérieures à 10^{-4} mbar afin de ne pas endommager le filament. Après analyse de l'enceinte, le RGA fournit un spectre de masses des espèces présentes dans l'enceinte, ce qui permet d'écarter la théorie de la fuite d'huile de pompe dans l'enceinte à vide. Les espèces chimiques détectées dans l'enceinte étaient principalement les molécules d'azote, de dioxygène. Ces molécules composant l'air ambiant se trouvaient en proportion équivalente à celle de l'atmosphère (78% de diazote, 20% de dioxygène) ce qui une nouvelle fois est révélateur de fuites dans l'enceinte. Le RGA que l'on utilise ici, faisant aussi office de recherche fuite, différentes fuites ont pu être localisées. Globalement ces fuites se situent toujours au niveau des ouvertures de l'enceinte sur lesquels sont placés des hublots, des instruments (jauge de pression, MCP) ou d'autres brides variées (bouchons, connectiques). Il en existe une trentaine. Ce travail a permis d'abaisser le taux de fuite à 4.37×10^{-5} mbar.l/s.

Hormis les problèmes de fuite, un bon vide requiert bien sûr un bon fonctionnement du système de pompage. Durant mon stage, le contrôleur d'une des pompes turbomoléculaire est tombé en panne. Il est toutefois possible de contourner ce problème par des méthodes différentes. La première solution a été l'installation d'une petite pompe turbomoléculaire de vitesse de pompage égale à 1 l/s provenant d'un banc de pompage. Cette dernière a permis d'améliorer assez le vide (jusqu'à 10^{-5} mbar) pour pouvoir observer les premiers jets de molécules froides.

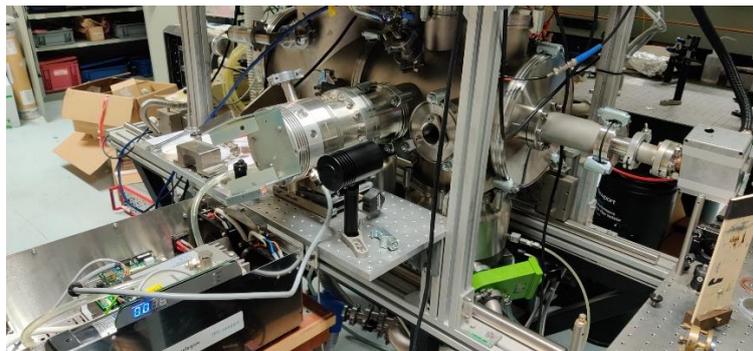


Figure 3 Photo de la petite pompe turbomoléculaire de remplacement provenant d'un banc de pompage

La seconde solution, plus efficace, a été permise du fait que le contrôleur tombé en panne est composé d'un système de modification des paramètres et d'une alimentation de puissance (140V/7A). Il s'est avéré que c'est cette dernière qui était défectueuse. Dans ce cas, il est possible d'utiliser un unique contrôleur pour modifier les paramètres des deux pompes (il suffit de connecter alternativement les deux pompes) et d'alimenter une des pompes avec l'alimentation de puissance embarquée dans le contrôleur et l'autre pompe avec une source externe de mêmes caractéristiques (deux alimentations de 70V ont été mises en série). Cette technique a permis de retrouver les valeurs de vide optimales de 10^{-7} mbar.

C. Détection des molécules de BaF

Pour étudier la décélération de BaF, il est important de connaître la vitesse des molécules dans l'expérience. De manière générale, cette vitesse sera déterminée à partir du temps de vol (avec la tendance simple que plus celui-ci augmente, plus le jet de molécules est ralenti). La méthode de détection utilisée ici permet d'avoir accès à ce temps, en détectant les ions BaF⁺ avec un détecteur à galette micro-canaux (MCP de l'anglais microchannel plate). En effet, ce sont ces ions BaF⁺ créés par photo-ionisation des molécules de BaF décélérées qui seront détectés et non pas les molécules de BaF neutres.

Le détecteur utilisé ici est, comme son nom l'indique, composé de galettes polarisées en céramique comportant un réseau de micro-canaux. Lorsqu'une charge entre dans un canal et percute sa paroi, elle provoque l'émission de plusieurs électrons qui seront accélérés grâce à une haute tension. Ces électrons percuteront à leur tour les parois du canal jusqu'à création d'un signal électrique important qui sera transmis à un oscilloscope.

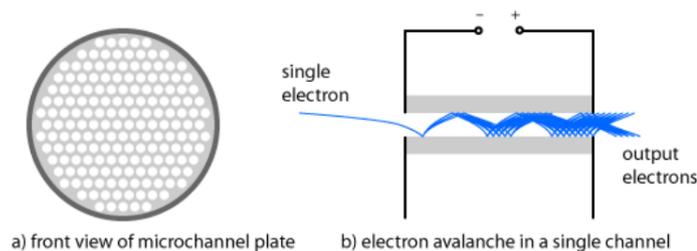


Figure 4 Schéma détecteur MCP

Ce signal nous renseigne sur la quantité (par son amplitude) et la vitesse (par la mesure de son temps d'arrivée) des ions BaF⁺ détectés et donc des molécules de BaF de notre expérience.

Pour réaliser la photo-ionisation des molécules de BaF, nécessaire à la détection par MCP, on utilise un laser OPO (Oscillateur Paramétrique Optique) que l'on place à $20\,175\text{ cm}^{-1}$ (environ 495,6 nm). La résonance étant élargie par puissance laser, la longueur d'onde du laser peut être ajustée sur une plage de plusieurs dizaine de cm^{-1} . Lors l'acquisition des données, c'est-à-dire la détection des molécules de BaF, il est possible de balayer une plage de longueurs d'onde (entre 275 nm et 1700 nm) avec le laser OPO, de par la bonne accordabilité de celui-ci. Pendant ce balayage, on mesure la longueur d'onde du laser avec un lambdamètre via une fibre optique. Cependant, comme le modèle du lambdamètre a été remplacé (modèle Highfinesse remplacé par Bristol), il a fallu développer un programme via LabVIEW permettant de récupérer la longueur d'onde de l'OPO et le signal de BaF⁺ de l'oscilloscope. Ce programme LabVIEW permet de communiquer avec les deux appareils simultanément et de sauvegarder dans un unique fichier les données correspondant aux deux appareils en fonction du temps.

