ÉPREUVE ORALE D'ANALYSE DE DOCUMENTS SCIENTIFIQUES (ADS) DE PHYSIQUE

FILIÈRE PC
« La constante de Boltzmann mesurée par spectroscopie laser »

Dans votre exposé, qui durera environ 15 minutes, **en vous appuyant sur vos connaissances**, vous ferez une synthèse du sujet, soulignerez et expliciterez les principaux concepts physiques abordés ainsi que les ordres de grandeur évoqués dans le document, le cas échéant.

Remarques :

- L'usage de la calculatrice est interdit pendant la phase de préparation.

*- A l'issue de l'épreuve**, tous les documents** (brouillons, présentation, notes diverses) **doivent être impérativement remis à l'examinateur.***

*- Le dossier proposé est constitué de reproductions de textes ou d'extraits de textes scientifiques d'origines variées. **Ces documents**, comme tout document scientifique, peuvent être **critiqués**, voire **contenir des erreurs**. Si tel est le cas, cela ne doit pas gêner le/la candidat(e) au cours de sa préparation. Au contraire, il/elle pourra le mentionner au cours de l'exposé ou de la discussion avec l'examinateur.*

*- **Certaines parties de textes peuvent faire appel à des notions qui ne figurent pas au programme des classes préparatoires**. Les candidats pourront s'attacher à expliciter les phénomènes physiques élémentaires mis en jeu, et pourront s'appuyer sur les encadrés ou annexes s'ils existent, pour mieux assimiler ces notions. La longueur du sujet, son actualité ou son ancienneté le cas échéant ne doivent pas gêner le candidat ou la candidate dans cette démarche d'analyse. Dans tous les cas**, aucune connaissance hors programme ne sera attendue** par l'examinateur de la part du candidat ou de la candidate.*



La constante de Boltzmann mesurée par spectroscopie laser

La valeur actuelle de la constante de Boltzmann k_B repose sur une expérience unique qui date de 1988. Nous présentons une approche nouvelle pour accéder à cette constante par une expérience de spectroscopie laser, dans laquelle on enregistre le profil d'absorption linéaire d'un gaz à l'équilibre thermodynamique. Une étude poussée de la forme de raie permet d'obtenir k_B à partir de sa largeur. Ce travail vise à une redéfinition du kelvin et s'inscrit dans un projet plus large de redéfinition de l'ensemble des unités du système international.

L'unité de température au sein du système international d'unités

Le système international d'unités (SI) repose aujourd'hui sur un jeu de 7 unités de base : le mètre, le kilogramme, la seconde, le kelvin, l'ampère, la mole et la candela (*voir (1)*). Les progrès considérables réalisés ces vingt dernières années dans le domaine de la mesure et plus particulièrement dans celui des mesures de fréquences, permettent aujourd'hui d'envisager de redéfinir les différentes unités en fixant la valeur de certaines constantes fondamentales (*voir (2-4)*). Ceci a déjà été réalisé en 1983 pour l'unité de longueur, le mètre, lors de la 17^{e} Conférence Générale des Poids et Mesures (CGPM) : le mètre est ainsi relié à l'unité de temps par la valeur de la vitesse de la lumière c, fixée à 299 792 458 m s^{-1} exactement. Dans un avenir proche, quatre autres des sept unités de base du SI pourraient être redéfinies à partir de constantes fondamentales : le kilogramme, l'ampère, le kelvin et la mole. Cette redéfinition suppose que soit mis en place un nouveau SI dans lequel, en plus de la vitesse de la lumière c, d'autres constantes fondamentales telles que la constante de Planck h, la constante d'Avogadro N_A et la constante de Boltzmann k_B soient fixées pour définir et relier entre elles les différentes unités de base.

La façon exacte dont sera réduit le nombre d'unités physiques indépendantes en fixant la valeur de quelques constantes fondamentales dépendra de l'incertitude atteinte dans plusieurs expériences en cours de développement. Dans cet article, nous montrons au travers de l'exemple de notre projet de mesure de la constante de Boltzmann par spectroscopie Doppler comment le problème se pose concrètement.

Une des premières définitions de l'échelle de température date de l'année 1887 quand fut adoptée, par le Comité International des Poids et Mesures (CIPM), l'échelle centigrade avec, pour points fixes, la température de congélation de la glace (0 °C) et celle de vaporisation de l'eau distillée (100 °C) sous une pression atmosphérique standard. La définition actuelle de l'unité de température thermodynamique remonte à la 13^{e} CGPM en 1968. L'unité de température thermodynamique est définie comme suit : « le kelvin, unité de température thermodynamique, est la fraction 1/273,16 de la température thermodynamique du point triple de l'eau ». Ce point triple – où les phases solide, liquide et gaz sont simultanément à l'équilibre – est aujourd'hui réalisé en pratique à mieux que 50 µK, soit mieux que 0,2 ppm (1 ppm = 1 partie par million).

