



HAL
open science

L'influence des gaz tampons sur le déplacement de la fréquence et la largeur des raies des transitions hyperfines de l'état fondamental des atomes alcalins

M. Arditì

► **To cite this version:**

M. Arditì. L'influence des gaz tampons sur le déplacement de la fréquence et la largeur des raies des transitions hyperfines de l'état fondamental des atomes alcalins. *Journal de Physique et le Radium*, 1958, 19 (11), pp.873-880. 10.1051/jphysrad:019580019011087300 . jpa-00235959

HAL Id: jpa-00235959

<https://hal.science/jpa-00235959>

Submitted on 4 Feb 2008

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

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

L'INFLUENCE DES GAZ TAMPONS SUR LE DÉPLACEMENT DE LA FRÉQUENCE ET LA LARGEUR DES RAIES DES TRANSITIONS HYPERFINES DE L'ÉTAT FONDAMENTAL DES ATOMES ALCALINS

Par M. ARDITI,

International Telephone and Telegraph Laboratories, Nutley, New-Jersey, U. S. A.

Résumé. — Dans les standards de fréquences basés sur les transitions hyperfines indépendantes du champ de l'état fondamental, des vapeurs de métaux alcalins renfermés dans une cellule, un gaz tampon est introduit pour réduire la largeur Doppler et augmenter utilement les différences de population et la sensibilité de la détection lorsqu'on emploie des méthodes d'orientation et de détection optiques. Des recherches sur le déplacement de fréquence produit par divers gaz tampons ou mélanges de tels gaz (comme l'hélium, l'azote, le néon, l'argon, le xénon ou le krypton) sur les transitions de micro-onde (2, 0), (1, 0) dans ^{23}Na ou (4, 0), (3, 0) dans ^{133}Cs sont exposées. Les variations de la largeur de raie avec la pression sont aussi discutées. Les résultats expérimentaux laissent penser que les déplacements dus à la pression dans les transitions hyperfines sont très semblables aux mêmes déplacements et aux asymétries de raies produits par les gaz rares dans le domaine optique pour les raies de résonance des métaux alcalins, bien que l'ordre de grandeur de l'effet soit très différent.

Abstract. — In frequency standards based on the field independent hyperfine transition in the ground state of alkali vapor metals in a gas cell, a buffer gas is usually introduced both for Doppler width reduction and for increasing useful population differences and detection sensitivity when employing optical orientation and optical detection methods. Investigations of the pressure shift produced by various buffer gases or mixture of gases (such as helium, nitrogen, neon, argon, xenon or krypton) in the microwave transitions (2, 0), (1, 0) in ^{23}Na or (4, 0), (3, 0) in ^{133}Cs will be reported. The variations in the line width, as the pressure of the gas is varied, will also be discussed. The experimental results suggest pressure shifts for the hyperfine transitions quite similar to optical pressure shift and line asymmetry of alkali metal resonance radiations in rare gas, although the order of magnitude of the effect is quite different.

I. Introduction. — On a développé, récemment, des modèles préliminaires « d'horloges atomiques », ou standards de fréquence, utilisant la détection optique, dans une cellule à vapeur alcaline, des transitions hertziennes hyperfines dans l'état fondamental des atomes alcalins [1]. Afin d'obtenir, avec de telles cellules, des étalons de fréquence de haute précision et très stables il faut satisfaire, au moins, trois conditions essentielles :

1. La fréquence de la transition utilisée doit être très stable, c'est-à-dire, indépendante des champs électriques ou magnétiques, indépendante de la pression, de la température, etc... 2. La largeur de la raie de résonance doit être aussi étroite que possible. 3. Le rapport signal/bruit de la détection doit être aussi élevé que possible.

En général, l'effet Doppler impose une limite inférieure à la largeur des raies d'absorption et il est désirable d'éliminer le plus possible cet effet. Une réduction très appréciable de la largeur des raies peut être obtenue par l'introduction de gaz tampons dans la cellule à vapeur alcaline [2]. Dans certains cas, cependant, la présence des gaz tampons modifie profondément les autres caractéristiques de la transition. L'objet de cet exposé est de présenter quelques résultats expérimentaux obtenus avec ^{23}Na et ^{133}Cs , et de discuter leur interprétation dans le cadre des phénomènes de la double résonance magnétique [3].

II. Influence des gaz tampons sur le déplacement de la fréquence des transitions hertziennes hyperfines dans l'état fondamental des atomes alcalins.