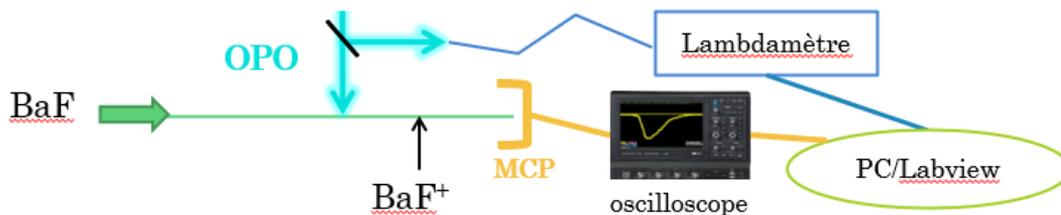


Figure 5 Schéma de la méthode de détection et synchronisation des données expérimentales

III. Le Décélérateur

A mon arrivée au labo, les pièces du décélérateur sortaient de l'usinage. La première chose à faire, fut alors l'assemblage de celui-ci. Le décélérateur se compose de six plaques circulaires en acier inoxydable qui servent d'électrodes pour la création du champ électrique. Ces électrodes, dont les potentiels sont fixés par des résistances, sont isolées les unes des autres par céramiques. Pour le passage du jet de molécules de BaF, les électrodes sont percées d'un trou de 50 mm de diamètre en leurs centres. Ce trou sont partiellement bouchées pour la première et la dernière électrode grâce à un diaphragme de 3mm de diamètre, ce qui permet de sélectionner la partie centrale du jet de molécules, réduisant la divergence du jet dans le décélérateur. Le décélérateur possède également plusieurs ouvertures latérales destinées au passage des lasers (pour la photoionisation du jet avant la phase de décélération) et au passage du jet d'atomes de Rydberg (pour la neutralisation du jet après la décélération). Le décélérateur a été installé dans l'enceinte à vide ; trois vis permettent d'ajuster sa position verticalement et horizontalement et de le fixer. La position de la face de sortie du décélérateur – et donc son orientation par rapport au jet de molécules -- peut également être ajustée grâce à un système d'orientation comparable à la monture d'un miroir : une bille et deux vis pouvant déplacer la face de sortie selon respectivement l'axe vertical et l'axe horizontal du décélérateur.

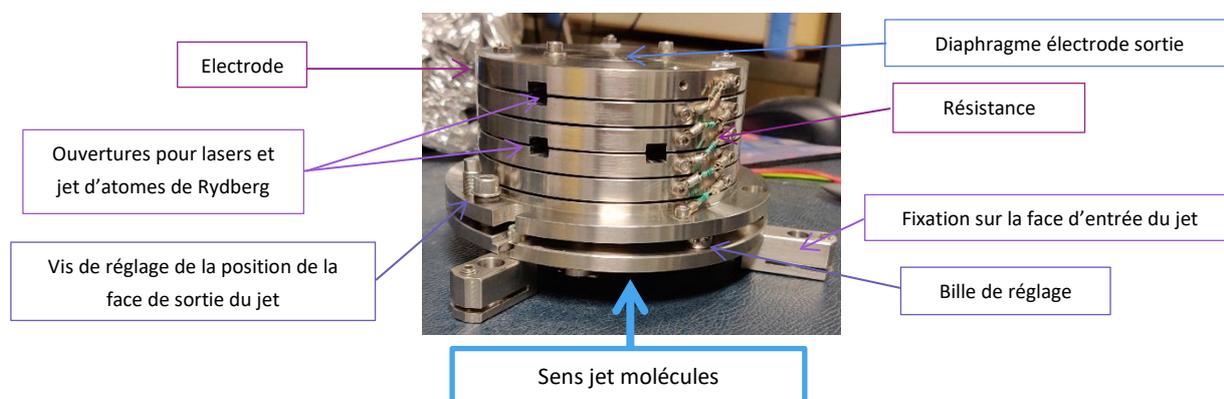


Figure 6 Photo du décélérateur

A. Champ uniforme

Pour que le jet de molécules suive une décélération uniforme dans son sens de propagation, il est nécessaire de créer un champ uniforme. La non-uniformité du champ électrique induirait une dispersion supplémentaire des vitesses dans l'échantillon, et donc un réchauffement de celui-ci. A la sortie de l'écorceur, on estime que pour une température du jet de l'ordre de quelques Kelvin, la dispersion des vitesses longitudinales est de quelques 10 m/s. La vitesse moyenne du jet étant de 540 m/s, cette dispersion représente une incertitude sur la vitesse d'environ 2%. On veut donc un champ dont la non-uniformité provoque une dispersion des vitesses négligeables par rapport au 2% trouvé précédemment. On choisit d'appliquer un champ électrique au sein du décélérateur, dont l'uniformité est en réalité bien meilleure, à 0,1% près.

Cette incertitude du champ est a priori garantie car le décélérateur a été dessiné de telle sorte à respecter cette contrainte. Lors de l'assemblage du décélérateur, les 6 électrodes sont empilées de la manière la plus équidistante possible (0,1 mm près). Ce petit défaut d'équidistance peut-être en partie corrigé par un ajustement de potentiel de façon à ce que V/z entre deux électrodes soit constant (V est la différence de potentiel et z est la distance entre deux électrodes). Pour cela, on a d'abord mesuré avec précision (à 100 μm près) la position de chaque électrode. Une fois ces distances connues, il a suffi d'ajuster les potentiels des électrodes en choisissant plus sensiblement les résistances (à 0,01 Ohms près) pour obtenir le champ électrique uniforme à la précision recherchée. Les données pour chaque couple d'électrodes sont données dans le tableau 1.

Electrodes	Distance z entre électrodes (mm)	Valeur de résistance (Ohm)
1-2	$9,97 \pm 0,08$	100,19
2-3	$9,95 \pm 0,02$	99,59
3-4	10,05	100,59
4-5	$9,97 \pm 0,03$	99,79
5-6	10,10	101,09

Tableau 1 Tableau des valeurs des résistances utilisées pour rectifier la variation de l'écart des électrodes et assurer un champ électrique uniforme au sein du décélérateur

Avant d'installer le décélérateur dans l'expérience, il faut procéder à plusieurs vérifications. Tout d'abord, des tests statiques comme la mesure des tensions entre chaque électrode pour s'assurer qu'elles correspondaient bien aux valeurs calculées pour garantir l'uniformité du champ électrique. Ensuite, il faut procéder à plusieurs tests dynamiques comme la mesure du profil temporel de l'impulsion électrique. Ces tests permettent, en mesurant les temps de montée de l'impulsion, de vérifier qu'il n'y a aucun effet capacitif au sein du décélérateur. Pour une impulsion de 10 μs , un temps de montée d'environ 30 ns a été mesuré ce qui est bien négligeable devant la durée de l'impulsion et prouve l'absence d'effet capacitif significatif dans le décélérateur. Par ailleurs, on a remarqué la présence d'un « overshoot » c'est-à-dire

une oscillation au niveau de la montée de l'impulsion carrée. Cet overshoot est assez problématique dans le cas présent puisque l'oscillation du champ ne permet plus de connaître l'accélération effective subit par les molécules pendant un temps donné simplement à partir de la tension appliquée (comme c'est le cas lorsque le champ passe d'une valeur à une autre brutalement). L'overshoot observé est dû à un problème d'adaptation de l'impédance entre le générateur de tension et le décélérateur qu'il alimente. Au moyen d'une modélisation électrique du décélérateur (Fig. 7) et d'une simulation de l'impulsion, il a été mis en évidence que l'installation d'une plus grande impédance (environ 150 Ohms au lieu de 50 Ohms) en sortie du générateur de tension permettrait de s'affranchir de cet overshoot (Fig. 8).

