

MÉMOIRE

présenté à la

Faculté des Sciences de l'Université de Paris

pour l'obtention du

Diplôme d'Études Supérieures de Sciences Physiques

par

Jean - Claude BALLAND

1^{er} SUJET : Recherche de l'élargissement par auto-absorption
d'une raie de l'hélium à basse température.

2^{ème} SUJET :

Soutenu le 1966 devant la Commission d'Examen

M. BROCHARD.....Président

Mme. ROIZEN.....
M. BLAISE.....

} Examineurs

PARIS 1966

OBJET DE L'ETUDE

Des expériences de résonance magnétique, faites au Laboratoire de l'E.N.S. [1] ont conduit à envisager l'existence d'une structure d'au moins 1000 Mc/s (30 mK) pour le niveau 4^1D de 3He .

Pour vérifier cette hypothèse, contraire à la théorie qui en donne une valeur de 6×10^{-2} mK, une étude par spectroscopie optique a été entreprise au Laboratoire Aimé Cotton sur la raie $4922\overset{\circ}{\text{Å}}$ correspondant à la transition $4^1D - 2^1P$ - [2]

Les techniques utilisées étaient les mêmes que lors d'études antérieures sur la structure des multiplets de l'hélium; la source était une lampe à cathode creuse refroidie à l'hélium liquide maintenu au-dessous du point λ . On en a conclu que la structure hyperfine du niveau 4^1D est nettement inférieure à 30 mK, mais une structure inférieure à 20 mK aurait pu être marquée par la largeur de la raie. Cette largeur est en effet beaucoup plus grande que celles des raies du triplet. Une partie de l'élargissement peut être attribuée à la largeur naturelle telle qu'elle découle des meilleures valeurs connues des probabilités de transition, valeurs calculées en accord convenable avec l'expérience [3]

Par suite de la grande probabilité de transition de la raie $584\overset{\circ}{\text{Å}}$ (2^1P-1^1S) la largeur naturelle du niveau 2^1P est anormalement élevée (9,5 mK). Celle du niveau 4^1D est beaucoup plus faible (1,4 mK).

Finalement la largeur observée, nettement supérieure à ce que permettait de prévoir la combinaison des largeurs Doppler et naturelle, semblait difficilement s'expliquer par un élargissement dû aux effets normaux de pression.

Cette constatation fut à l'origine d'une étude comparative de largeurs, portant principalement sur les raies 4922\AA ($2^1P - 4^1D$) et 5047\AA ($2^1P - 4^1S$) entreprise au Laboratoire Aimé Cotton par J. Brochard et R. Damaschini [4]. Afin de réduire l'élargissement par pression, une nouvelle lampe à cathode creuse a été construite; les grandes dimensions de sa cavité cathodique lui permettent de fonctionner à faible pression. Le résultat le plus net de cette étude fut que, quelles que soient les conditions de pression et de courant, la raie 4922\AA est plus large que la raie 5047\AA .

Simultanément et indépendamment, des études analogues mais portant sur une source toute différente alimentée en haute fréquence furent entreprises au Clarendon Laboratory par Kuhn et Vaughan [5] [6]

Vaughan attribua l'élargissement de la raie 4922\AA à l'auto-absorption; les arguments en faveur de cette hypothèse sont: la probabilité de transition élevée de la raie 4922\AA et la possibilité d'emprisonnement de la raie 584\AA ($2^1P - 1^1S$) qui normalement dépeuple le niveau 2^1P .

La source utilisée par Vaughan est beaucoup plus lumineuse que celle utilisée au Laboratoire Aimé Cotton et, dans ce dernier cas, l'hypothèse d'un notable élargissement par auto-absorption demandait à être vérifiée. Au cours de ce travail nous avons donc cherché à évaluer comment la raie 4922\AA est auto-absorbée. Nous avons rencontré de grosses difficultés et nos conclusions ne sont pas aussi nettes que nous l'aurions souhaité.

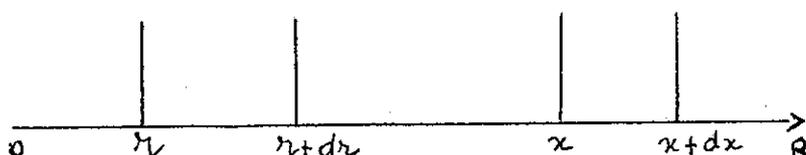
Chapitre I.