— La méthode d'excitation de Ramsey permet de réduire considérablement l'effet Doppler dans les appareils à jets atomiques, et une extension de cette méthode a été proposée aussi pour les cellules à vapeur alcaline [4]. L'effet Doppler peut aussi être atténué en réduisant la vitesse thermique moyenne des atomes dans la cellule, c'est-à-dire en refroidissant la cellule. Une méthode plus efficace, applicable aux transitions magnétiques dipolaires qui ne sont pas affectées sérieusement par les collisions avec d'autres atomes ou molécules, est de mélanger la vapeur alcaline avec un gaz non-magnétique, et de régler la pression de ce gaz de manière à réduire le libre parcours moyen des atomes alcalins, de façon à prévenir leur diffusion rapide vers les parois ou vers des régions où le champ de radiofréquence a une phase et une direction différentes [2]. Cependant, au fur et à mesure que l'effet Doppler est réduit, d'autres facteurs deviennent prédominants pour modifier la largeur des raies d'absorption. En particulier, un effet important est dû aux collisions des atomes alcalins entre eux, collisions durant lesquelles l'électron de valence peut être échangé. Ce genre de collisions interrompt le processus de radiation alors que les collisions avec un gaz non-magnétique, tel que

l'argon, sont sans effet. Une réduction plus poussée de la largeur des raies n'est possible alors qu'en réduisant la concentration des atomes et leur vitesse, c'est-à-dire en réduisant la température ; malheureusement, en réduisant la concentration on réduit aussi considérablement le signal détecté. On pourrait améliorer beaucoup le rapport signal/bruit de la détection si la différence entre les populations des niveaux d'énergie entre lesquels a lieu la transition pouvait être accrue par rapport à la valeur de Boltzmann. Cela peut être réalisé à l'aide des méthodes du « pompage optique » [5]. Dans certaines conditions de pression, la présence des gaz tampons dans la cellule produit aussi un accroissement de l'orientation des atomes alcalins : cela est dû au fait que, dans leurs chocs avec les molécules du gaz tampon, les atomes alcalins ne sont pas désorientés et la lumière excitatrice de résonance peut les orienter pendant un temps plus long avant qu'ils ne rencontrent les parois de la cellule. L'effet de désorientation des parois peut d'ailleurs être réduit aussi en utilisant des revêtements spéciaux, tels que les paraffines à longue chaîne (eicosane $C_{20}H_{42}$ par exemple [4]).

Outre les effets produits par les gaz tampons sur la largeur des raies de résonance et sur l'intensité du signal détecté, des phénomènes de déplacement de la fréquence de résonance ont été aussi observés et vont maintenant être décrits en détail.

II.1. MÉTHODE EXPÉRIMENTALE DE MESURES. — Afin de mesurer avec précision le déplacement de la fréquence de résonance produit par les gaz tampons, dans les transitions hertziennes hyperfines dans l'état fondamental des atomes alcalins, nous avons utilisé, principalement, la transition

$$\Delta F = 1 \quad m_F = 0 \rightarrow m_F = 0 :$$

la fréquence de cette transition est, en effet, la moins sensible aux variations du champ magnétique. Bien que la détection de cette transition soit plus difficile que la détection des autres transitions $\Delta F = 1 \quad \Delta m_F = \pm 1$, il est possible cependant, d'obtenir un bon rapport signal/bruit en mesurant les variations d'intensité de la lumière de résonance transmise au travers de la cellule à vapeur alcaline. L'effet de la résonance hertzienne est d'égaliser les populations des deux niveaux $m_F = 0$ et le changement de populations ainsi produit se traduit par un changement dans l'intensité de la lumière transmise, le maximum ayant lieu au centre de la résonance [6].

De grandes précautions ont été prises pour éviter les impuretés dans la cellule à vapeur alcaline : les cellules elles-mêmes étaient des ballons en verre pyrex 707 ; les métaux alcalins étaient introduits après plusieurs distillations successives dans le vide et les cellules étaient scellées après un pompage soigné et un remplissage avec des gaz tampons

spectroscopiquement purs. La cellule au sodium était un cylindre de verre d'environ un litre, maintenu à une température de 120-130 °C ; la cellule au césium était une sphère d'environ 5 cm de diamètre et dans ce cas les observations ont été faites à la température de 30 °C. Les lampes excitatrices étaient des lampes spectrales Osram, utilisées sans filtres ($D_1 = 5\,890 \text{ \AA}$ et $D_2 = 5\,896 \text{ \AA}$ pour le sodium et $8\,943 \text{ \AA}$ et $8\,521 \text{ \AA}$ pour le césium).

Les mesures ont été faites en utilisant des oscillateurs très stables. Pour les mesures sur le sodium, la fréquence hertzienne a été obtenue à partir d'un oscillateur à quartz suivi d'une chaîne de multiplication de fréquence ; pour le césium on a utilisé un klystron asservi (« phase-locked ») à un oscillateur à quartz. La stabilité de ces oscillateurs était de l'ordre de $4 : 10^9$ durant les quelques minutes nécessaires à la mesure.

La précision absolue des mesures dépendait d'une comparaison avec un signal émis par la station W W V (Washington, D. C.) elle était de l'ordre de $1 : 10^8$, c'est-à-dire, l'erreur absolue sur la mesure des fréquences était de l'ordre de ± 100 cycles pour le sodium et ± 300 cycles pour le césium. Les cellules à gaz étaient placées dans un champ magnétique homogène d'environ 1 gauss et les résultats des mesures ont été extrapolés pour des valeurs du champ nul en utilisant les formules de Breit-Rabi :

$$\nu_0 = (\nu - 2,2 \cdot 10^3 H^2) \text{ sec}^{-1}$$

pour la transition $2,0 \rightarrow 1,0$ du ^{23}Na .

$$\nu_0 = (\nu - 0,426 \cdot 10^3 H^2) \text{ sec}^{-1}$$

pour la transition $4,0 \rightarrow 3,0$ du ^{133}Cs .