L'unité de température est donc définie à partir des caractéristiques *macroscopiques* d'un corps matériel bien particulier, l'eau. Or, on sait depuis les travaux de Maxwell et Boltzmann au XIX^{e} siècle, que la température est susceptible d'une définition *microscopique* : elle est une mesure de l'agitation thermique des constituants « atomiques » de la matière, indépendante de la nature chimique de ces constituants. Plus précisément, pour un corps maintenu à la température T, l'énergie cinétique moyenne associée à chaque degré de liberté de ces constituants est égale à $(1/2)k_BT$ (théorème dit d'équipartition de l'énergie), où k_B est une des constantes fondamentales de la physique, appelée constante de Boltzmann (*voir encadré : la constante de Boltzmann*). Le point essentiel est qu'au niveau microscopique la grandeur susceptible d'une interprétation physique est, non pas la température T elle-même, mais le produit k_BT. D'où l'idée – directement inspirée de ce qui a été fait pour la constante de structure de l'espace-temps c – de fixer la valeur de la constante de Boltzmann k_B : de même qu'en fixant c on a rapporté les mesures de longueur à des mesures de temps, en fixant la valeur de k_B, on relierait les mesures de température à des mesures d'énergie. Cependant un tel changement n'a d'intérêt, du point de vue métrologique, que si – comme ce fut le cas pour les mesures de longueur – il conduit à une meilleure exactitude sur les mesures de température. Plus encore – étant donné que les mesures de temps (ou de fréquence) sont actuellement les plus précises de toutes les mesures physiques – il conviendrait de se rapporter *in fine* à une mesure de fréquence. C'est ici

Article proposé par : Christophe Daussy, daussy@lpl.univ-paris13.fr, Christian J. Bordé, borde@lpl.univ-paris13.fr et Christian Chardonnet, chardonnet@lpl.univ-paris13.fr, Laboratoire de Physique des Lasers (LPL), Université Paris 13/CNRS.

Encadré 1 *La constante de Boltzmann*

L'introduction de la constante k_B remonte aux travaux du physicien autrichien Ludwig Boltzmann (1844-1906) visant à appliquer les méthodes de la statistique des grands nombres aux différents états de la matière macroscopique, supposée constituée d'un grand nombre de particules (« hypothèse atomique ») soumises, au niveau microscopique, aux lois de la mécanique classique (mécanique statistique). La constante de Boltzmann intervient dans la distribution de probabilité des différents états microscopiques selon leur énergie, à température T fixée (distribution de Maxwell-Boltzmann, en $\exp\left(-E/k_B T\right)$). Calculant l'entropie S d'un système (définie en thermodynamique) dans le cadre de sa mécanique statistique, Boltzmann établit que S est proportionnelle au logarithme du nombre W de « complexions » microscopiques possibles pour le système et le facteur de proportionnalité n'est autre que la constante qui porte son nom, k_B : $S = k_B \ln W$. Plus tard, Shannon montrera sur la base de la théorie de l'information que l'entropie d'un système est une mesure de son « désordre ». De façon générale, la constante de Boltzmann, via le produit $k_B T$, est liée à la taille des fluctuations des grandeurs physiques d'un système maintenu à température T autour de leur valeur moyenne (*voir (9)*). A ce titre, elle apparaît, entre autres, dans la théorie du mouvement brownien développée par Einstein en 1905.

Encadré 2 *Mesure par thermométrie acoustique de la constante de Boltzmann*

Aujourd'hui, la valeur admise de la constante k_B est fondée sur une expérience de thermométrie acoustique dans l'argon publiée en 1988 (*voir (10) et (11)*). La vitesse de propagation du son dans un gaz est reliée à la vitesse quadratique moyenne des molécules ou atomes, elle-même déterminée par la température du système. Si le gaz est placé dans un résonateur acoustique sphérique, les fréquences de résonance acoustique dépendent de la vitesse du son dans le gaz et du volume du résonateur. Cette relation s'exprime simplement pour un gaz monoatomique sous la forme $k_B = \left[\frac{M}{N_A}\right] \times \left[\frac{3V^{2/3}}{5T}\right] \times \left[\frac{f_{0,n}}{r_{0,n}}\right]^2$, où M est la masse molaire du gaz, N_A la constante d'Avogadro (qui relie actuellement l'unité de masse atomique au kilogramme et donc la masse atomique m à la masse molaire M), V le volume du résonateur, T la température du gaz, $r_{0,n}$ (à une constante près) la racine n$^{\text{ième}}$ d'une équation différentielle donnant les différents modes de vibration du gaz dans un résonateur sphérique et $f_{0,n}$ la fréquence de résonance à déterminer. L'expérience consiste à mesurer la vitesse de propagation du son dans l'argon en fonction de la pression et à la température du point triple de l'eau. Le premier terme, qui représente la masse atomique du gaz, est déterminé avec une incertitude dominée par la présence d'impuretés résiduelles dans le gaz. Le volume du résonateur est déterminé par une mesure de la masse de mercure qu'il peut contenir. Enfin, la valeur de $f_{0,n}$ est obtenue par une extrapolation à pression nulle des mesures de fréquences de résonance à différentes pressions de gaz ($f_{0,n} = \lim_{P \to 0} f_{P,n}$). Cette expérience donne la valeur actuelle de la constante de Boltzmann $k_B = 1{,}380\,6505\ (24) \times 10^{-23}$ J K^{-1}, avec une incertitude relative de 1,8 ppm (*voir (12)*).

qu'intervient une autre constante fondamentale, la constante de Planck h qui relie les grandeurs énergie et fréquence par $E = h\nu$. En fixant non seulement k_B mais aussi h, on relierait ainsi toute mesure de température à une mesure de temps. La nouvelle définition du kelvin présenterait l'avantage majeur de ne plus faire référence à un corps particulier, contrairement à la définition actuelle, ce qui permettrait un pas de plus vers l'unification des unités du système international.

