Université d'Evry-Val-d'Essonne

Rapport de stage Laboratoire Kastler Brossel

Etude numérique de la stabilité et du refroidissement par laser d'ions piégés et filtrage de signal pour la spectroscopie des ions

Clément Вzyмек L3 Physique parcours Physique Tuteur : M. LAURENT HILICO Equipe : IONS PIÉGÉS

15 Janvier 2024 – 9 Février 2024

Résumé / Abstract

Nous avons, au cours de notre stage au sein de l'équipe ions piégés du laboratoire Kastler Brossel de Paris, pu réaliser différentes tâches autour de l'expérience du piégeage et du refroidissement d'ions par laser pour la spectroscopie. Nous avons dans un premier temps observé l'expérience et les différentes parties qui la composent, telles que le piège à ions, les nombreux lasers, utiles notamment pour le refroidissement des ions, ainsi que les différents appareils de contrôle, oscilloscopes, manomètres, ou encore analyseurs de spectres. Nous avons ensuite réalisé différentes tâches, tout d'abord théoriques. Nous avons en effet étudié l'interféromètre de Fabry-Perot, un dispositif permettant dans notre cas d'amplifier l'intensité d'un laser en le faisant se réfléchir plusieurs fois sur deux parois parallèles, formant ainsi une cavité laser. Nous avons effectué les calculs des champs électriques transmis et réfléchis, ainsi que des coefficients de transmission et de réflexion. Nous avons également effectué des tâches numériques sur le logiciel Python, en réalisant dans un premier temps une étude de la stabilité des ions soumis à un potentiel radio-fréquence, ce qui nous a permis, entre autres, de tracer le diagramme de stabilité des ions, dépendant des différents potentiels électriques appliqués. Cette étude est très importante puisque, pour pouvoir être piégé, l'ion doit se trouver dans l'une des zones de stabilité. Nous avons également étudié le refroidissement Doppler, méthode utilisée pour refroidir à l'aide d'un laser les ions confinés dans le piège. Nous avons principalement étudié le temps de refroidissement en fonction de différentes variables que sont le désaccord entre la fréquence du laser et la fréquence de transition entre deux états énergétiques de l'espèce chimique confinée; puis en fonction de l'intensité du faisceau laser, dans le cas d'un faisceau parallèle à la direction des oscillations de l'ion. Nous avons ensuite considéré un faisceau incliné par rapport aux oscillations et étudié le temps de refroidissement en fonction du rayon du faisceau. Nous avons également réalisé des tâches expérimentales, à travers la confection d'un filtre passe-bande et de son inclusion dans l'expérience, afin d'observer son efficacité.

Throughout our internship in the Trapped Ions team of the Kastler Brossel Laboratory in Paris, we achieved various tasks related to the trapping and cooling of ions for the spectroscopy. First of all, we discovered the experiment and the different parts of it, such as the ions trap, the several lasers, especially used for the cooling of the ions, and the various measuring devices, oscilloscopes, manometers, frequency analyzers and others. We then carried out various assignments, starting with the theory. Indeed, we studied the Fabry-Perot interferometer, a device that helps, in our experiment, amplify the laser beam by making it reflect on two parallel mirrors, creating a laser cavity. We calculated the transmitted and reflected electric fields, and then the transmission and reflection coefficients. We also achieved numerical tasks on Python, starting with the study of ion stability in a radio-frequency potential. We thus could draw the ion stability diagram depending on the different potentials applied on the ion, which is really important since the ion cannot be trapped if it is not in a stability area. We then studied the Doppler cooling, a method that is used to cool the trapped ions by laser. We thus could study the cooling time depending on the detuning, which is the difference between the laser beam frequency and the resonance frequency, which represents the frequency for which the ion can go from one energy state to another where it is more excited; and on the beam intensity, in the case of a beam in parallel incidence to the direction of ion oscillation. We also studied the cooling time depending on the waist of the laser beam, considering the beam inclined to the direction of ion oscillation. Beside that, we realized experimental tasks, with the making of a bandpass filter which we incorporated into the experiment so that we could observe its efficiency.