II.2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — Les résultats expérimentaux pour le sodium et le césium sont résumés dans le tableau I et les figures 1 et 2

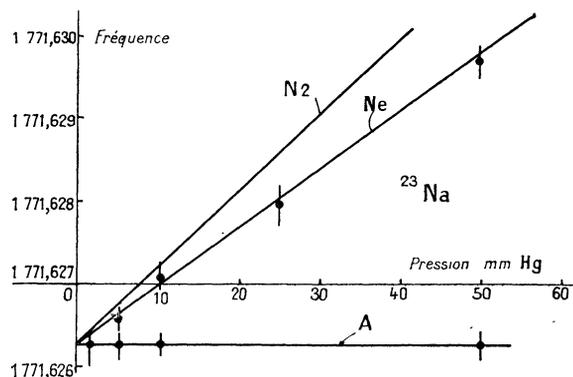


FIG. 1. — Fréquence en MHz.

(les pressions indiquées sont les pressions de remplissage des cellules, à température de 30 °C).

Des résultats identiques sont obtenus quelle que soit la polarisation de la lumière excitatrice (polarisation linéaire, circulaire ou lumière naturelle).

Des mesures faites avec les autres transitions $\Delta F = 1$ $\Delta m_F = \pm 1$ ont aussi donné les mêmes valeurs. On remarque que la fréquence des transitions se déplace vers les fréquences élevées (signe +) dans le cas des gaz légers : hydrogène, hélium, azote, néon, et vers les basses fréquences (signe -) dans le cas des gaz plus lourds tels que l'argon, le krypton et le xénon [7].

TABLEAU I

GAZ TAMPONS	DÉPLACEMENT DE LA FRÉQUENCE Hz/mm. Hg	
	+	-
²³ Na	Azote	100
	Néon	80
	Argon	≈ 0
¹³³ Cs	Hydrogène	+ 1 900
	Hélium	+ 1 600
	Azote	+ 930
	Néon	+ 650
	Argon	- 250
	Krypton	- 1 300
	Xénon	- 2 400

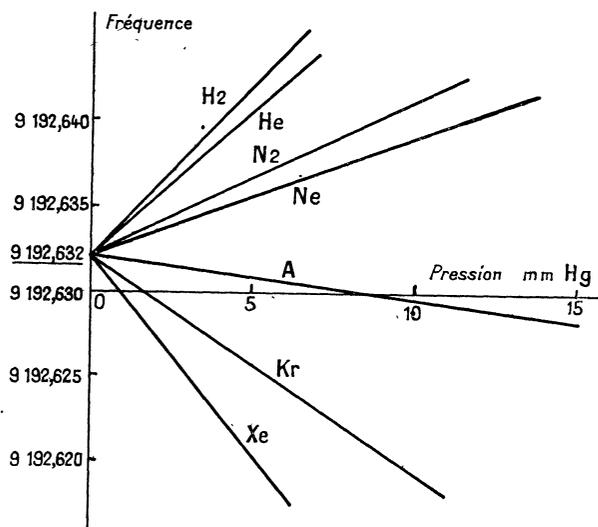


FIG. 2. — Atome ¹³³Cs. Fréquences en MHz.

Dans le cas des spectres hertziens de l'ammoniac, de l'oxygène et de l'eau, on a observé un élargissement des raies d'absorption [8] et, aux pressions élevées, dans le cas de l'ammoniac, un léger déplacement de la fréquence de résonance, vers les basses fréquences, a été attribué à une modification de la fonction d'onde quand l'énergie moyenne d'interaction entre molécules est comparable à l'énergie d'inversion [9]. Aux basses pressions, cependant, on n'a jamais observé de déplacement de la fréquence. Cela est dû à la prédominance des collisions diabatiques dans le domaine des fréquences hertziennes. Par contre, on a signalé un déplacement de la fréquence des raies d'absorption dans les spectres optiques d'atomes alcalins, dû à la présence de gaz

étrangers [8]. Par exemple, dans le cas des premiers termes des séries principales (raies de résonance) de K, Na, Rb ou Cs, l'argon ou l'azote produisent un déplacement vers les hautes fréquences ; pour les termes élevés des séries principales du Na, Rb et Cs les résultats sont résumés sur la figure 3 [10].

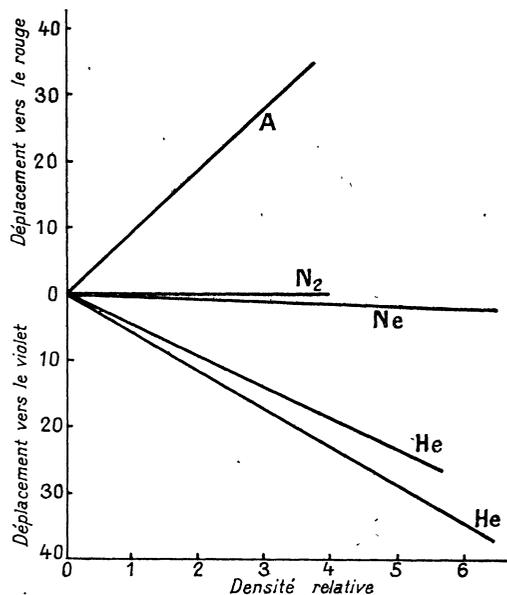


FIG. 3. — Déplacement des raies optiques d'après S. CH'EN et M. TAKÉO, *Rev. Mod. Phys.*, 1957, **29**, 51. Densité en amagats.