Principe de l'expérience pour une nouvelle mesure de k_B

Fixer la valeur d'une constante suppose que celle-ci ait été au préalable suffisamment bien déterminée par des mesures. La détermination actuelle de la constante de Boltzmann $k_B = 1{,}380\,6505\,(24) \times 10^{-23}$ J K^{-1} (soit une incertitude relative de 1,8 ppm), repose essentiellement sur une seule expérience qui date de 1988 (*voir encadré : mesure par thermométrie acoustique de la constante de Boltzmann*). Il importe, avant d'adopter cette valeur, de la vérifier avec la même exactitude, si possible par une expérience indépendante de la première et différente dans son principe. L'expérience que nous présentons ici repose sur une idée proposée pour la première fois par Ch. J. Bordé en 2000 (*voir (4)*) qui consiste à se rapporter à une mesure de fréquence. L'incertitude relative des meilleures mesures de fréquences est aujourd'hui huit ordres de grandeur inférieure à celle de la référence primaire de température. La mesure est réalisée par une expérience de spectroscopie laser où une vapeur atomique ou moléculaire, contenue dans une cellule et à l'équilibre thermodynamique, est en interaction avec une onde laser progressive. On enregistre le profil d'absorption linéaire autour d'une fréquence de résonance. La méthode, très générale, peut être appliquée à

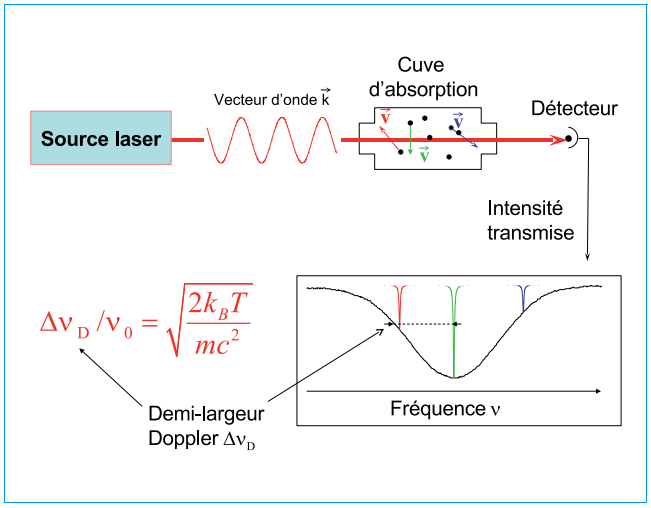


Figure 1 – Schéma de principe de l'expérience. La distribution des vitesses des molécules du gaz est donnée à l'équilibre thermodynamique par la distribution de Maxwell-Boltzmann. Une molécule du gaz, en mouvement à la vitesse $\vec{v}$ par rapport au laboratoire, va « voir » la fréquence de l'onde laser décalée de $\nu\frac{v_z}{c}$, où v_z est la composante de $\vec{v}$ suivant l'axe de propagation de la lumière. La distribution des vitesses suivant l'axe du faisceau laser est une gaussienne à laquelle correspond une forme gaussienne de la raie d'absorption.

des atomes ou des molécules dans une très large gamme de températures. Dans le cas où l'absorption est faible, l'intensité lumineuse émergente s'écrit simplement $I(l,\nu) = I_0\,(1 - \alpha(\nu)l)$ où I_0 est l'intensité incidente, $I(l,\nu)$ l'intensité émergente qui dépend de la longueur d'absorption l dans le gaz traversé et de la fréquence ν de la lumière incidente, par l'intermédiaire du coefficient d'absorption $\alpha(\nu)$. Dans nos conditions d'expérience, l'absorption du milieu est forte ($\alpha(\nu)l$ comparable à 1), ce qui se traduit par une décroissance exponentielle de l'intensité lumineuse au cours de la propagation dans le gaz. La réponse du milieu est alors décrite par la loi de Beer-Lambert : $I(l,\nu) = I_0 e^{-\alpha(\nu)l}$. A basse pression, le profil d'absorption observé est dominé par l'élargissement Doppler lié à l'agitation des molécules du gaz. A chaque molécule est associée une valeur de la vitesse et à chaque valeur de la vitesse moléculaire correspond une fréquence décalée par effet Doppler. De ce fait, le coefficient d'absorption $\alpha(\nu)$ reproduit la distribution gaussienne de Maxwell–Boltzmann des vitesses moléculaires (*voir encadré : La forme de la raie d'absorption*). La largeur de cette gaussienne est directement liée à $k_B T$ (*voir la figure 1*), d'où la possibilité, en mesurant simultanément la fréquence du laser et la température du gaz, de déduire la valeur de k_B. Si on appelle m la masse moléculaire, ν_0 la fréquence centrale et $\Delta\nu_D$ la demi-largeur (à $1/e$) du profil Doppler, la constante de Boltzmann s'obtient, en fonction des paramètres de l'expérience, par la formule : $\frac{\Delta\nu_D}{\nu_0} = \sqrt{\frac{2k_BT}{mc^2}}$. Dans cette formule, la valeur de c, vitesse de la lumière, est fixée. Les masses relatives de la plupart des ions, atomes, molécules et de l'électron sont connues à présent avec des incertitudes