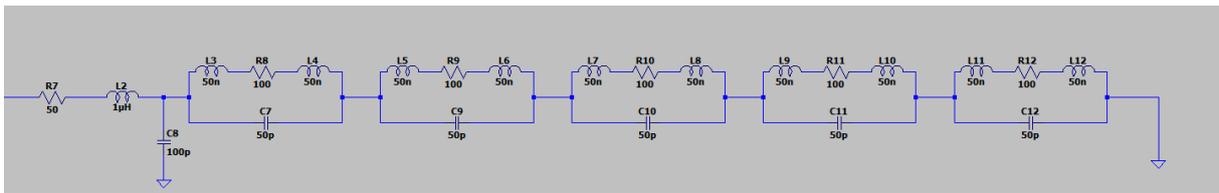


Figure 7 Modélisation électrique du décélérateur

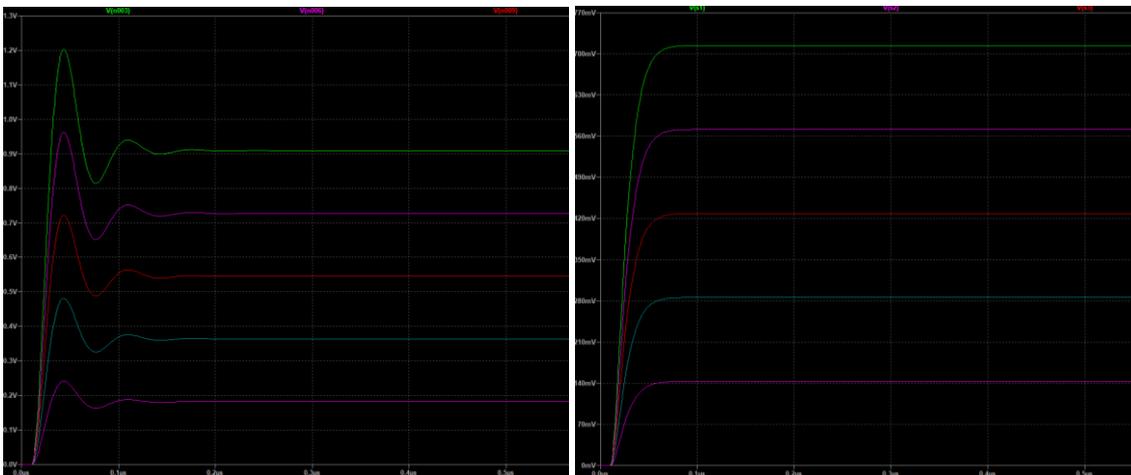


Figure 8 Simulation de plusieurs signaux électriques envoyés au décélérateur, avec une impédance en sortie de 50 Ohms (à droite) et avec une impédance de sortie de 150 Ohms (à gauche)

B. Alignement du décélérateur

Ces vérifications sur le champ faites, le décélérateur peut être placé au sein de la cavité à vide de l'expérience en s'assurant du bon alignement avec le jet de BaF que l'on suppose très peu divergent. En effet, pour garantir la détection de les molécules refroidies et décélérées, il faut que les trous de la face d'entrée et de sortie du décélérateur soit alignés à la fois avec l'écorceur et avec la vanne par laquelle sort le gaz de SF₆. Pour cela, on réalise un alignement optique avec un laser He-Ne (hélium-néon) en commençant par aligner la vanne, l'écorceur de 3,5 mm de diamètre et le trou de la face d'entrée du décélérateur de 3mm de diamètre. Pour simplifier l'alignement de ces trois premiers trous, on enlève le diaphragme de la face de

sortie du décélérateur remplaçant ainsi un trou de 3mm de diamètre par un trou de 50 mm de diamètre. Pour vérifier l'alignement de ces trous, on utilise un miroir que l'on place sur les différents supports censés être perpendiculaire à la direction de propagation du jet, afin visualiser le retour du faisceau (voir Figure 6). En effet, lorsque la rétro-réflexion du laser est aligné sur le faisceau incident, alors l'orientation du laser est la même que celle de l'axe longitudinale de l'enceinte. Il est apparu qu'en plaçant un miroir sur la vanne, on observe un défaut d'orientation de la vanne (légère inclinaison) par rapport à l'enceinte qui ne peut malheureusement être rectifié.

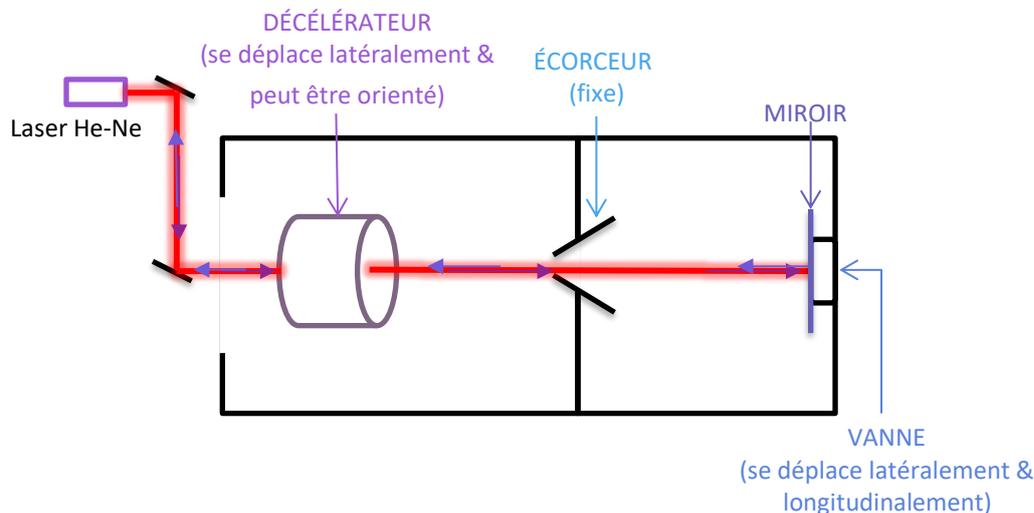


Figure 9 Schéma de principe de l'alignement du décélérateur avec le jet de molécules BaF

Une fois que les trois trous précédents sont alignés, on fixe la position du décélérateur grâce à trois vis de fixation du décélérateur. Ensuite, on remplace le diaphragme de la face de sortie du laser pour terminer l'alignement du décélérateur avec le jet de molécules. Pour aligner ce dernier trou avec les autres, on peut déplacer uniquement la face de sortie du décélérateur grâce au système d'orientation de cette face évoqué précédemment permettant de changer la position du trou de sortie du jet verticalement et horizontalement de plusieurs millimètres (voir figures 5 et 7). Enfin, on vérifie que le faisceau du laser He-Ne est bien aligné en regardant comme précédemment le faisceau retour grâce à un miroir qu'on peut placer sur la vanne, et ensuite sur la face de sortie du décélérateur.