L'analogie entre ces courbes et celles des figures 1 et 2 est frappante, bien que l'ordre de grandeur des déplacements soit différent.

Par contraste avec le domaine des fréquences hertziennes, les faibles collisions entre les atomes alcalins excités et les molécules du gaz tampon ne produisent pas de transitions ; ces chocs adiabatiques ont un rôle prédominant dans le déplacement de la fréquence et l'élargissement des raies optiques : ils produisent une perturbation temporaire et légère des niveaux d'énergie initiale et finale de la transition optique. Cette perturbation n'est pas nécessairement égale pour les deux niveaux d'énergie et il en résulte un déplacement de la fréquence de la transition optique. Les perturbations des niveaux d'énergie peuvent être considérées comme la résultante de l'action sur les atomes alcalins d'effets Stark ou Zeeman produits par un champ de perturbation associé avec les molécules du gaz tampon [11]. D'après la théorie de Fermi [12], le déplacement de la fréquence des transitions optiques dû à la pression du gaz tampon est donné par :

$$\Delta = \Delta_{\sigma} + \Delta_{\epsilon} \tag{1}$$

où Δ_{σ} est le déplacement dû à la perturbation de l'électron de valence par les molécules du gaz tampon et Δ_{ϵ} est le déplacement produit par la polarisation des molécules du gaz tampon dans le

champ de l'ion alcalin (en général Δ_e correspond à un déplacement vers les basses fréquences et sa valeur est faible par rapport à Δ_σ). On a d'autre part :

$$\Delta_\sigma = \pm 1,09 \cdot 10^{11} N \sigma^{1/2} \text{ cm}^{-1} \quad (2)$$

avec : N le nombre d'atomes par cm^3 et σ la section efficace d'un atome du gaz tampon. Le sens du déplacement dépend du signe de Δ_σ . On peut établir que seuls les gaz tampons qui produisent un effet Ramsauer-Townsend pour les électrons lents (argon, krypton, xénon, méthane) déplacent la fréquence vers le rouge tandis que les autres gaz (hélium, azote, néon) produisent un déplacement vers le violet [13]. D'après cette théorie, seuls entrent en jeu les chocs de l'électron de valence avec les molécules du gaz tampon et le déplacement de la fréquence des transitions optiques est essentiellement le même pour les différents atomes alcalins dans le même gaz tampon. Cela n'a pas lieu pour le déplacement de la fréquence des transitions dans le domaine hertzien. Par exemple, pour l'argon, le déplacement de la fréquence est pratiquement négligeable Na^{23} , -50 cycles/mm pour ^{87}Rb et, -250 cycles/mm pour ^{133}Cs .

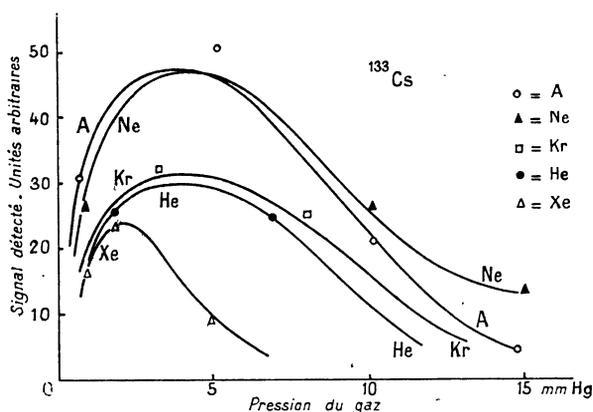


FIG. 4.

Il n'y a pas encore de théorie quantitative expliquant le déplacement de la fréquence des transitions hertziennes produit par les gaz tampons. Il est intéressant de noter que les courbes donnant l'intensité du signal en fonction de la pression des gaz tampons (fig. 4) se classent aussi dans le même ordre : les gaz produisant le maximum de déplacement de la fréquence produisent aussi le maximum de désorientation des atomes. La variation linéaire de la fréquence en fonction de la pression indique que le déplacement de la fréquence est directement proportionnel à la concentration des gaz tampons. Dans ce cas, pour un mélange de gaz, on aurait :

$$\delta = \sum p_i \delta_i \quad (3)$$

où δ_i est le déplacement de la fréquence pour un gaz pur, et p_i la pression partielle de ce gaz dans le

mélange ($\sum p_i = 1$). En particulier, pour obtenir un déplacement résultant nul par un mélange de gaz, on doit satisfaire les deux équations :

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\delta_1}{\delta_2} \quad \text{et} \quad p_1 + p_2 = 1. \quad (4)$$