Encadré 3 — *La forme de la raie d'absorption*

Même si le principe de cette expérience est extrêmement simple, il n'en demeure pas moins que la détermination de la largeur Doppler nécessite une modélisation précise de la forme de raie. Dans la limite d'un élargissement purement Doppler, la forme de raie est une exponentielle de gaussienne quand le signal est intégré le long du chemin optique. En réalité, plusieurs autres sources d'élargissement de la forme de raie doivent être considérées. Tout d'abord, la durée de vie finie des états internes de la molécule donne une largeur naturelle à la transition. Cette largeur est augmentée sous l'effet des collisions molécule-molécule à l'origine d'un élargissement proportionnel à la pression. Dans ce cas, la forme de raie est décrite par une exponentielle de profil de Voigt, convolution d'une distribution gaussienne et d'une lorentzienne de largeur égale à la somme des largeurs naturelle et collisionnelle. Cette forme simplifiée est cependant incomplète. En effet, l'extension transverse du faisceau laser est la cause d'un élargissement dû au temps limité de transit des molécules à l'intérieur du faisceau laser. Deux autres effets doivent également être pris en compte : la structure hyperfine non résolue de la transition et les différentes modulations de fréquence et d'amplitude appliquées au faisceau laser pour détecter les signaux. A plus haute pression (1 kPa et au-delà), un autre effet doit également être considéré, c'est l'effet Lamb-Dicke-Mossbauer qui se traduit par une réduction de la largeur Doppler avec la pression. Une modélisation théorique de la forme de raie complète prenant en compte de façon exacte l'ensemble de ces effets nous a permis de démontrer que, dans nos conditions expérimentales, les effets Doppler et collisionnel suffisent à rendre compte de la largeur de raie à un niveau bien meilleur que 1 ppm. Tous les autres effets n'interviennent qu'au second ordre et sont inférieurs à cette limite, à savoir la structure hyperfine qui peut être mesurée et prise en compte très précisément, la largeur naturelle de la transition (de l'ordre de 1 Hz), les effets des modulations de fréquence et d'amplitude des faisceaux et enfin l'élargissement dû au temps de transit fini des molécules, lui aussi calculable. Le profil est donc largement dominé par l'élargissement Doppler et la raie reste très proche d'une exponentielle de gaussienne avec une largeur croissant linéairement avec la pression. Pour extraire la largeur Doppler de la forme de raie, les mesures sont extrapolées à très basse pression, dans un régime où la forme de raie tend vers le profil Doppler. La pression est simplement obtenue par la mesure de l'amplitude d'absorption à résonance, qui dépend linéairement de la pression. L'extrapolation linéaire de ces mesures à pression nulle conduit directement à la largeur Doppler et donc à la constante de Boltzmann.

relatives de l'ordre de $10^{-9} - 10^{-10}$ depuis les expériences de mesures de fréquences cyclotron d'ions dans des pièges de Paul (*voir (5)*) et il est possible de prendre en compte d'éventuels défauts de masse lorsque la vapeur est moléculaire et non atomique. Finalement, c'est la connaissance de la constante d'Avogadro qui limite aujourd'hui l'incertitude sur la masse de la plupart des « particules élémentaires », électron, ions, atomes, molécules.

Pour cette constante, le CODATA (Committee on Data for Science and Technology) donnait en 1998 une incertitude de $7{,}9 \times 10^{-8}$, revue à la hausse en 2002 ($1{,}7 \times 10^{-7}$). Cette confusion provient d'un désaccord au niveau de 1,3 ppm entre les déterminations directes de N_A par une sphère de silicium et des mesures indirectes par la balance du watt (*voir (6)*). La détermination précise de la concentration isotopique des sphères de silicium utilisées, qui intervient dans la masse molaire pour la détermination de N_A, pourrait être à l'origine de ce désaccord. Nous voyons que l'incertitude sur la valeur admise de k_B qui fait intervenir N_A pourrait être légèrement revue à la hausse. Concernant notre projet de spectroscopie Doppler où nous visons une détermination de k_B avec une incertitude de quelques ppm, nous devrons d'une part tenir compte de cette nouvelle incertitude sur la constante d'Avogadro et d'autre part atteindre une incertitude sur la mesure de la température T et sur celles des fréquences $\Delta\nu_D$ et ν_0 de quelques ppm également.