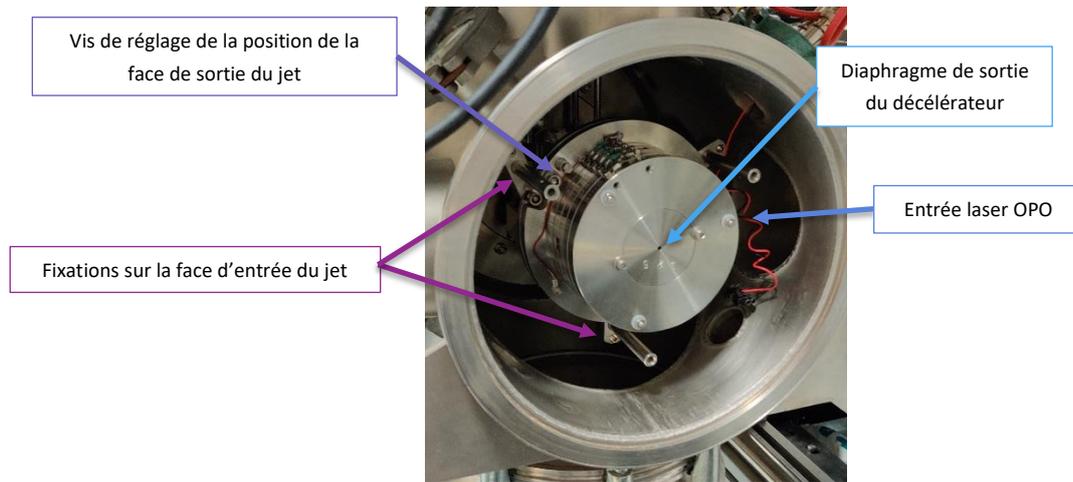


Figure 10 Photos du décélérateur : placé dans l'enceinte à vide

Le décélérateur est alors convenablement aligné avec le jet de molécules froides. Pour que le décélérateur soit fonctionnel, il reste deux choses à installer. La première, c'est le branchement des connectiques nécessaires pour alimenter les électrodes et donc la création du champ électrique précédemment évoqué. La deuxième chose est l'alignement du laser OPO avec la fenêtre d'entrée (voir figure 6) du décélérateur pour l'ionisation du jet de molécules avant la décélération.

Pour vérifier l'alignement du décélérateur avec l'expérience, on observe d'abord le signal obtenu avec le trou de 50 mm (sans diaphragme sur la face de sortie). Le signal observé est intense (150 mV), et dépend peu de la tension appliquée au décélérateur.

On observe ensuite, le signal d'ions avec le trou de 3 mm (avec diaphragme). Cette configuration est plus sensible à un mauvais alignement du décélérateur et permet de s'affranchir de l'influence du champ des MCP sur les ions au sein du décélérateur (le champ des MCP ne pénètre plus dans le décélérateur). Après un premier test, il s'est avéré que le signal était très faible dans cette configuration pour une tension nulle sur le décélérateur. Cependant, en appliquant au décélérateur une tension négative inférieure à -4V qui accélèrent les ions BaF^+ , on retrouve un signal plus élevé. Ce signal a pu être amplifié grâce à l'application de la tension négative qui crée un champ électrique redressant la trajectoires des ions vers le trou de sortie. On remarque également que plus la tension est négative, et plus le signal obtenu est étroit. La plus grande visibilité du signal s'explique par la plus grande concentration temporelle des ions lorsque leur vitesse est grande. En effet, les ions sont produits sur une région de la taille transverse du faisceau OPO (5mm). Or, ces ions doivent parcourir une distance de 20 à 25mm à une vitesse v avant de sortir du décélérateur. La différence de temps de sortie du décélérateur qui existe entre les premiers ions du paquet de molécules ionisées et les derniers est donc de $5\text{mm}/v$. Sans accélération, cette différence de temps est d'environ $10\mu\text{s}$. Lorsqu'une accélération est appliquée aux ions, ce temps est

fortement réduit et donc le signal est plus étroit ce qui explique pourquoi ce signal est plus facile à observer (car il y a un bruit de fond).

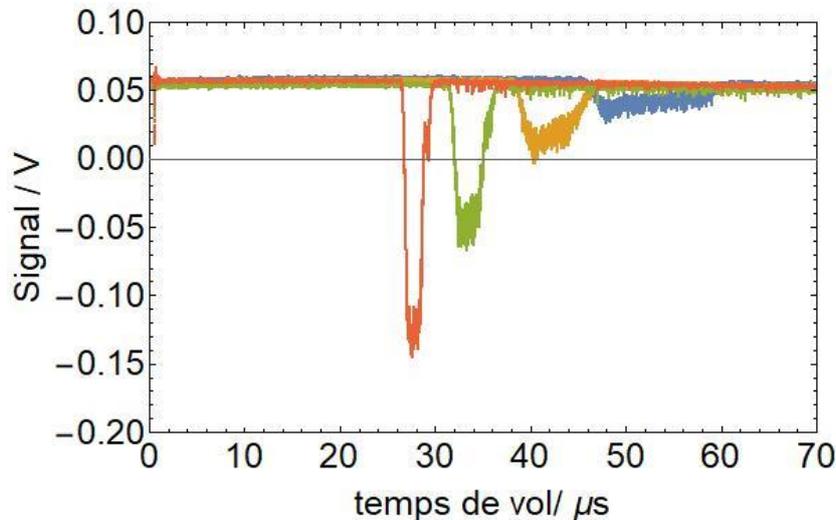


Figure 11 Signaux des ions détectés sur les MCP pour différentes tensions: en orange à -6V, en vert à -3V, en jaune à -1V et en bleu à 0V

Les deux observations, faites durant le précédent test, indiquent qu'il y a bien un défaut d'alignement dans l'expérience. Afin de rectifier cette déviation, on a conçu un nouveau diaphragme de la même dimension que le précédent mais avec un trou excentré de 1,5 mm. Le protocole est simple : on observe le signal reçu en plaçant le trou excentré selon une direction (vers le haut, le bas, la droite...) si le signal augmente alors on connaît la direction de la déviation. Pour améliorer les mesures du signal, une tension négative de -6 V est appliquée au décélérateur. Grâce à cette méthode, on a pu rectifier la position de la face de sortie du décélérateur afin d'avoir un peu plus de signal (d' 7 mV/μs à plus de 10mV/μs).

Par ailleurs, on a remarqué que la position de la vanne avait une grande influence sur l'amplitude du signal. Dans l'enceinte à vide, la vanne peut être déplacée de deux manières par rapport à la direction du jet de molécules :

- Longitudinalement, on peut rapprocher la vanne de l'écorceur ou l'en éloigner en faisant un déplacement sous vide ;
- Latéralement, on peut déplacer la vanne dans le plan perpendiculaire au jet grâce à un système de vis d'ajustement.

On a d'abord observé l'effet du déplacement longitudinal de la vanne sur le signal, toujours en appliquant une tension négative de -6V : lorsque la vanne est proche de l'écorceur le signal reçu est plus faible que lorsque la vanne est éloignée. Ce résultat peut être expliqué par un défaut d'alignement entre la vanne et l'écorceur. En effet, dans le cas où la vanne est proche de l'écorceur (à 1cm), la partie du jet de molécules sélectionnée par celui-ci possèdera un angle par rapport à la direction de propagation ce qui induira une perte importante du signal. Lorsque la vanne est éloignée de l'écorceur (à environ 4cm), cet angle d'insertion dans

l'écorceur est plus faible est donc le jet de molécule est moins dévié d'où un signal plus important (voir figure ci-dessous).

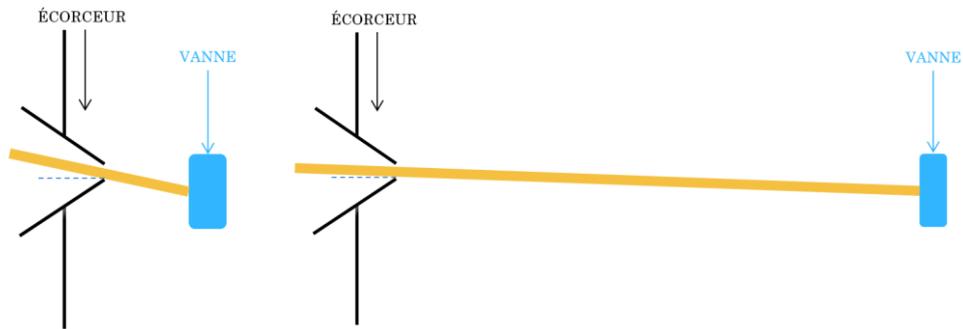


Figure 12 Inclinaison du jet de molécules en fonction de la position de la vanne (à droite vanne proche de l'écorceur, à gauche vanne éloignée de l'écorceur)

Pour rectifier cette autre déviation, il faut ajuster la position de la vanne par rapport à l'écorceur en déplaçant la vanne dans le plan latéral du jet. Une fois cela fait, on vérifie que le déplacement longitudinale de la vanne n'a plus d'effet sur le signal ce qui indique le bon alignement du système.