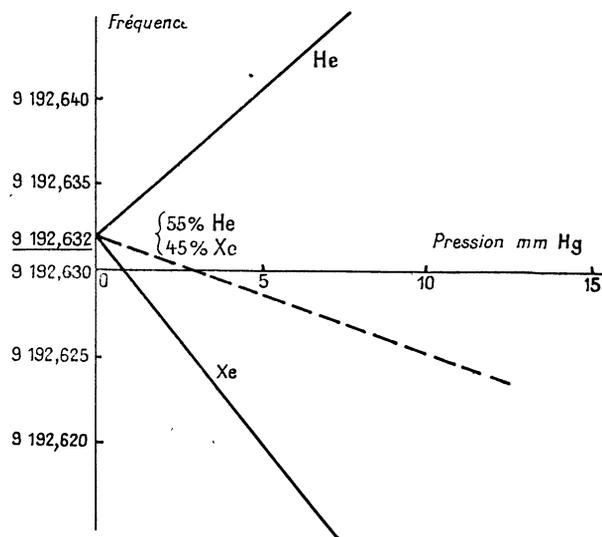


FIG. 5. — Fréquence en MHz.

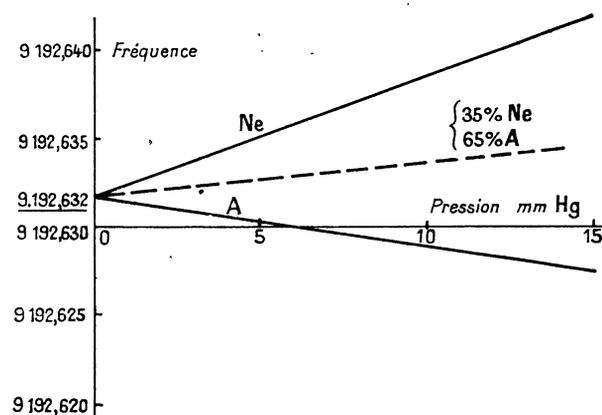


FIG. 6. — Fréquence en MHz.

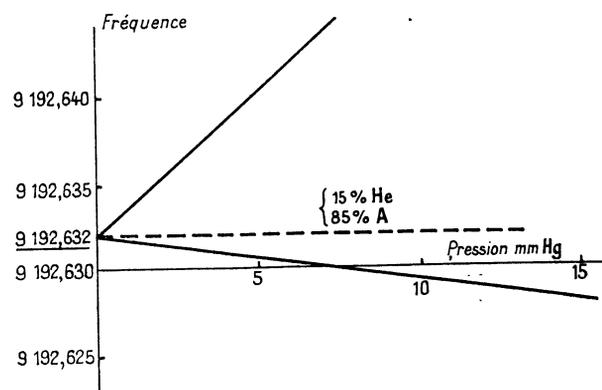


FIG. 7. — Fréquence en MHz.

Les figures 5, 6 et 7 montrent les résultats obtenus avec le césium et différents mélanges de gaz. Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec cette théorie qualitative.

III. Largeur des raies de résonance des transitions hertziennes hyperfines dans l'état fondamental des atomes alcalins. — L'effet de la pression des gaz tampons sur la largeur des raies des transitions

$\Delta F = 1 \Delta m_F = \pm 1,0$ ou $\Delta F = 0 \Delta m_F = \pm 1$, a déjà été signalé pour les atomes de sodium et de césium [5]. Cependant, par suite de la dépendance de la fréquence de ces transitions avec le champ magnétique, et par suite de la difficulté de produire des champs très uniformes dans la région d'une grande cellule à gaz, la plupart des largeurs de raie mesurées dans ces expériences était attribuée aux effets d'inhomogénéité du champ, et il était difficile d'estimer avec précision l'effet des gaz tampons. En utilisant la transition

$$\Delta F = 1 \quad m_F = 0 \rightarrow m_F = 0,$$

on peut éliminer en grande partie ces difficultés. Comme prévu par les mesures antérieures sur les transitions $\Delta m_F = 1$ et aussi par l'étude des temps de relaxation sur les atomes de sodium orientés [14], on a obtenu des raies très fines en utilisant des gaz tampons à des pressions relativement élevées.

Nous décrirons tout d'abord les résultats expérimentaux obtenus avec le sodium et le césium, et nous examinerons ensuite, brièvement, les différents mécanismes de relaxation pour interpréter ces largeurs de raie.

III. 1. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — Le montage expérimental a déjà été décrit dans la section II.1. De grandes bobines d'Helmholtz sont utilisées pour produire un champ uniforme de quelques dixièmes de gauss dans la région de la cellule à gaz. Par suite de la faiblesse du signal, il est nécessaire de détecter les transitions avec un amplificateur «lock-in» à bande-passante très étroite. À cet effet, l'oscillateur de haute fréquence est modulé en fréquence à 30 cycles par seconde, avec une faible profondeur de modulation, et le signal de sortie de l'amplificateur photoélectrique est envoyé dans un détecteur de phase de façon à obtenir la dérivée de la courbe de résonance.