Table des matières

1	Présent	tation du laboratoire	2
2	Réalisa	tions	2
	2.1	Description de l'expérience	2
	2.2	Résolution de l'équation différentielle d'un oscillateur harmonique avec Python	2
	2.3	Etude de la stabilité des ions	3
	2.4	Etude du refroidissement Doppler des ions	5
	2.5	Réalisation d'un filtre passe-bande	10
3	Conclusion		12
4	Référer	1ces	13

1 Présentation du laboratoire

Le laboratoire Kastler Brossel est un laboratoire d'études de la physique quantique et de ses applications, divisé en trois sites, l'un situé à l'ENS, l'autre à Jussieu, et le dernier au Collège de France. Fondé en 1951 par les physiciens français Alfred Kastler et Jean Brossel, le laboratoire a compté dans ses effectifs trois physiciens ayant reçu le prix Nobel, Alfred Kastler, Claude Cohen-Tannoudji et Serge Haroche. Il est actuellement dirigé par Antoine Heidmann et constitué de douze équipes, dont l'équipe Ions Piégés, située à Sorbonne Université (Jussieu) et constituée d'Albane Douillet, Jean-Philippe Karr et Laurent Hilico, notre maître de stage. Cette équipe travaille sur le piégeage et le refroidissement d'ions H_2^+ afin d'effectuer des mesures de précision et de vérifier des théories fondamentales [1].

2 Réalisations

L'objectif de ce stage est de réaliser diverses tâches, théoriques, numériques et expérimentales, autour de l'expérience de piégeage et de refroidissement d'ions par laser pour la spectroscopie.

2.1 Description de l'expérience

L'expérience consiste en un piège à ions alimenté par un four à béryllium. Le four est constitué d'une céramique dans laquelle sont insérés un fil de tantale qui sert à chauffer et un fil de béryllium qui est sublimé sous l'effet de la chaleur. Les atomes de béryllium sont ainsi envoyés à travers le piège où ils sont photo-ionisés à l'aide d'un laser puis confinés à l'aide d'un potentiel électrique oscillant, et enfin refroidis à l'aide de lasers. Le refroidissement des ions béryllium a pour objectif de refroidir de manière sympathique des ions dihydrogène, qui, de par leur symétrie, ne possèdent pas de moment dipolaire diélectrique et sont donc insensibles au laser. Ces ions proviennent de la photo-ionisation par laser d'atomes de dihydrogène envoyés dans le piège depuis un réservoir. L'objectif final est de réaliser la spectroscopie de ces ions afin d'obtenir une valeur expérimentale de la fréquence de transition des états ro-vibrationnels de H_2^+ qui sera comparée à une valeur théorique. Le calcul de la valeur théorique dépendant du rapport entre la masse du proton et celle de l'électron, il sera ainsi possible de déduire une valeur, la plus précise possible (douze chiffres significatifs), de ce rapport.

2.2 Résolution de l'équation différentielle d'un oscillateur harmonique avec Python



FIGURE 1 – Solutions numériques en position et en vitesse de l'équation d'un oscillateur harmonique (gauche) et évolution de l'erreur au cours du temps (droite).

Nous avons dans un premier temps réalisé un programme sur Python de résolution de l'équation différentielle d'un oscillateur harmonique d'équation $\ddot{x} + 5x = 0$ afin de se familiariser avec la fonction odeint disponible dans la bibliothèque scipy.integrate, qui permet de résoudre numériquement des équations différentielles. Cette fonction prend en compte les conditions initiales (ici x_0) et renvoie les solutions sous forme de tableau, ici les valeurs de position et de vitesse. Nous avons ainsi pu tracer la position et la vitesse en fonction du temps et observer les oscillations (figure 1). Nous avons ensuite calculé la solution théorique, le résultat étant $x(t) = x_0 cos(\sqrt{5}t)$, afin de tracer la différence entre la solution numérique et théorique (figure 1). On constate que l'erreur augmente au cours du temps.