Avec tous les ajustements de positions effectués, le jet de molécules peut être considéré bien aligné avec l'ensemble de l'expérience. Cependant, il existe toujours une baisse importante du signal de molécules entre le moment où le décélérateur est ouvert, c'est-à-dire avec un trou de 50mm en sortie (signal de 150 mV pendant 1 μ s) et lorsqu'il est muni d'un trou de 3 mm (50mV pendant 1 μ s). Au début de toute cette procédure, on a considéré que le jet de molécule était très peu divergeant. Or, il est possible que cette divergence joue un rôle dans la perte du signal ici.

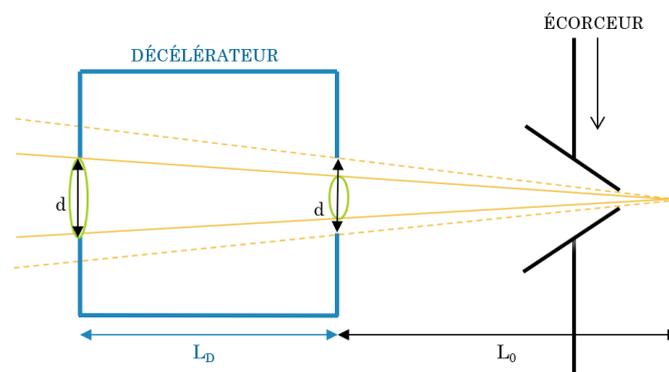


Figure 13 Schéma de la divergence du jet de molécule de BaF

En supposant que le jet de molécules est de densité constante tout le long de l'expérience, on obtient donc le taux de molécules sortantes du décélérateur :

$$\text{Taux molécules sortantes} = \left(\frac{L_0}{L_0 + L_D}\right)^2$$

avec $L_D = 50$ mm et $L_0 = 300$ mm, le taux de molécules sortantes est de 73,4 %. Ceci explique en partie pourquoi, malgré tous les ajustements réalisés, le signal est toujours plus faible avec le décélérateur que sans celui-ci.

Seulement, cela n'est pas suffisant c'est pourquoi, dans les jours à venir des électrodes vont être mises en place provisoirement dans le décélérateur. En appliquant une tension sur ces électrodes, la direction de déviation du jet d'ions de BaF^+ pourra être déterminée avec précision ce qui permettra de connaître l'orientation selon laquelle le décélérateur doit être positionné.

IV. Résultats :

Même si l'installation du décélérateur a engendré un affaiblissement du signal d'ions détectés par les MCP, il est possible à ce jour de commencer l'étude de la décélération du jet de molécules.

Pour étudier la décélération au sein de notre expérience, on va d'abord mesurer la vitesse des ions BaF^+ et donc des molécules de BaF grâce à un système de double impulsions (voir schéma ci-dessous).

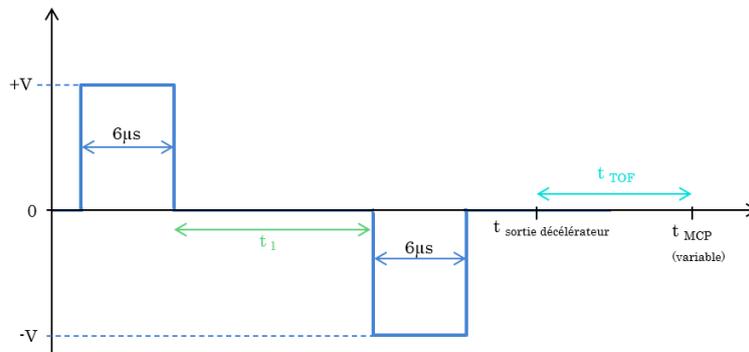


Figure 14. Schéma des impulsions: d'abord une impulsion +V décélérant le jet de molécules puis une impulsion -V accélérant le jet

Le protocole suivi ici est en premier lieu l'application d'une impulsion +V de décélération qui ralentira le jet de molécules. Puis, après une durée t_1 , une seconde impulsion d'amplitude -V est appliquée pour accélérer le jet de molécules, celui-ci retrouvant normalement la vitesse initiale. En variant t_1 , le temps total t_{MCP} de propagation du jet d'ions moléculaires BaF^+ (i.e. le temps entre la formation de ces ions et leurs détections sur les MCP) est modifié. Cette modification est fonction de la vitesse des molécules et des forces appliquées. L'intérêt de cette méthode est que le temps t_{TOF} entre la sortie du paquet d'ions et leur détection sur les MCP est indépendant de t_1 puisque les molécules sortent toujours à la même vitesse du décélérateur. Un calcul simple de cinématique donne le temps t_{MCP} :

$$t_{MCP} = \frac{L}{v_0} + t_1(1 - \alpha) + (1 - \alpha)t_{impulsion} + t_{TOF}$$

avec L la distance de propagation du jet, v_0 la vitesse initiale du jet (avant la première impulsion), $t_{impulsion} = 6 \mu s$ la durée des impulsions et $\alpha = \frac{v_{d\acute{e}c\acute{e}l\acute{e}r\acute{e}}}{v_0}$ le rapport entre les vitesses d\acute{e}c\acute{e}l\acute{e}r\acute{e}e et non d\acute{e}c\acute{e}l\acute{e}r\acute{e}e (vitesse initiale).

Pour obtenir la valeur de la vitesse des ions d\acute{e}c\acute{e}l\acute{e}r\acute{e}s $v_{d\acute{e}c\acute{e}l\acute{e}r\acute{e}}$, il suffit donc de calculer la pente des courbes d\acute{e}quation :

$$t_{MCP} = t_l * a + b$$

où $b = (1 - \alpha)t_{impulsion} + t_{TOF} + \frac{L}{v_0}$ et $a = (1 - \alpha)$.

Les premières mesures de ces temps ont été réalisées pour une double impulsion de 3V et ensuite une double impulsion de 6V (Fig. 15). En augmentant le temps t_l entre les impulsions, on remarque d'une part un plateau pour les valeurs de t_{MCP} (Fig. 15). Le plateau de t_{MCP} est observé lorsque les molécules sont sorties du d\acute{e}c\acute{e}l\acute{e}r\acute{e}ateur, ce qui implique que t_{MCP} ne dépend plus de t_l dans ces conditions. D'autres part, on remarque un \acute{e}talement du signal d'ions d\acute{e}tect\acute{e}s. Le signal devient en effet de plus en plus large, ce qui permet de diff\acute{e}rencier les ions arrivant en premier sur les MCP, plus rapides et donc avec un temps t_{MCP} plus court, des ions arrivant en derniers, plus lents avec un temps t_{MCP} plus long. En faisant cela, deux courbes peuvent \^etre trac\acute{e}es pour une m\^eme valeur d'impulsion :

- $t_{MCP,rapide}$ en fonction de t_l correspondant au d\acute{e}but du signal où les ions sont les plus rapides (en bleu sur figure 15),
- $t_{MCP,lent}$ en fonction de t_l correspondant \`a la fin du signal où les ions sont les plus lents (en jaune sur figure 15).