La largeur de la raie est définie comme la différence des fréquences correspondant aux maxima de la courbe dérivée. Par suite de la finesse des raies observées (facteur de surtension : « *Q* » de 50 millions environ) et par suite des difficultés expérimentales associées à de telles mesures, un élargissement des raies peut être produit par la méthode de mesure elle-même, par exemple : un effet peut être dû à la modulation de fréquence [15], un autre effet peut être dû à la saturation par le

champ de haute fréquence. Ces effets sont apparents sur les figures 8 et 9 donnant les résultats de mesures faites sur le césium. Les valeurs des

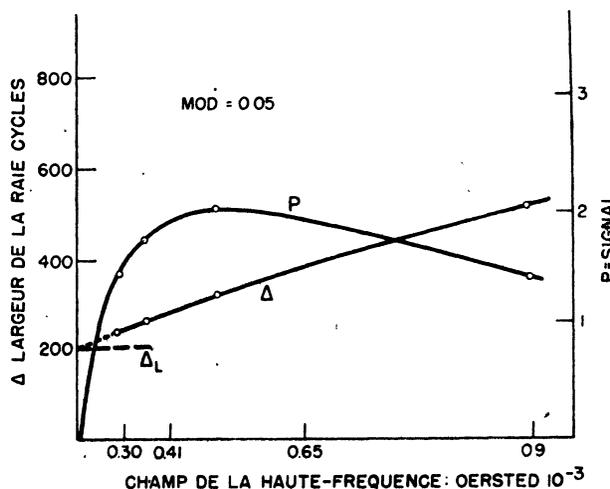


FIG. 8.

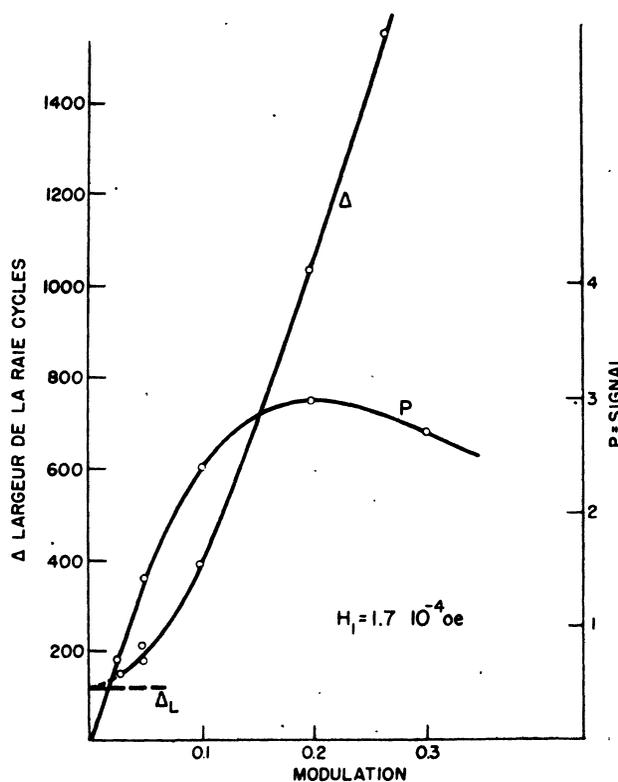


FIG. 9.

largeurs des raies Δ_L que nous indiquons dans la suite du texte sont les valeurs obtenues en extrapolant les courbes pour un champ nul et une modulation nulle. (Par suite du faible rapport signal/bruit de la détection dans ces conditions, les valeurs de Δ_L ne sont qu'approchées.)

En résumé, les résultats suivants ont été obtenus :

- a) Les raies ont une forme de Lorentz.
- b) Pour ^{23}Na à 120 °C $\Delta_L \approx 150$ à 200 cycles ($Q \approx 12 \cdot 10^6$).
- c) Pour ^{87}Rb à 29 °C $\Delta_L \approx 75$ à 100 cycles [16] ($Q \approx 80 \cdot 10^6$).
- d) Pour ^{133}Cs à 30 °C $\Delta_L \approx 100$ à 125 cycles ($Q \approx 10^8$).
- e) Dans nos expériences, la largeur limite de la raie Δ_L n'a pas changé d'une façon appréciable en faisant varier la pression des gaz tampons entre 1 mm et 15 mm Hg pour le cas du césium, et en changeant la nature du gaz tampon (hélium, argon, azote, néon ou mélanges hélium-argon, etc...) bien que l'intensité du signal détecté change avec la nature du gaz (fig. 4).
- f) Les mêmes résultats ont été obtenus quelle que soit la polarisation de la lumière excitatrice, ou encore en séparant les raies 8 521 Å et 8 943 Å dans le cas du césium.

III.2. MÉCANISMES DE RELAXATION DANS LES CELLULES A GAZ. — Plusieurs phénomènes de relaxation peuvent contribuer à élargir les raies de résonance dans les transitions hyperfines, et bien que ces mécanismes interfèrent les uns avec les autres dans une action résultante, ils vont être examinés séparément afin d'évaluer les ordres de grandeur :

a) *Largeur naturelle des raies.* — A l'état fondamental, et sans pompage optique, la vie moyenne des atomes alcalins est de l'ordre de 10^6 années ; cela correspond à une largeur de raie extrêmement faible. Aux températures relativement basses utilisées dans ces expériences, la concentration des atomes alcalins dans la cellule est en général plus

faible que 10^{10} atomes par cm^3 et, dans ces conditions, les phénomènes d'émission spontanée cohérente [17] ne contribuent pas beaucoup à la largeur des raies, par comparaison avec d'autres phénomènes de relaxation.