2.3 Etude de la stabilité des ions



FIGURE 2 – Schéma d'un piège de Paul hyperbolique (gauche) et d'un piège de Paul linéaire (droite) soumis à un potentiel radio-fréquence [2].

Nous avons ensuite pu étudier la stabilité des ions dans un piège de Paul, tout d'abord hyperbolique, puis linéaire (figure 2). Le piège hyperbolique est constitué d'une électrode en anneau et de deux électrodes chapeau, tandis que le piège linéaire est constitué de quatre électrodes semblables à des barres. Au voisinage du centre d'un piège de Paul hyperbolique idéal, les ions sont soumis à un potentiel oscillant de la forme [3] :

$$\Phi = \frac{V}{2d^2}(2z^2 - x^2 - y^2 + r_0^2), \quad V = U_0 + V_0 \cos(\Omega t).$$
(1)

Nous avons calculé le gradient de ce potentiel afin d'obtenir une équation du champ électrique, puis appliqué le principe fondamental de la dynamique de Newton afin d'obtenir les équations du mouvement de l'ion dans le piège. Sous forme réduite, ces équations donnent les équations de Mathieu, ici données pour un ion de charge Q et de masse M [3] :

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} + (a_x - 2q_x \cos(\Omega\tau))x = 0,$$
(2)

$$\frac{d^2y}{d\tau^2} + (a_y - 2q_y \cos(\Omega\tau))y = 0, \tag{3}$$

$$\frac{d^2z}{d\tau^2} + (a_z - 2q_z \cos(\Omega\tau))z = 0.$$
(4)

avec les paramètres adimensionnés :

$$a_x = a_y = -\frac{4QU_0}{Md^2\Omega^2}, a_z = \frac{8QU_0}{Md^2\Omega^2}, q_x = q_y = -\frac{2QV_0}{Md^2\Omega^2}, q_z = -\frac{4QV_0}{Md^2\Omega^2}, \tau = \frac{1}{2}\Omega t.$$
 (5)

 U_0 , V_0 et Ω étant des paramètres du potentiel radio-fréquence et d définit par $d = \sqrt{\frac{r_0^2}{2} + z_0^2}$ avec r_0 la distance la plus courte entre le centre et l'électrode en anneau et z_0 la distance la plus courte entre le centre et les électrodes chapeau.

Résolution des équations de Mathieu

Nous avons cherché à résoudre les équations de Mathieu sur Python à l'aide de la fonction odeint. Ces équations différentielles possèdent des solutions oscillantes (stables) et divergentes (instables), selon la valeur de a et q. La résolution de ces équations est utile car il est nécessaire que la particule soit stable dans les différentes directions de l'espace pour être confinée. Nous avons pu vérifier la stabilité des ions dans une direction précise de l'espace en fonction des valeurs des termes a et q [4].

Nous avons d'abord résolu l'équation dans une direction du mouvement pour a = 0.0 et q = 0.04 (figure 3). On constate que pour ces valeurs, l'ion est stable. On peut observer des petites oscillations suivant la trajectoire de l'enveloppe, qui correspondent au micro-mouvement de l'ion, qui est un mouvement forcé par le champ électrique oscillant. L'équation a ensuite été résolue pour a = 0.0 et q = 0.908 (figure 3). On constate dans ce cas que le micro-mouvement prend le pas sur le macro-mouvement. Pour ces valeurs, nous avons atteint la limite en q du domaine de stabilité dans lequel nous nous trouvons. Nous avons finalement pu constater que pour a = 0.0 et q = 0.909 (figure 3), nous sortons du domaine de stabilité, et observé alors que les solutions divergent avec le temps.



FIGURE 3 – Mouvement d'un ion en fonction du temps pour a = 0.0 et q = 0.04 (gauche), a = 0.0 et q = 0.908 (centre), a = 0.0 et q = 0.909 (droite).

Tracé du diagramme de stabilité de l'ion

Nous avons ensuite utilisé les fonctions "mathieu" comprises dans la bibliothèque scipy.special et qui permettent de tracer les domaines de stabilité des équations de Mathieu dans le plan (a, q), dans le cas d'un piège de Paul linéaire.