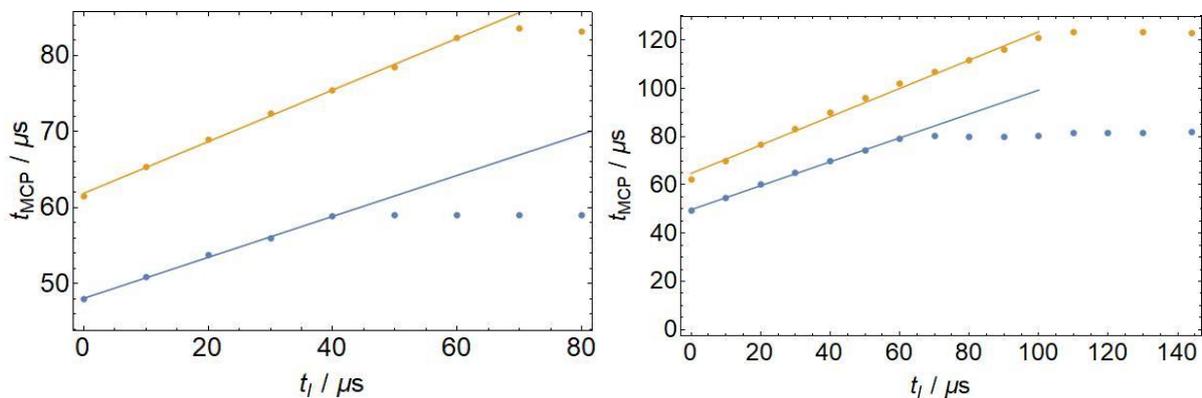


Figure 15 Courbes de t_{MCP} en fonction de t_l pour une double impulsion de $\pm 3V$ (à gauche) et $\pm 6V$ (à droite)

Ainsi, on peut v\acute{e}rifier que la force d\acute{e}c\acute{e}l\acute{e}r\acute{a}trice est plus importante dans le cas d'une impulsion de 6V que pour une impulsion de 3V gr\^ace au rapport des forces de d\acute{e}c\acute{e}l\acute{e}r\acute{a}tions appliqu\acute{e}es pouvant \^etre obtenu gr\^ace au rapport des pentes pour les impulsions \`a 6V et \`a 3V.

$$\frac{a_{6V}}{a_{3V}} = \frac{v_0 - v_{d\acute{e}c\acute{e}l,6V}}{v_0 - v_{d\acute{e}c\acute{e}l,3V}} = \frac{\Delta v_{6V}}{\Delta v_{3V}}$$

avec $\Delta v_i = F_{d\acute{e}c\acute{e}l} * t_{impulsion}$, $F_{d\acute{e}c\acute{e}l}$ étant la force de décélération et $t_{impulsion}$ la durée de l'impulsion décélétratrice.

A 3V les pentes a sont égales à 0,27 et 0,34 pour les courbes bleue et jaune respectivement, tandis qu'à 6V a vaut 0,50 (courbe bleue) et 0,59 (courbe jaune). On obtient donc un rapport des forces décélétratrices de 1,85 pour les courbes bleues, et de 1,74 pour les courbes jaunes.

Ces résultats préliminaires permettent de constater plusieurs choses. Tout d'abord, le décélérateur mis en place lors de ce stage est fonctionnel. Ensuite, les données obtenues ici respectent l'évolution prévue par le calcul. En effet, lorsque l'impulsion est plus grande, les ions sont plus décélérés donc α , le rapport entre la vitesse après décélération et la vitesse initiale, est plus petit ce qui implique une pente a ($a=1-\alpha$) plus grande (Fig. 15). De plus, on observe une évolution linéaire du temps de propagation total du jet t_{MCP} en fonction du temps entre les impulsions t_i ce qui confirme l'uniformité du champ électrique au sein du décélérateur. Enfin, pour vérifier nos mesures on peut calculer la valeur de la vitesse initiale v_0 du jet et s'assurer qu'elle correspond à la valeur théorique attendue ($v_{0,th}=550m/s$). Pour cela, on utilise l'équation suivante :

$$|\vec{a}| = \frac{V * C_F}{L * M_{BaF}} = \frac{(v_{d\acute{e}c\acute{e}l\acute{e}r\acute{e}} - v_0)}{t_{impulsion}}$$

avec V la tension de l'impulsion décélétratrice (6V ou 3V), C_F la constante de Faraday = 96 485 C/mol, $M_{BaF} = 157 g/mol$, L = 5cm la longueur du décélérateur et $t_{impulsion} = 6\mu s$.

En exprimant $v_{d\acute{e}c\acute{e}l\acute{e}r\acute{e}}$ en fonction de v_0 , on obtient:

$$v_{d\acute{e}c\acute{e}l\acute{e}r\acute{e}} = v_0 - \Delta v = v_0 - \frac{V * C_F}{M_{BaF} * L} * t_{impulsion}$$

avec Δv la quantité de vitesse retirée à v_0 lors de la décélération. Cette quantité est constante pour une même valeur d'impulsion V appliquée pendant la même durée $t_{impulsion}$ au décélérateur. On peut alors exprimer α tel que :

$$\alpha = 1 - \frac{V * C_F}{M_{BaF} * L} * \frac{t_{impulsion}}{v_0}$$

Alors, en calculant la pente a de la courbe $t_{MCP} = t_i * a + b$ et en connaissant V la tension appliquée au décélérateur, on obtient la vitesse initiale v_0 qui s'exprime :

$$v_0 = \frac{V * C_F}{M_{BaF} * L} * \frac{t_{impulsion}}{a}$$

avec $a = 1 - \alpha$.

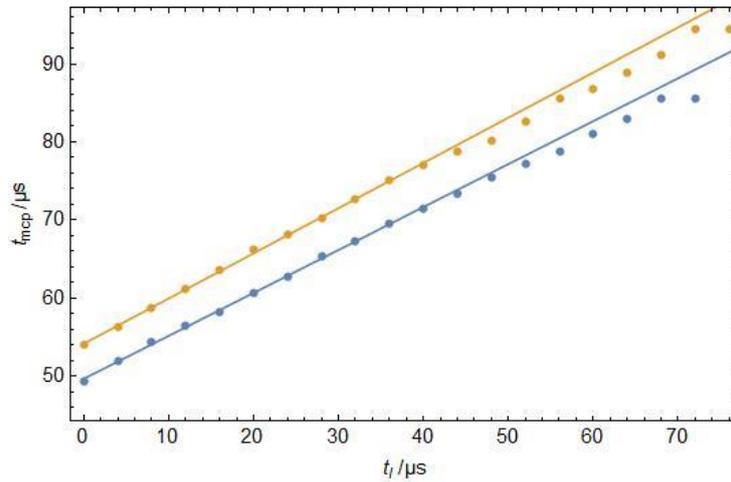


Figure 16 Courbes de t_{MCP} en fonction de t_i pour une double impulsion de $\pm 6V$

Pour $V = 6V$, on calcule alors une vitesse initiale comprise entre 695,9 m/s et 732,7 m/s ce qui est bien plus élevée que les 550m/s supposés jusqu'alors (Fig. 16).