Avec le pompage optique cependant, la largeur naturelle de la raie peut être déterminée principalement par l'intervalle de temps entre deux excitations optiques consécutives de l'atome alcalin. Dans nos expériences, dans les conditions de pression des gaz tampons indiquées plus haut, nous n'avons pas observé de réduction de la largeur des raies en diminuant l'intensité de la lumière excitatrice, bien que ce phénomène ait été signalé pour des conditions différentes [14], [19].

b) *Élargissement des raies dû à l'effet Doppler.* — La largeur des raies dû à l'effet Doppler normal est donnée par la formule :

$$\Delta\nu = 7.2 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{M_0}} \nu_0 \quad (5)$$

où ν_0 est la fréquence de la transition,
 T la température absolue de la vapeur dans la cellule à gaz,

M la masse atomique de l'atome alcalin.

En introduisant un gaz tampon dans la cellule, on peut réduire $\Delta\nu$ par un facteur égal à $5,6 L/\lambda$, où L est le libre parcours moyen des atomes alcalins dans les collisions avec les molécules du gaz tampon et λ la longueur d'onde de la radiation [2]. (La largeur de la raie est proportionnelle au libre parcours moyen, c'est-à-dire inversement proportionnelle à la pression du gaz tampon.) Le tableau II montre l'importance de l'effet Doppler réduit, calculé pour différents gaz tampons et pour une pression de gaz de 1 mm Hg.

TABLEAU II

ATOMES ALCALINS	EFFET DOPPLER NORMAL Hz	GAZ TAMPONS	TEMPÉRAT. DEGRÉS C.	L 10^{-2} CM	EFFET DOPPLER RÉDUIT Hz
^{23}Na $\lambda = 16,9$ cm	$5,5 \cdot 10^3$	He	150	1,3	21
		Ne	150	1,4	23
		A	150	0,9	15
^{87}Rb $\lambda = 4,4$ cm	$9,4 \cdot 10^3$	He	40	0,45	53
		Ne	40	0,5	62
		A	40	0,3	38
^{133}Cs $\lambda = 3,26$ cm	10^4	He	30	0,35	57
		Ne	30	0,4	70
		A	30	0,25	45

La largeur des raies mesurées étant au moins 2 à 3 fois la largeur de l'effet Doppler réduit, d'autres phénomènes de relaxation doivent entrer en jeu.

c) *Élargissement des raies dû aux chocs.* — Il peut se produire des chocs entre atomes alcalins, des chocs entre atomes alcalins et les parois de la cel-

lule, des chocs entre atomes alcalins et molécules du gaz tampon.

1. Chocs entre atomes alcalins :

Aux températures considérées dans ces expériences, les chocs entre atomes alcalins, avec phénomène d'échange de l'électron de valence, ne sont

pas très importants car la concentration des atomes alcalins est faible ($< 10^{10}$ atomes par cm^3). Des mesures faites sur le sodium avec argon à une pression de 1,5 mm Hg et à une température de 250 °C ont indiqué une largeur des raies de 3 kHz ; en extrapolant les mesures à une température de 150 °C, la largeur de la raie serait de l'ordre de 10 cycles.

2. Chocs des atomes alcalins contre les parois de la cellule :

En l'absence de gaz tampon, si on suppose que la désorientation et l'interruption de la radiation par les parois de la cellule sont les seules causes de relaxation, on peut calculer que, pour une cellule de 12 cm de diamètre avec du sodium à 120 °C, ou pour une cellule de 4 cm de diamètre avec du césium à 30 °C, le temps moyen τ entre les collisions d'un atome alcalin avec les parois de la cellule est de l'ordre de 10^{-4} seconde, correspondant à une largeur de raie de 1 700 Hz. Le gaz tampon, en réduisant la vitesse de diffusion vers les parois, augmente la valeur de τ et, en conséquence, réduit la largeur de la raie. Avec les valeurs indiquées dans le tableau II, $\tau \approx 10^{-2}$ seconde pour le sodium et $\tau \approx 3 \cdot 10^{-2}$ seconde pour le césium. Cela correspond à des largeurs de raie de 16 à 5 Hz respectivement ; ces temps de relaxation sont trop longs pour expliquer les largeurs des raies obtenues expérimentalement. Les parois de la cellule ne paraissent pas être le facteur principal de relaxation car nous avons observé que la largeur des raies ne varie pas beaucoup avec la pression du gaz, ou quand on change le diamètre des cellules au césium entre 2,5 et 7,5 cm.