Nous avons d'abord tracé le diagramme de stabilité pour une direction x puis y de l'espace, dans le plan (a, q), les zones colorées représentant les domaines de stabilité (figure 4). On observe une symétrie de q par rapport à l'axe q = 0, puisque le changement de signe de q est équivalent à un changement de l'origine des temps d'une demi-période RF (cf. équations de Mathieu (2), (3), (4)). Pour un piège linéaire, $a_y = -a_x$, le diagramme de stabilité en x est donc symétrique de celui en y par rapport à l'axe a = 0. Le domaine de stabilité de l'ion dans le plan (x,y) est situé à l'intersection des domaines de stabilité des directions x et y, afin que l'ion soit bien confiné selon ces deux directions. La dernière figure représente une zoom sur la zone centrale d'intersection, pour q > 0, qui est une zone de stabilité du diagramme. Cette portion est celle sur laquelle nous avons précédemment choisi les valeurs de a et q pour tracer les solutions des équations de Mathieu et observer la stabilité des ions, et celle utilisée dans l'expérience, car les tensions à fournir sont assez faibles.



FIGURE 4 – Diagramme de stabilité de l'ion pour la direction x (haut gauche), y (haut droite), intersection des diagrammes (bas gauche), zoom sur l'une des zones de stabilité (bas droite).

2.4 Etude du refroidissement Doppler des ions

Principe du refroidissement Doppler



FIGURE 5 – Transition entre deux niveaux d'énergie [2].

Nous avons ensuite cherché à étudier le temps de refroidissement d'un ion lors d'un refroidissement Doppler par laser. Cette méthode se base sur le principe selon lequel un photon qui entre en collision avec un atome (ou un ion) va faire varier la quantité de mouvement de celui-ci, et donc sa vitesse. Un atome ne peut absorber la lumière qu'à certaines fréquences, dites de résonance, ce qui lui permet de passer d'un certain état énergétique à un autre plus excité. L'utilisation de l'effet Doppler est liée au fait que l'atome en mouvement perçoit une onde lumineuse de fréquence différente de la fréquence à laquelle le laser est réglé. Il faut donc prendre en compte cet effet Doppler en décalant la fréquence du laser afin que l'atome perçoive une onde à la fréquence de résonance et absorbe les photons. En absorbant un très grand nombre de photons par seconde, l'atome va voir sa vitesse considérablement modifiée [5]. Il faut également prendre en compte le fait que l'atome possède une limite au nombre de photons qu'il peut absorber chaque seconde. L'atome subit ainsi une force de pression de radiation qui prend en compte un terme de saturation dépendant de l'intensité de saturation et de l'intensité fournie, elle-même exprimée en unités d'intensité de saturation [2]. Cette force est liée à l'impulsion que l'atome échange avec l'onde électromagnétique [6] et est définie par :

$$F_{z} = \frac{\hbar k_{L} \Gamma}{2} \frac{\frac{\Omega_{R}^{2}}{2}}{(\delta - k_{L} v)^{2} + \frac{\Gamma^{2}}{4} + \frac{\Omega_{R}^{2}}{2}}$$
(6)

avec $\Omega_R = \sqrt{\Gamma^2 \frac{I}{2I_{sat}}}$ la fréquence de Rabi (I l'intensité du faisceau et I_{sat} l'intensité de saturation), et k_L le vecteur d'onde [2].

De manière simplifiée, g est le niveau fondamental et e un état excité de l'atome (figure 5). La grandeur Γ représente l'inverse de la durée de vie du niveau e. En effet, un atome ne peut pas rester dans un niveau excité et va chercher à revenir à un niveau de plus basse énergie par émission spontanée. Afin d'exciter l'atome du niveau g vers le niveau e, il faut appliquer une onde lumineuse de fréquence $\frac{\omega_L}{2\pi}$ proche de la fréquence de résonance $\frac{\omega_A}{2\pi}$. Le désaccord est défini par $\delta = \omega_L - \omega_A$ et représente l'écart entre la fréquence fournie et la fréquence de résonance à laquelle l'atome va s'exciter [2].