On peut cependant s'affranchir de toute grandeur macroscopique, et notamment du nombre d'Avogadro, en remarquant que : $\dfrac{\Delta\nu_D}{\nu_0} = \sqrt{\dfrac{2(k_B/h)T}{(m/h)c^2}}$. La mesure de la largeur Doppler apparaît alors comme une mesure du rapport k_B/h, dont l'incertitude fait intervenir outre celle sur T, celle sur la quantité mc^2/h (homogène à une fréquence) susceptible d'une mesure par interférométrie atomique à mieux que 10^{-8} près. L'unité de température pourrait alors être directement reliée à l'unité de fréquence en fixant les valeurs de h et de k_B.

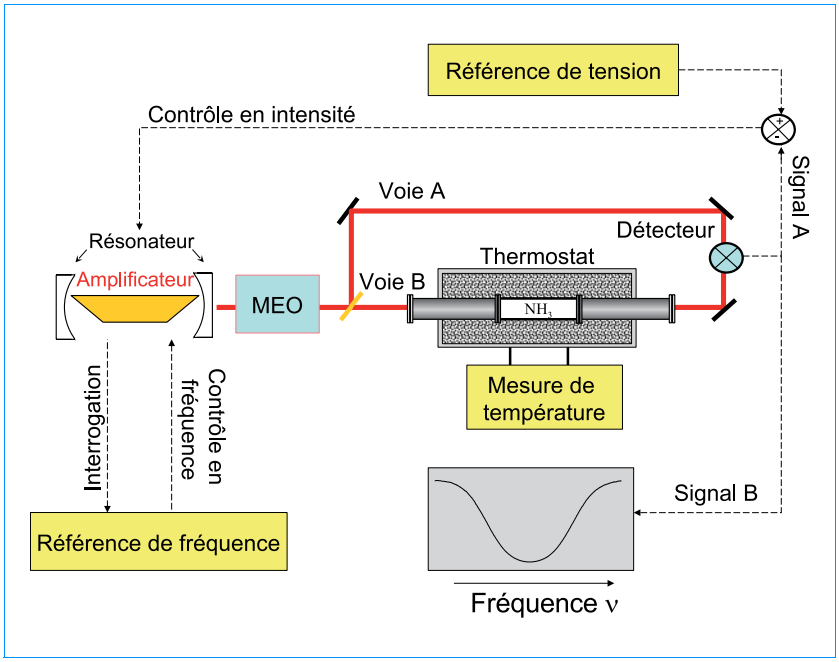


Figure 2 – Dispositif expérimental : la fréquence du laser à CO_2 est contrôlée par l'asservissement en fréquence sur une raie de référence. Le balayage de la fréquence du rayonnement laser est réalisé grâce à un modulateur électro-optique (MEO). La voie A permet d'élaborer le signal utilisé pour contrôler l'intensité du laser pendant l'enregistrement des spectres d'absorption sur la voie B. La température de l'ammoniac est maintenue autour de 273,15 K grâce au thermostat et mesurée par des sondes à résistance de platine.

Première mesure de la constante de Boltzmann par spectroscopie laser

Présentation du montage

Nous avons mené une première expérience de démonstration qui avait pour but de valider le principe de la méthode (*voir (7)*). L'expérience de spectroscopie a été réalisée sur des molécules d'ammoniac (NH_3) à l'aide d'un laser à CO_2 (*voir la figure 2*). La raie d'absorption observée correspond à une transition entre deux états de vibration-rotation différents de la molécule. Le choix de cette molécule a reposé sur deux critères principaux : elle doit présenter une bande d'absorption intense et des raies Doppler bien isolées. Le balayage en fréquence du laser est obtenu grâce à un modulateur électro-optique micro-onde qui génère deux bandes latérales accordables de part et d'autre de la fréquence fixe du laser asservi en fréquence. Une de ces bandes latérales est balayée autour de la raie d'absorption de l'ammoniac. Le faisceau laser est séparé en deux, une voie dite de référence sert au contrôle de l'intensité du laser pendant que le spectre d'absorption est enregistré sur une seconde voie.

Le contrôle du rayonnement laser

La fréquence du laser à CO_2, qui émet un rayonnement dans l'infrarouge moyen autour de 10 µm, doit être contrôlée afin de calibrer précisément l'axe des fréquences. Pour cela, la fréquence du laser est comparée en permanence à une référence de fréquence secondaire, constituée par une raie d'absorption saturée d'une molécule, dans notre cas, la molécule de tétroxyde d'osmium (OsO_4). La fréquence laser est maintenue égale à la fréquence centrale du profil d'absorption de cette molécule. Ceci est réalisé par une boucle électro-

nique d'asservissement qui permet de contrôler la longueur moyenne de la cavité laser et donc la fréquence du laser, à mieux que 10^{-14} en valeur relative pendant 100 s. Le spectre du laser est alors constitué d'une raie centrée autour de 30 THz et de largeur inférieure à 10 Hz. La lumière émise par le laser peut donc être considérée comme monochromatique.