GENERALITES SUR L'AUTOABSORPTION

I. PROFIL DES RAIES AUTOABSORBEES

Soit une source d'axe OR, orientée de la source vers le dispositif d'observation. L'intensité élémentaire émise par les atomes compris entre r et $r+dr$ est de la forme :

$$i(\nu, r) = \frac{dI(\nu, r)}{dr} = I_0 \frac{n_e(r)}{N_e} P_e(\nu, r) \quad (1)$$



$n_e(r)$ étant le nombre d'atomes émetteurs par unité de longueur.

$N_e = \int_{-\infty}^{+\infty} n_e(r) dr$. $P_e(\nu, r)$ est une fonction de forme, rendant compte du profil de la raie émise en fonction de ν et normalisée au sens :

$$\int_0^{+\infty} P_e(\nu, r) d\nu = 1 \text{ pour tout } r. \quad I_0 \text{ est l'intensité totale qui serait}$$

obtenue s'il n'y avait pas d'autoabsorption, en effet on a :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} i(\nu, r) dr d\nu = I_0$$

Soit $n_a(x)$ le nombre d'atomes absorbants par unité de longueur. La fraction de l'intensité absorbée entre x et $x+dx$ peut être mis sous la forme :

$$\frac{di(\nu, r)}{i(\nu, r)} = -k P_a(\nu; x) dx \quad (2)$$

$P_a(\nu, x)$ étant une fonction de forme, rendant compte du profil de la raie absorbée en fonction de ν et normalisée au sens $\int_0^{+\infty} P_a(\nu, x) d\nu = 1$ pour tout x .

k étant une constante égale à :

$$k = \frac{\lambda_0^2}{8} \frac{g_2}{g_1} A n_a \left(1 - \frac{g_1}{g_2} \frac{n_e}{n_a} \right) \quad (3)$$

λ_0 fréquence considérée;

A probabilité d'émission spontanée;

g_1 et g_2 poids statistiques des 2 niveaux;

Le terme entre parenthèses ne diffère de 1 que pour les fortes excitations.

L'intensité totale s'exprime alors par :

$$I(\nu) = I_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{n_e(r)}{N_e} P_e(\nu; r) \exp \left\{ - \int_r^{+\infty} k P_a(\nu, x) dx \right\} dr \quad (4)$$

On peut souvent supposer que les raies d'absorption et d'émission ont la même forme et que cette forme est indépendante de l'abscisse r considérée on a alors :

$$I(u) = I_0 P(u) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{n_e(r)}{N_e} \exp \left\{ - P(u) \int_r^{+\infty} k dx \right\} dr \quad (5)$$

avec $u = \nu - \nu_0$

on pose $p = P(u) \int_{-\infty}^{+\infty} k dx$ - on a :

$$I(u) = I_0 P(u) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{n_e(r)}{N_e} \exp \left\{ - p \frac{P(u)}{P(u)} \frac{\int_r^{+\infty} n_a(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} n_a(x) dx} \right\} dr \quad (6)$$

$N_a = \int_{-\infty}^{+\infty} n_a(x) dx$ représente le nombre total d'atomes absorbants.

Pour simplifier les calculs on pose $y = \frac{\int_r^{+\infty} n_a(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} n_a(x) dx}$ qui représente

la proportion d'atomes absorbants se trouvant après le point d'abscisse r .

$$y = 0 \text{ pour } r = +\infty$$

$$y = 1 \text{ pour } r = -\infty$$

$$dy = - \frac{n_a(r) dr}{N_a}$$

La relation (6) devient alors :

$$I(u) = I_0 P(u) \int_0^1 \frac{n_e(r)}{N_e} \cdot \frac{N_a}{n_a(r)} \cdot \exp - p \frac{P(u)}{P(0)} y \, dy \quad (7)$$

Dans le cas d'une source uniformément excitée on a :

$$\frac{n_e(r)}{N_e} = \frac{n_a(r)}{N_a} = \frac{1}{\ell} \quad (\ell = \text{longueur du tube})$$

Donc $\frac{n_e(r)}{N_e} \cdot \frac{N_a}{n_a(r)} = 1.$

La relation (7) devient alors :

$$I(u) = I_0 P(u) \int_0^1 \exp - p \frac{P(u)}{P(0)} y \, dy$$

ou
$$I(u) = \frac{I_0 P(0)}{p} \left(1 - \exp - p \frac{P(u)}{P(0)} \right) \quad (8)$$