FIGURE 6 – Force de pression de radiation en fonction de la vitesse, pour différents désaccords, pour $I = 10I_{sat}$ et $I_{sat} = 11128.5 \times 10^2 \ W/m^2$.

On commence par tracer la force de pression de radiation en fonction de la vitesse de l'atome, pour différentes valeur de désaccord (figure 6). On constate que la force atteint un maximum pour des valeurs de vitesse négatives et que le maximum se déplace si on fait varier le désaccord. Le fait que les vitesses soient négatives indique que, pour freiner l'atome, celui-ci doit se déplacer dans le sens contraire à la direction du laser. De plus, plus la norme de la vitesse est élevée, plus le désaccord doit être élevé pour une efficacité donnée. En faisant varier l'intensité lumineuse, on peut élargir ou rétrécir la courbe de la force, et donc obtenir une gamme de vitesses ralenties efficacement plus ou moins large.

Etude du temps de refroidissement de l'ion

Nous avons ensuite cherché à résoudre l'équation du mouvement d'un ion piégé soumis au laser, c'est-àdire soumis à la force de rappel du piège ainsi qu'à la force de pression de radiation. La force de rappel du piège est définie par $m\omega_z^2 z(t)$ avec $\frac{\omega_z}{2\pi}$ la fréquence d'oscillation de la vitesse de l'atome (la vitesse oscille entre v_0 et $-v_0$) [2]. Ici, nous avons pris une pulsation de valeur $\omega_z = 2\pi \times 500$ kHz. En appliquant le principe fondamental de la dynamique, on obtient l'équation :

$$\ddot{z}(t) - \frac{\hbar k_L \Gamma}{2m} \frac{\frac{\Omega_R^2}{2}}{(\delta - k_L \dot{z}(t))^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega_R^2}{2}} + \omega_z^2 z(t) = 0.$$
⁽⁷⁾

Nous avons résolu cette équation différentielle sur Python afin de tracer la vitesse de l'ion en fonction du temps, pour différentes valeurs de désaccord. La figure 7 a été obtenue pour un désaccord $\delta = -25\Gamma$. Nous avons pu constater que la vitesse oscille de manière extrêmement rapide à une fréquence d'environ 50 kHz, avec une amplitude qui décroit lentement au cours du temps, appelée enveloppe. Nous avons tracée l'enveloppe (figure non incluse dans le rapport) en récupérant les maximums et les minimums des oscillations.



FIGURE 7 – Vitesse de refroidissement en fonction du temps (gauche) et dérivée première de l'enveloppe (droite) pour un désaccord $\delta = -25\Gamma$. Le point rouge représente le point d'inflexion de l'enveloppe, qui constitue notre définition du temps de refroidissement. La flèche noire indique ce temps de refroidissement.

Nous avons ensuite réalisé une moyenne glissante afin de lisser la courbe, les maximums et minimums n'étant pas toujours déterminés assez précisément puisque déterminés numériquement. En effet, certains extremums déduits peuvent être légèrement décalés de leur valeur réelle. La moyenne glissante consiste à effectuer, pour chaque point du tableau, une moyenne entre ce point et un certain nombre de points suivants, puis récupérer la valeur moyenne obtenue. Nous gardons ensuite toutes les valeurs moyennes calculées et pouvons ainsi obtenir des valeurs d'extremums normalement plus cohérentes. Nous avons ensuite calculé la dérivée de la fonction représentant l'enveloppe en chacun des points renvoyés par la moyenne glissante. Nous avons cherché le point où la vitesse de l'ion diminue très fortement (figure 7), dont l'abscisse est notre définition du temps de refroidissement. En ce point, la dérivée seconde s'annule et donc la dérivée première atteint un maximum ou un minimum. Ici, l'étude a été réalisée sur l'enveloppe inférieure de la solution, donc la dérivée première atteint un maximum (figure 7). Nous avons récupéré la valeur de ce maximum et cherché, dans un tableau stockant les valeurs de temps correspondant aux abscisses des points renvoyés par la moyenne glissante, le temps correspondant au maximum.