Pour des temps supérieurs à 100 s, la fréquence de l'étalon secondaire au tétroxyde d'osmium dérive lentement, à cause des variations lentes des conditions expérimentales (température, pression…), ce qui limite la durée d'acquisition d'un spectre. Pour résoudre ce problème, la fréquence instantanée du laser à CO_2 est comparée avec l'étalon primaire de fréquence, aujourd'hui réalisé par une horloge atomique à césium (dont la fréquence de transition définit l'unité de temps). L'étalon primaire le plus performant est aujourd'hui développé au SYRTE (Observatoire de Paris) ; le signal de cette horloge est acheminé de ce laboratoire jusqu'à notre expérience via une liaison par fibre optique de 40 km. Le signal reçu est alors utilisé pour mesurer, au moyen d'un laser femtoseconde (*voir (8)*), la fréquence instantanée de notre laser à CO_2. Finalement, la fréquence laser est contrôlée et mesurée au niveau du hertz, ce qui représente 0,01 ppm de la largeur du profil d'absorption qui est d'environ 100 MHz. Ceci ne sera donc nullement une limitation dans nos expériences.

La qualité du spectre enregistré dépend également de la stabilité de l'intensité I_0 du laser. Les variations lentes de I_0 affectent la ligne de base tandis que les fluctuations rapides sont à l'origine du bruit observé sur les spectres enregistrés. Afin de maintenir l'intensité laser constante à l'entrée de la cellule d'absorption au cours de l'acquisition d'un spectre, le signal de la voie *A* est comparé en permanence à une référence de tension très stable et asservi sur celle-ci. Le contrôle de cette intensité laser et la capacité à mesurer son absorption de façon fidèle sur tout le profil Doppler affectent directement la sensibilité de notre mesure et représentent les défis majeurs de cette expérience.

Le contrôle de la température du gaz

Le contrôle de la température du gaz est réalisé grâce à un thermostat constitué par une grande cuve (250 litres) d'acier inox contenant un mélange eau-glace. La cellule d'absorption contenant les molécules, de 30 cm de longueur, est immergée dans ce bain (*voir la figure 3*). En raison de la sensibilité aux impuretés de la température de transition solide-liquide, la glace doit être préparée à partir d'une eau extrêmement pure (filtrée puis distillée). Moyennant ces précautions, la température est maintenue constante et homogène à la température de fusion de la glace (273,15 K ou 0 °C) à mieux que 20 mK près, soit 73 ppm. La température du bain ainsi que celle des parois de la cellule sont mesurées en permanence grâce à des capteurs très sensibles placés en différents points du thermostat. Ces capteurs sont régulièrement étalonnés par rapport au point triple de l'eau à 273,16 K.

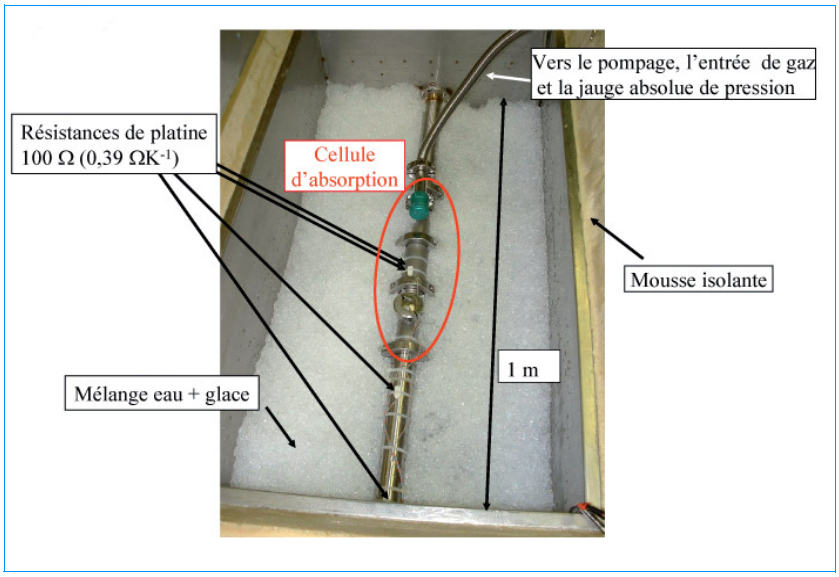


Figure 3 – Photographie du thermostat et de la cuve d'absorption.

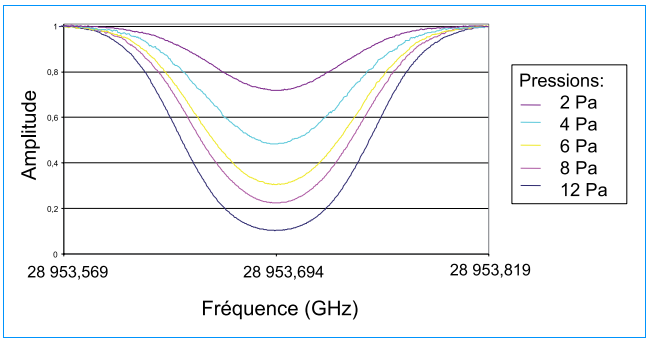


Figure 4 – Spectres d'absorption linéaire de la raie de vibration-rotation asQ(6,3) de la bande ν_2 de la molécule d'ammoniac $^{14}NH_3$ en fonction de la pression (respectivement 2, 4, 6, 8, 12 Pa) enregistrés sur une plage de 250 MHz. Le rapport signal sur bruit typique (qui dépend de la pression) est de 100 pour un spectre enregistré en 100 s. Pour un spectre, l'incertitude sur la largeur donnée par un ajustement par moindres carrés est comprise entre 20 kHz et 80 kHz suivant la pression. L'aspect écrasé de la raie à plus haute pression (vers 10 Pa) reflète la forme exponentielle de gaussienne du profil de raie.