Par ailleurs, lors de l'expérience on constate qu'il existe une valeur de $t_{i,f}$ au-delà de laquelle le temps de propagation total t_{MCP} du jet de BaF^+ n'augmente plus en fonction de t_i . Dans ce cas, l'impulsion accélératrice arrive trop tard, les molécules ne ressentent pas cette impulsion accélératrice puisqu'elles sont déjà sorties du décélérateur. En considérant cela, on peut alors exprimer $t_{i,f}$ de la façon suivant :

$$t_{i,f} = t_{impulsion} + \frac{L - l}{v_{décélééré}}$$

avec $l = \frac{v_0 + v_{décélééré}}{2} * t_{impulsion}$ la longueur parcourue par le jet lors de la décélération.

Après quelques lignes de calculs, on peut écrire:

$$\frac{L}{v_{décélééré}} = \frac{t_{impulsion}}{2} \left(1 - \frac{1}{1 - a} \right) + t_{i,f}$$

avec a toujours la pente des courbes expérimentales.

A 6V, on mesure $t_{i,f}$ égale à 67 μs , ce qui implique une vitesse de jet après décélération égale à 339,9 m/s, pour une longueur de décélérateur après photoionisation L égale à 25mm. Connaissant $v_{décélééré}$, il est maintenant facile de retrouver v_0 grâce à l'équation :

$$v_0 = v_{décélééré} * (1 - a)$$

Par cette analyse, on retrouve des vitesses initiales de 753,8 m/s qui sont une nouvelle fois bien plus importantes que la valeur théorique attendue. Ces vitesses initiales plus élevées indiquent également que le jet de molécules possèdent une température translationnelle plus élevée que celle attendue (environ 30K au lieu de 10K).

Par ailleurs, comme expliquée précédemment (II.C), la détection des molécules de BaF se fait tout d'abord en procédant à la photoionisation du jet. Le laser OPO utilisé à cet effet, permet de visualiser une partie du jet, large d'environ 1mm (longitudinalement au jet), en photoionisant celle-ci. (Fig. 17)

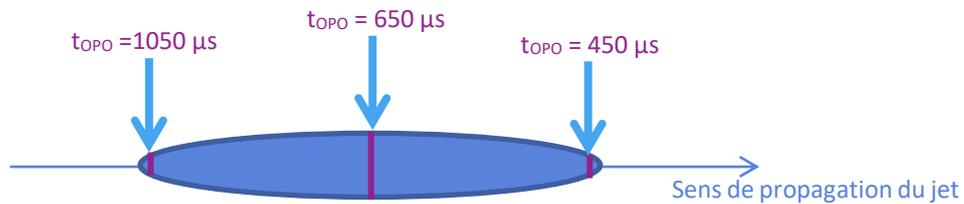


Figure 17 Schéma du paquet de molécules de BaF pour des différents temps de photoionisation

En changeant le temps t_{OPO} entre l'ouverture de la vanne pulsée et le déclenchement du laser OPO, il est possible de visualiser d'autres tranches du paquet de molécules. Les premières molécules du paquet sont alors photoionisées par un t_{OPO} plus court ($450\mu s$) que les dernières molécules du paquets ($t_{OPO} = 1050 \mu s$) (Fig. 18).

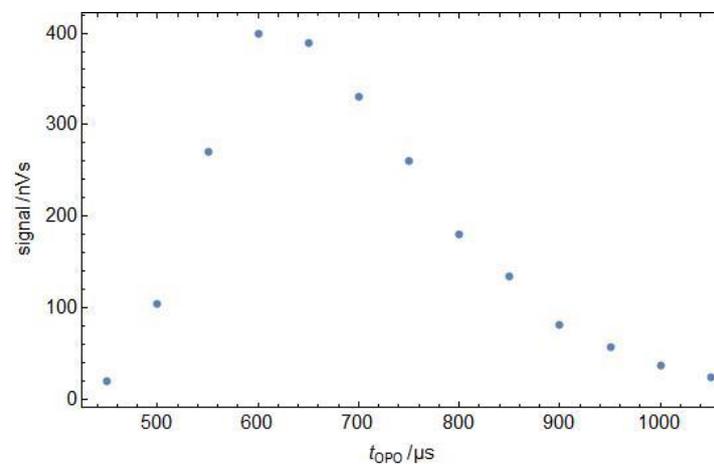


Figure 18 Courbe du temps de détection des ions BaF⁺ en fonction de t_{OPO}

De plus, la photoionisation précédant les impulsions accélératrices ou décélératrices, il est raisonnable de considérer que les molécules alors détectées posséderont une vitesse initiale plus faibles que les autres. Ainsi, en déclenchant le laser plus tardivement que lors des expériences précédentes ($t_{OPO} = 750\mu s$ au lieu de $650\mu s$ plus tard par exemple (Fig. 19)), on observe des molécules de vitesse initiale v_0 plus faible, comprise entre $605,8 \text{ m/s}$ et $599,9 \text{ m/s}$.

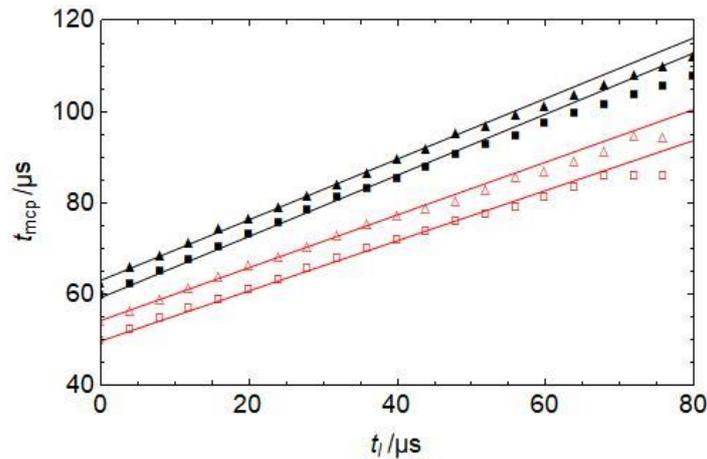


Figure 19 Courbes de t_{MCP} en fonction de t_i pour une double impulsion de $\pm 6V$: pour des molécules détectées à t_{OPO} égale à $750 \mu s$ (en noir) et à $650 \mu s$ (en rouge)

L'explication physique de cette différence de vitesses initiales entre l'avant et la fin du paquet repose sur la thermalisation des molécules de BaF avec le gaz Ar. En effet, les molécules de l'arrière du paquet auraient eu plus de temps pour interagir avec l'argon que les molécules de l'avant du paquet et donc se thermaliseraient mieux avec le gaz d'où une vitesse initiale v_0 plus proche des 550 m/s attendu.