En effectuant une boucle pour faire varier le désaccord, nous avons pu récupérer différentes valeurs de temps de refroidissement et ainsi tracer le temps de refroidissement en fonction du désaccord, pour une intensité fixe (ici $I = 10I_{sat}$) (figure 8). Nous avons ainsi constaté que plus le désaccord est élevé (en valeur absolue), plus le temps de refroidissement est court. Nous avons dans un second temps réalisé une boucle sur l'intensité du faisceau, pour un désaccord fixe (ici $\delta = -25\Gamma$) et constaté que le temps de refroidissement était d'autant plus rapide que l'intensité était élevée. L'intensité étant définie en unités d'intensité de saturation, le graphe a été tracé en fonction du rapport $\frac{I}{I_{sat}}$.



FIGURE 8 – Temps de refroidissement en fonction du désaccord pour $I = 10I_{sat}$ (gauche) et en fonction de l'intensité du faisceau lumineux pour $\delta = -25\Gamma$ (droite).

Il se trouve cependant que le modèle étudié précédemment est un modèle simplifié qui considère un laser en incidence parallèle à la direction des oscillations de l'ion. Cette disposition permet de refroidir l'ion plus efficacement puisque, au cours d'une oscillation, il reste toujours dans le faisceau laser (figure 9). Cependant, qu'en est-il d'un faisceau laser en incidence non parallèle à la direction d'oscillation? Dans ce cas, l'ion, en certains points de l'oscillation, n'est plus compris dans le faisceau et donc plus refroidi (figure 9). Le refroidissement est donc bien moins efficace. Nous avons tenté de modéliser celà sur Python, en partant du programme réalisé précédemment pour le modèle simplifié et en incluant une dépendance en z pour la variable intensité (z étant l'axe de la direction des oscillations).



FIGURE 9 – Faisceau laser en incidence parallèle (gauche) ou incliné (droite) par rapport à la direction des oscillations de l'atome.

Dans ce cas, l'intensité dépend de w(z) le rayon du faisceau, de w_0 le rayon minimum, de λ la longueur d'onde, de θ l'angle entre la direction du déplacement de l'ion et la direction du faisceau laser, et est donnée par la relation [7] :

$$I = I_0(\frac{w_0}{w(z)})^2 exp(-\frac{2r^2}{w(z)^2}), \quad avec \quad w^2(z) = w_0^2(1 + (\frac{\lambda\zeta}{\pi w_0^2})^2).$$
(8)



FIGURE 10 – Schéma du faisceau laser incliné par rapport à la direction d'oscillation z de l'atome.

On peut exprimer les grandeurs r(z) et $\zeta(z)$ en fonction de z en utilisant les relations de trigonométrie et le théorème de Pythagore (figure 10) et on obtient ainsi :



FIGURE 11 – Temps de refroidissement de l'ion en fonction de l'intensité, pour un angle d'inclinaison du faisceau laser par rapport à la direction de l'ion de valeur 0 (haut gauche), $\frac{\pi}{12}$ (haut droite), $\frac{\pi}{4}$ (bas gauche) et $\frac{\pi}{3}$ (bas droite).

Nous avons adapté le programme à cette dépendance en z et avons ainsi pu étudier le temps de refroidissement en fonction du rayon du faisceau laser, pour différents angles d'incidence (figure 11).

On constate que pour un angle nul, c'est-à-dire pour un faisceau incident parallèle à la direction d'oscillation de l'ion, le temps de refroidissement est constant par rapport au rayon du faisceau, ce qui est logique puisque l'ion est toujours compris dans le faisceau, indépendamment des oscillations.