Résultats

Les profils d'absorption sont enregistrés à des pressions de gaz dans la cellule comprises entre 1 Pa et 12 Pa (*voir la figure 4*), puis la largeur est extrapolée à pression nulle (*voir la figure 5*). Les mesures de la demi-largeur $\Delta\nu_D$ ont permis d'obtenir la première détermination précise de la constante de Boltzmann par spectroscopie laser. La valeur de la constante de Boltzmann déduite de ces mesures est de 1,380 65 (26) × 10^{-23} J K^{-1}, avec une incertitude statistique égale à 2 × 10^{-4} en valeur rela-

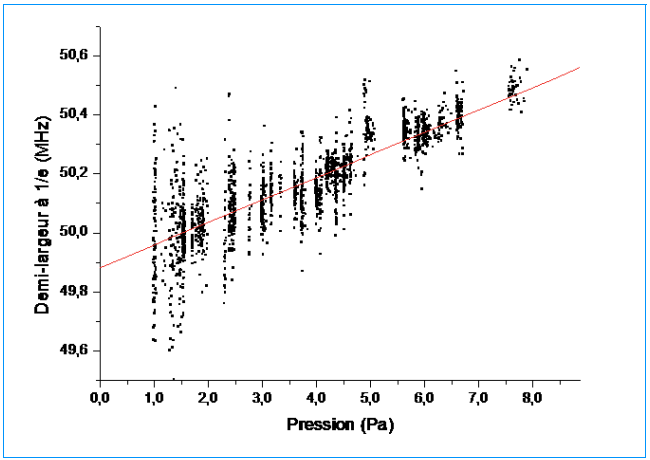


Figure 5 – Dépendance en pression de la largeur de la raie supposée gaussienne (carrés noirs). Cette largeur extrapolée à pression nulle (droite rouge) donne la largeur Doppler $\Delta\nu_D$ utilisée pour la détermination de k_B. La dispersion des mesures, d'environ 1 % autour de la largeur moyenne mesurée, est directement limitée par le rapport signal sur bruit des spectres enregistrés (***voir la figure 4***).

tive. Cette mesure est actuellement limitée par le rapport signal sur bruit des signaux enregistrés et le contrôle en température de l'ammoniac. A ce stade, aucun effet systématique n'a pu être mis en évidence ce qui laisse augurer une marge de progression importante de ce type d'expérience.

Conclusion

Ces premiers résultats démontrent la possibilité de mesurer des profils d'absorption avec une très grande précision par spectroscopie laser. Ceci nous conduit à étudier les formes de raie d'absorption dans des régimes de basse pression très peu explorés. Nous devrions ainsi être capables d'étudier le passage au régime Lamb-Dicke-Mossbauer [*voir encadré : La forme de la raie d'absorption*]. Ceci intéresse aussi le domaine de la spectroscopie atmosphérique et planétaire. Pour la mesure de la constante de Boltzmann (ou de k_B/h), ces résultats préliminaires obtenus en seulement deux ans sont très prometteurs. Ils ont ouvert la voie à un nouveau dispositif expérimental avec trois pistes d'améliorations significatives : le développement d'un nouveau thermostat régulé en température au niveau de 1 ppm, qui est en cours de réalisation ; il s'agira là d'une première pour un thermostat d'une aussi grande dimension (1 m^3) ; l'augmentation de la longueur d'absorption d'un facteur 10 (grâce à une nouvelle géométrie multi-passages dans la cellule) et enfin l'amélioration de la stabilisation en intensité du laser afin d'accroître le rapport signal sur bruit des signaux détectés. Il semble ainsi envisageable d'atteindre une exactitude de quelques ppm sur la mesure de k_B. D'un point de vue conceptuel, cette méthode est extrêmement générale et repose sur une application des premiers principes : la mesure directe de l'énergie thermique associée à un degré de liberté du système. Ceci lui confère certains avantages originaux. En effet, le profil de raie reflète la distribution des vitesses le long de l'axe du faisceau laser pour les molécules situées dans un niveau rovibrationnel donné. La température mesurée étant, quant à elle, celle de l'échantillon dans son ensemble, déterminer une valeur commune de k_B sur différentes transitions, différentes molécules et à différentes températures constitue une vérification partielle du principe d'équipartition. Contrairement aux autres expériences de mesure de k_B passées ou envisagées, cette méthode permet ainsi d'étudier facilement des systèmes physiques différents dans une très large gamme de températures. Cet aspect n'est certainement pas le moins important lorsque sera venu le moment de fixer la valeur de k_B pour harmoniser le système international d'unités. En outre, la mesure de la largeur Doppler des raies dans les gaz fournit un moyen élégant et universel de mesurer la température thermodynamique de façon absolue.