Pour se rapprocher encore plus de cette vitesse initiale idéale, il a fallu étudier l'influence de plusieurs autres paramètres de l'expérience. Tout d'abord, la pression du gaz Ar en amont de l'enceinte à vide. Jusqu'alors le gaz Ar avait une pression de 5 bar en amont, en augmentant cette pression à 11 bar , il a été observé en premier lieu que la longueur des paquets de molécules diminue. En effet, à 5 bar il était possible de détecter des molécules en photoionisant de $450 \mu s$ après l'ouverture de la vanne jusqu'à $1050 \mu s$ après l'ouverture de la vanne. A 11 bar , pour être détectées par les MCP les molécules doivent être photoionisées entre $550 \mu s$ après l'ouverture de la vanne et $950 \mu s$ après l'ouverture de la vanne. De plus, en appliquant le même protocole de mesure qu'à 5 bar , les vitesses initiales du jet obtenu sont plus petites. En se plaçant à t_{OPO} égale à $800 \mu s$, on obtient des vitesses initiales v_0 entre $572,2 \text{ m/s}$ et $589,8 \text{ m/s}$ (Fig. 20).

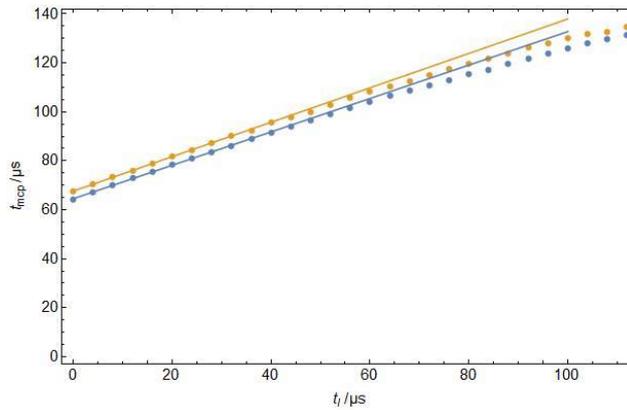


Figure 20 Courbes de t_{MCP} en fonction de t_i pour une double impulsion de $\pm 6V$: pour des molécules formées avec gaz Ar à 11 bar et détectées à t_{opo} égale à $800 \mu s$

Enfin, l'effet de l'ablation sur la vitesse initiale du jet a également été étudiée. Pour ce faire, il suffit de calculer la vitesse initiale pour plusieurs temps t_{vanne} d'ouverture de la vanne pulsée. En effet, changer le moment de l'ouverture de la vanne en gardant le moment où se fait l'ablation fixe, revient à déplacer le moment de formation des molécules de BaF. De plus, changer le moment de cette ouverture influence également la photoionisation du jet puisque le temps t_{opo} , moment auquel se fait la photoionisation par le laser OPO, est référencé sur t_{vanne} . Plusieurs mesures de v_0 ont ainsi été faites, toujours avec le même protocole expérimental que précédemment, pour t_{vanne} égale à $0 \mu s$, $20 \mu s$ et $100 \mu s$.

$t_{vanne} (\mu s)$	$v_0 (m/s)$
0	$572,2 \leq v_0 \leq 589,8$
20	$574,6 \leq v_0 \leq 593,3$
100	$519,7 \leq v_0 \leq 627,5$

Tableau 2 Vitesse initiale v_0 en fonction de t_{vanne} (temps auquel on ouvre la vanne pulsée)

Ces résultats montrent bien l'importance du couplage entre le jet de gaz Ar et l'ablation. En effet, un mauvais couplage des deux événements entraîne à la fois une augmentation des vitesses v_0 et une forte dispersion de celles-ci dans le jet de molécules de BaF (Tab. 2).

Ainsi, les précédentes mesures faites ont permis l'optimisation du jet de molécules qui permettront d'étudier plus directement la décélération des molécules de BaF.

Conclusion :

En résumé, l'objectif de ce stage consistait en la caractérisation et le développement d'une nouvelle méthode de décélération basée sur la force électrique. Dans un premier temps, il a fallu assembler le décélérateur dont les pièces venaient de sortir de l'usinage, en prenant soin de respecter les contraintes nécessaires à la création d'un champ électrique uniforme au sein de celui-ci. Pour la suite, le décélérateur grâce à son système de fixation et d'orientation, a pu être installé et aligné au reste de l'expérience de sorte à ce que le jet de molécules froides se propage avec le moins de pertes possibles. En parallèle, il a fallu réaménager l'expérience afin

notamment de laisser place au décélérateur, mais aussi pour remplacer certains éléments de l'expérience (Laser YAG585 pour l'ablation, nouveau lambdamètre pour la détection). Ces modifications ont impliqués de nombreuses difficultés qui ont dû être gérées durant ce stage (dégradation du vide, pannes...). Malgré cela, il a été possible d'étudier la nouvelle méthode de décélération et d'obtenir les premiers signaux d'ions moléculaires de BaF⁺ ralentis. Dans la suite du projet, maintenant que cette méthode s'est montrée effective, il va falloir mettre en place la neutralisation de ces ions afin d'obtenir des molécules neutres de BaF ralenties. Cette dernière étape est assez délicate à mettre en œuvre puisque la relaxation des ions BaF⁺ lors de la capture d'un électron est un processus mal contrôlé. Le risque alors dans cette étape est d'induire un chauffage du jet de molécules de BaF ce qui est problématique pour la suite. Une solution qui a été envisagée par l'équipe est le passage par des ions dipolaires négatifs BaF⁻ pour la phase de décélération (8). L'avantage de ces ions négatifs dipolaires réside dans le fait que les degrés internes et externes de la molécule parente (BaF) ne sont quasiment pas affectés par la capture d'électrons lors de la ionisation, ni par le détachement de ceux-ci lors de la neutralisation. A plus long terme, les résultats obtenus ici permettront d'obtenir des molécules de BaF froides suffisamment ralenties pour être piégées et ensuite utilisées pour faire l'étude de symétries fondamentales comme des mesures du dipôle magnétique de l'électron (EDM).

V. Références

1. **al., Parul Aggarwal et.** Measuring the electric dipole moment of the electron in BaF. *European Physical Journal D*. nov 2018, 72(11) :197.
2. **S. D. Hogan, Ch Seiler, and F. Merkt.** Rydberg-state-enabled deceleration and trapping of cold molecules. *Physical Review Letter*. Septembre 2009, Vol. 103(12), 123001.
3. **A. Deller, M.H. Rayment, and S.D. Hogan.** Slow decay processes of electrostatically trapped Rydberg NO molecules. *Physical Review Letter*. September 2009, Vol. 125, 073201.
4. **P. Aggarwal, Y. Yin, K. Esajas, H.L. Bethlem, A. Boeschoten, A. Borschevsky, S. Hoekstra, K. Jungmann, V.R. Marshall, T.B. Meijknecht, M.C. Mooij, R.G.E. Timmermans, A. Touwen, W. Ubachs, L. Willmann.** Deceleration and trapping of SrF molecules. 16 March 2021, arXiv:2103.07968.
5. **Morse, Michael D.** "2. Supersonic beam sources" - *Experimental Methods in the Physical Sciences, Volume 29, Part B, Pages 21-47*. s.l. : F.B. Dunning, Randall G. Hulet, 1996.
6. **COURAGEUX, Thibault.** *Lumière façonnée pour la manipulation et la mesure de la distribution ro-vibrationnelle d'un jet supersonique de monofluorure de baryum*. 2021.
7. **Zapfe, K (Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg, Germany).** Leak detection. *CAS - CERN Accelerator School : Vacuum in Accelerators*,. 2007, 10.5170/CERN-2007-003.227, pp. pp.227-240.
8. **Mehdi Hamamda, Pierre Pillet, Hans Lignier & Daniel Comparat.** Universal deceleration of highly polar molecules. *New Journal of Physics*. April, 24 April 2015, 17(4).