On constate ensuite que si le laser est incliné d'un angle entre 0 et $\frac{\pi}{2}$ alors le temps de refroidissement, pour un petit rayon, est élevé, tandis que peu de différence est constatée dans le domaine des rayons plus grands. Celà est logique puisque en élargissant le rayon du faisceau, on peut faire en sorte que l'ion soit toujours compris dans le faisceau indépendamment de l'oscillation et de l'angle. Le rayon a peu d'incidence pour des angles faibles (par exemple $\frac{\pi}{12}$) puisque le faisceau est alors presque parallèle à la direction des oscillations. Si l'on veut obtenir un refroidissement efficace, il faut donc veiller à avoir un faisceau parallèle à la direction des oscillations, ou alors avoir un faisceau avec un rayon assez important pour que l'ion n'en sorte pas au cours de ses oscillations.

2.5 Réalisation d'un filtre passe-bande

Parallèlement aux travaux numériques réalisés, un filtre de type passe-bande a été créé par ma collègue stagiaire afin de filtrer un signal de l'expérience. Rappelons que l'objectif de l'expérience est de refroidir sympathiquement des ions H_2^+ afin de réaliser leur spectroscopie. La fréquence de la raie d'absorption de H_2^+ est sensée permettre de remonter au rapport entre la masse de l'électron et celle du proton. Etant donné que les mesures doivent être effectuées avec une grande précision, il est nécessaire de filtrer le signal afin de limiter au maximum le bruit. Le filtre passe-bande réalisé laisse passer les fréquences autour de 4.2 kHz, et l'objectif était de comparer son efficacité à celle du filtre utilisé dans l'expérience, laissant passer les fréquences aux alentours de 2.1 kHz. Le filtre passe-bande a été réalisé sur une plaque électronique (figure 12) et inséré dans un boitier. Les capacités ont été branchées en série afin d'obtenir les valeurs souhaitées, non disponibles au moment du montage.



FIGURE 12 – Schéma du filtre passe-bande laissant passer les fréquences aux alentours de 4.2 kHz [8].

Des mesures de la tension de sortie du filtre en fonction de la fréquence ont été effectuées afin d'obtenir le diagramme de Bode (figure 13), qui a permis d'obtenir les fréquences de coupure du filtre, qui sont de valeurs 3.05 kHz et 6.00 kHz. Le filtre a ensuite été branché dans la salle d'expérience, où il a permis de filtrer le signal de sortie de la spectroscopie de l'acide formique HCOOH (figure 14). Cette espèce chimique est utilisée pour tester l'asservissement d'un laser à CO_2 qui sert de référence de fréquence afin de trouver la fréquence de transition de H_2^+ (l'asservissement est un processus qui permet de stabiliser le laser sur une certaine longueur d'onde). En effet, l'acide formique possède une gamme de fréquences de transition entre états énergétiques assez fine et semblable à celle de H_2^+ , ce qui signifie que le laser doit être asservi très précisément afin que l'on puisse obtenir la fréquence de transition dans le signal de sortie. Nous avons ainsi mesuré le bruit au centre de la raie d'absorption pour chacun des deux filtres passe-bande (figure 15) en balayant quatre fois la gamme de fréquences relatives entre le laser à CO_2 et l'acide formique.



FIGURE 13 - Diagramme de Bode du filtre passe-bande 4.2 kHz [8].



FIGURE 14 – Raie d'absorption de l'acide formique (haut) et résidus entre le signal expérimental et les différents ajustements (bas), en fonction de la fréquence.

Les points ont été obtenus à l'aide d'un programme Python et les données nécessaires ont été envoyées dans un fichier. Nous avons ainsi pu obtenir les valeurs du signal pour chaque point du balayage (figure 15). Le signal étant en volts, nous l'avons converti en fréquence en le divisant par la moyenne des pentes au centre des ajustements, renvoyée par Python et exprimée en V/Hz. On constate que les points ne sont pas centrés sur le zéro, ce qui peut s'expliquer par la présence d'un offset non nul. Le filtre à 4.2 kHz semble filtrer plus efficacement le bruit au niveau de la raie d'absorption, puisque l'on observe des oscillations de plus petite amplitude.