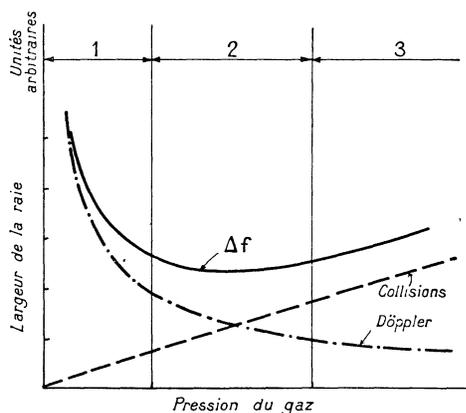


FIG. 10.

3. Chocs des atomes alcalins avec les molécules du gaz tampon :

Les collisions des atomes alcalins avec les molécules du gaz tampon peuvent produire un élargissement des raies aux pressions élevées. Une simple statistique montre que l'effet est linéaire avec la pression. Cela a été déterminé expérimentalement,

récemment, avec le césium et des gaz tampons entre des pressions de 10 mm et 100 mm Hg [18]. Par exemple, avec le néon à une pression de 10 mm Hg, la largeur de la raie est de l'ordre de 40 Hz. Elle s'élargit jusqu'à 80 Hz quand la pression du néon atteint la valeur de 50 mm Hg.

La combinaison de l'effet Doppler et des chocs entre atomes alcalins et molécules du gaz tampon, peut conduire à une largeur des raies variant différemment pour différents intervalles de pression (cf. fig. 10). Dans la région 1, par exemple, la largeur des raies diminue avec la pression (cela correspondrait aux observations faites à basse pression [19]). Dans la région 2, la largeur des raies serait pratiquement indépendante de la pression (comme dans nos expériences).

Dans la région 3, la largeur des raies augmenterait lentement avec la pression (comme dans la référence [18]).

IV. Conclusions. — L'introduction de gaz tampons dans une cellule à vapeur alcaline peut, dans certaines conditions de pression, altérer d'une façon appréciable la fréquence des transitions hertziennes hyperfines et la largeur des raies de résonance. La méthode de la double résonance, par pompage optique et par détection optique des transitions hertziennes, augmente considérablement le rapport signal/bruit de la détection ; on peut alors opérer à des températures relativement basses où les causes principales d'élargissement des raies semblent être l'effet Doppler réduit et les chocs des atomes alcalins contre les molécules du gaz tampon.

Nous sommes reconnaissants pour les conseils du Pr A. Kastler et du Dr T. R. Carver durant ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ARDITI (M.) et CARVER (T. R.), Convention Records of the I. R. E., March 1958.
- [2] DICKE (R. H.), *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 472.
- [3] BROSSEL (J.) et KASTLER (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **229**, 1213.
- [4] ROBINSON (H. G.), ENSBERG (E. S.) et DEHMELT (H. G.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, II 3.9 (January 29, 1958).
- [5] KASTLER (A.), *Nuovo Cimento*, 1957, vol. **6**, série X, n° 3, 1148. KASTLER (A.), *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 255, 1952, **13**, 668 ; *Physica*, 1951, **17**, 191 ; *Proc. Phys. Soc.*, 1954, A **67**, 853. BARRAT (J. P.), BROSSEL (J.) et KASTLER (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 1196. MARGERIE (J.) et al., *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 474. COHEN (C.), TANNOUDI, BROSSEL (J.) et KASTLER (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 1027. HAWKINS (W. B.) et DICKE (R. H.), *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 1608, 1956, **98**, 478. BENDER (P.), *Thesis*, Princeton University, 1956. HARTMANN (F.), *Thèse*, Sorbonne, Paris, 1957. BLANDIN (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 2041. SKALINSKI (T.) *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 1908. CARVER (T. R.), VANDER VEN (N. S.) et DICKE (R. H.) (sous presse).

- DIAMAND (F.), LEGENDRE (J. M.) et SKALINSKI (T.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 90.
- [6] DEHMELT (H. F.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1487. BELL (W. E.) et BLOOM (A. L.), *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 219. ARDITI (M.) et CARVER (T. S.), *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 1012.
- [7] BEATY (E. C.) et BENDER (P. L.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, May 1, 1958. ARDITI (M.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, May 1, 1958.
- [8] CH'EN (S.) et TAKEO (M.), *Bibliographic. Rev. Mod. Phys.*, 1957, **29**, 51.
- [9] MARGUENAU (H.), *Phys. Rev.*, **76**, 121 585 A. ANDERSON (P. W.), *Phys. Rev.*, **76**, 1450 L.
- [10] NY (T. Z.) et CH'EN (S. Y.), *Phys. Rev.*, 1937, **51**, 567 ; 1938, **54**, 1045.
- [11] ANDERSON (R. S.), *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 647.
- [12] FERMI (E.), *Nuovo Cimento*, 1934, **11**, 157.
- [13] MASSEY (H. S. W.) et BURHOP (E. H. S.), « *Electronic and Ionic Impact Phenomena* », Oxford, 1932, 181.
- [14] DEHMELT (H. F.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1487.
- [15] KARPLUS (R.), *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 1027.
- [16] CARVER (T. R.) (communication privée).
- [17] DICKE (R. H.), *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 99.
- [18] BEATY (E. C.) et BENDER (P. L.) (sous presse).
- [19] KASTLER (A.) and al., *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 1027.
-