POUR EN SAVOIR PLUS

(1) http://www.bipm.fr/

(2) Les constantes fondamentales, Jean-Philippe Uzan et Roland Lehoucq, éd. Belin, collection Sciences, 2005.

(3) Les constantes universelles, Gilles Cohen-Tannoudji, éditions Hachette Littératures, 2003.

(4) Ch. J. Bordé, Base Units of the SI, Fundamental Constants and Modern Quantum Physics, *Phil. Trans. Roy. Soc. A, 363*, 2177-2201, September 2005.

(5) Frank DiFilippo, Vasant Natarajan, Kevin R. Boyce and David E. Pritchard, Accurate Atomic Masses for Fundamental Metrology, *Phys. Rev. Lett. 73*, 1481-1484, 1994.

(6) W. Schwitz, B. Jeckelmann and P. Richard, Towards a new kilogram definition based on a fundamental constant, Special issue on fundamental metrology, *C.R. Physique 5*, 881-892, 2004.

(7) C. Daussy, S. Briaudeau, M. Guinet, A. Amy-Klein, Y. Hermier, Ch. J. Bordé and C. Chardonnet, *Spectroscopic determination of the Boltzmann constant : first results, Laser Spectroscopy,* World Scientific, edited by Ed Hinds, Allister Ferguson and Erling Riis, 2005.

(8) G.D. Rovera, « Images de la Physique 2005 », 146-151, 2005.

(9) L. Brillouin, La science et la théorie de l'information, Editeur J. Gabay, 1988.

(10) M. R. Moldover, J. P. M. Trusler et T. J. Edwards, Measurement of the universal gas constant R using a spherical acoustic resonator, *J. Res. NBS, 93,* 85-144, 1988.

(11) L. Pitre, M. R. Moldover et W. L. Tew, Acoustic thermometry : new results from 273 K to 77 K and progress towards 4 K, *Metrologia 43,* 142-162, 2006.

(12) CODATA recommended values of the fundamental physical constants : 2002, Peter J. Mohr and Barry N. Taylor, *Rev. Mod. Phys. vol. 77,* 1, 2005 (http://www.codata.org/).

Ont également participé à ce travail Anne Amy-Klein [1], Mickaël Guinet [1], Khelifa Djerroud [1], Fridolin Kwabia Tchana [1], Stephan Briaudeau [2] et Yves Hermier [2]

1. Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS/Institut Galilée/Université Paris 13, 99 avenue J.-B. Clément, 93430 Villetaneuse - France.
2. Institut National de Métrologie, LNE/CNAM, 61 rue du Landy, 93210 La Plaine-Saint-Denis - France.

Exemple de sujets – Epreuve d'ADS Physique, Filière PC

Dossier : « La constante de Boltzmann mesurée par spectroscopie laser » *Images de la Physique 2006*

Ce dossier décrit la réalisation d'une expérience dédiée à la mesure de la constante de Boltzmann (kB) en utilisant des techniques de spectroscopie laser. La mesure s'appuie sur des notions de physique bien connues dans le cours : la relation entre énergie cinétique, vitesse quadratique moyenne et température, les principes de la spectroscopie laser, la loi d'absorption de Beer-Lambert et l'effet Doppler. La réalisation d'une telle mesure de précision nécessite aussi d'une excellente compréhension du dispositif expérimental et des sources d'incertitudes, qui guident la conception de l'expérience. Il s'agit d'un excellent exemple pour illustrer le lien entre un problème fondamental de métrologie, la physique sous-jacente, et la réalisation expérimentale de la mesure.

Les candidats ont généralement bien réussi à comprendre l'objectif de cette mesure et à mettre en avant les différents principes de physique impliqués, qui sont étudiés en cours. Certains candidats ont réussi à retrouver, dans la préparation de l'exposé ou lors de la discussion, les relations entre les grandeurs physiques qui étaient données dans le texte sans démonstration pour la mesure spectroscopique de kB et pour la mesure acoustique qui était mentionnée dans un encadré. Nous avons par contre remarqué des difficultés à mettre en relation l'objectif de cette mesure avec les techniques utilisées et détaillées dans le texte, en allant au-delà d'une paraphrase des détails du dispositif expérimental fournis dans l'article. Ce texte se prêtait très bien à une discussion critique sur les différents choix effectuées par les expérimentateurs. Deux exemples sont la discussion des sources d'erreur systématique et la comparaison avec l'erreur statistique, et la nécessité d'effectuer une mesure de demi-largeur en fonction de la pression. Dans ce dernier cas, l'augmentation de la dispersion des valeurs mesurés suite à la réduction de la pression ont très rarement été remarquées et expliquées. Nous avons aussi remarqué des difficultés dans la lecture et interprétation des courbes expérimentales montrés dans les figures, souvent négligées dans l'exposé et dans la discussion mais fondamentales pour la compréhension des résultats.

Ce dossier permettait donc d'évaluer le recul de des candidats par apport aux notions apprises dans le cours, et de juger leur capacité de bien mettre en évidence les motivations et les points clés de physique, plutôt que de fournir une longue liste de détails techniques sans en expliquer les motivations.