FIGURE 15 – Signal du bruit mesuré au centre de la raie d'absorption de l'acide formique pour le filtre passe-bande 2.1 kHz avec une modulation de fréquence à 700 Hz (gauche) et 4.2 kHz avec une modulation à 1400 Hz (droite).

3 Conclusion

Nous avons au cours de ce stage pu réaliser diverses tâches autour de l'expérience du piégeage et du refroidissement d'ions par laser.

Nous avons dans un premier temps étudié numériquement à l'aide de Python la stabilité d'un ion confiné dans un piège de Paul hyperbolique puis dans un piège linéaire en résolvant les équations de Mathieu sur le mouvement de l'ion. Nous avons pu tracer le diagramme de stabilité d'un ion dans le plan radial (x, y) et observer son mouvement en différents points du domaine, d'abord au sein de zones de stabilité puis en dehors. Nous avons pu constater que les solutions étaient oscillantes dans les zones de stabilité et divergentes dans les zones d'instabilité, ce qui montre qu'en dehors du domaine de stabilité, l'ion sort du piège. Cette étude est importante puisque l'ion, pour être confiné, doit se situer dans une zone de stabilité du diagramme.

Nous avons ensuite étudié numériquement le temps de refroidissement Doppler de l'ion par laser en fonction du désaccord entre la fréquence du faisceau laser et la fréquence de résonance de l'ion puis en fonction de l'intensité. Nous avons observé que plus la norme du désaccord était élevée plus le temps de refroidissement était faible, ce qui est cohérent. Nous avons ensuite étudié le temps de refroidissement en fonction du rayon d'un faisceau en incidence non parallèle à la direction d'oscillation de l'ion pour différents d'angles d'incidence et constaté que plus l'angle était proche de 0 et donc plus le faisceau était proche de la position parallèle à la direction des oscillations, moins le rayon du faisceau était influent dans le refroidissement de l'ion. Pour un angle prononcé, il est nécessaire d'avoir un rayon suffisamment grand afin que l'ion reste le plus possible soumis au laser en dépit des oscillations et que le refroidissement soit efficace.

Finalement, nous avons pu comparer l'influence de deux filtres passe-bande de bandes passantes 2.1 kHz et 4.2 kHz sur le signal du bruit mesuré au centre de la raie d'absorption de l'acide formique, et étudié leur effet sur le bruit du spectromètre de la fréquence de modulation appliquée au laser pour pouvoir détecter la raie de l'acide formique, ce qui est utile puisque l'objectif de l'expérience réalisée par l'équipe Ions Piégés est de mesurer la fréquence de la raie d'absorption du H_2^+ de manière très précise.

Ce stage nous a ainsi permis de découvrir le métier de chercheur, ici dans des domaines liés à la physique quantique, de réaliser des montages électroniques, de découvrir certaines applications des lasers telles que le

refroidissement d'ions, et de commencer à aborder la théorie les concernant, ainsi que de progresser en langage Python, notamment en manipulant une fonction de résolution d'équations différentielles, en réalisant des analyses numériques de phénomènes physiques et en travaillant sur la présentation de graphes.

4 Références

[1] Laboratoire Kastler Brossel : https://www.lkb.upmc.fr/.

[2] Thèse de Thomas Louvradoux sur la spectroscopie à haute résolution de H_2^+ , dirigée par Laurent Hilico, 2019.

[3] Rapport de stage de Nicolas Sillitoe sur la simulation numérique de nuages d'ions piégés sur GPU, dirigé par Laurent Hilico, 2014.

[4] Charged Particle Traps, F.G. Major, V.N. Gheorghe, G. Werth, 2005.

[5] CNRS Le Journal, *Ce froid qui vient de la lumière* : https ://lejournal.cnrs.fr/articles/ce-froid-qui-vient-de-la-lumiere, 2017.

[6] Wikipédia, Pression de rayonnement : https://fr.wikipedia.org/wiki/Pressionderayonnement.

[7] Laser Beams and Resonators, Herwig Kogelnik and Tingye Li, 1966.

[8] Rapport de stage de Aya Benmessahel, dirigé par Laurent Hilico, 2024.