II. INTENSITE TOTALE

La formule (8) permettrait d'étudier la forme de la raie en fonction du paramètre p c'est-à-dire en fait en fonction de l'épaisseur de la source (p étant, toutes choses égales, proportionnel au nombre total d'atomes absorbants). Pour cela il faudrait pouvoir prendre des épaisseurs de sources différentes, dans un rapport connu, ce que ne permet pas notre dispositif expérimental. On ne peut pas non plus comparer le profil des raies provenant de la même transition des deux isotopes de l'hélium. Elles ont une forme différente due notamment à l'effet Doppler. Par contre, on verra plus loin,

que l'étude de l'intensité totale donne des indications quant à la valeur de l'auto-absorption. Sa variation en fonction du paramètre p est donnée par :

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} I(u) du \quad (8)$$

III. CALCUL DU RAPPORT I/I_0 DANS QUELQUES CAS PARTICULIERS

1) Raie naturelle

$P(u)$ est de la forme :

$$P(u) = \frac{d}{\pi} \cdot \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + d^2} = \frac{d}{\pi} \frac{1}{u^2 + d^2} \text{ ou } d \text{ est la demi-largeur à mi-hauteur.}$$

En reportant l'expression de $P(u)$ dans (8) en posant $\frac{u}{d} = x$

on a :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{\pi p} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 - \exp - \frac{p}{x^2 + 1} \right) dx$$

En faisant le changement de variable : $x = \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$ - on a :

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\frac{p}{2}} \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} (1 - e^{i\theta}) e^{-\frac{p}{2} \frac{\cos \theta}{2}} d$$

ou

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\frac{p}{2}} J_0 \left(i \frac{p}{2} \right) - i J_1 \left(i \frac{p}{2} \right)$$

J_0 et J_1 sont les fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1.

Pour p grand ($p > 30$) $\frac{I}{I_0} \approx \left(\frac{4}{\pi p}\right)^{\frac{1}{2}}$

ou encore $\text{Log } \frac{I}{I_0} \approx -\frac{1}{2} \text{Log } p - \frac{1}{2} \text{Log } \frac{\pi}{4}$ ou $\frac{d \ln(I/I_0)}{d \ln p} \approx -\frac{1}{2}$

2) Forme Doppler

$P(u) = \left(\frac{\ln 2}{d^2}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\ln 2 \left(\frac{u}{d}\right)^2}$ où d est la $\frac{1}{2}$ largeur à mi-hauteur

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{p} \left(\frac{\ln 2}{d^2}\right)^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 - \exp\left(-p \ln 2 \left(\frac{u}{d}\right)^2\right)\right) du$$

$\frac{I}{I_0}$ peut être mis sous la forme :

$$\frac{I}{I_0} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-p)^m}{(m+1)^2 (m+1)!}$$

Pour p grand $\frac{I}{I_0} \approx \left(\frac{1}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} (\ln p)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{2}{p}$

ou $\frac{d \ln(I/I_0)}{d \ln p} \approx -1$.

3) Formes Intermédiaires

Les profils $P(v)$ sont souvent approximativement des combinaisons de profil Doppler et de profil naturel. Dans ce cas la pente de la courbe $\ln(I/I_0) = f(\ln p)$ est à peu près égale à -1 pour les valeurs de p assez faibles et à $-\frac{1}{2}$ pour les grandes valeurs de p .

Les courbes montrant la transition entre le cas du profil Doppler et du profil naturel sont données par van der Held [8]. Elles donnent l'énergie totale absorbée d'un spectre continu par un gaz absorbant en fonction de sa densité. En ce qui nous concerne elles donnent les variations de $\frac{I}{I_0} \frac{P}{P(0)} \frac{1}{\Delta \nu_D}$ en fonction de $\log p$. Le paramètre utilisé est $a = \frac{\Delta \nu_D}{\Delta \nu_N} \sqrt{\ln 2}$ ($\Delta \nu_D$ et $\Delta \nu_N$ étant les largeurs Doppler et naturelle en fréquence), on verra plus loin leur application possible pour le problème étudié ici.

IV. DONNEES NUMERIQUES INTERESSANT LES RAIES ETUDIEES

Divers auteurs ont calculé les probabilités de transition pour les raies de l'hélium, il existe un accord raisonnable entre ces diverses prévisions et nous adoptons celles données par A.H. Gabriel et D.W.O. Heddle :

$$2^1P - 4^1S \quad A = 6,60 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$$

$$2^1P - 4^1D \quad A = 19,3 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$$

$$2^1P - 5^1D \quad A = 8,89 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$$

raie 4922Å

$$\frac{2 \cdot g_2}{g_1} A = 7,80 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$$

raie 5047Å

$$\frac{2 \cdot g_2}{g_1} A = 0,558 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$$

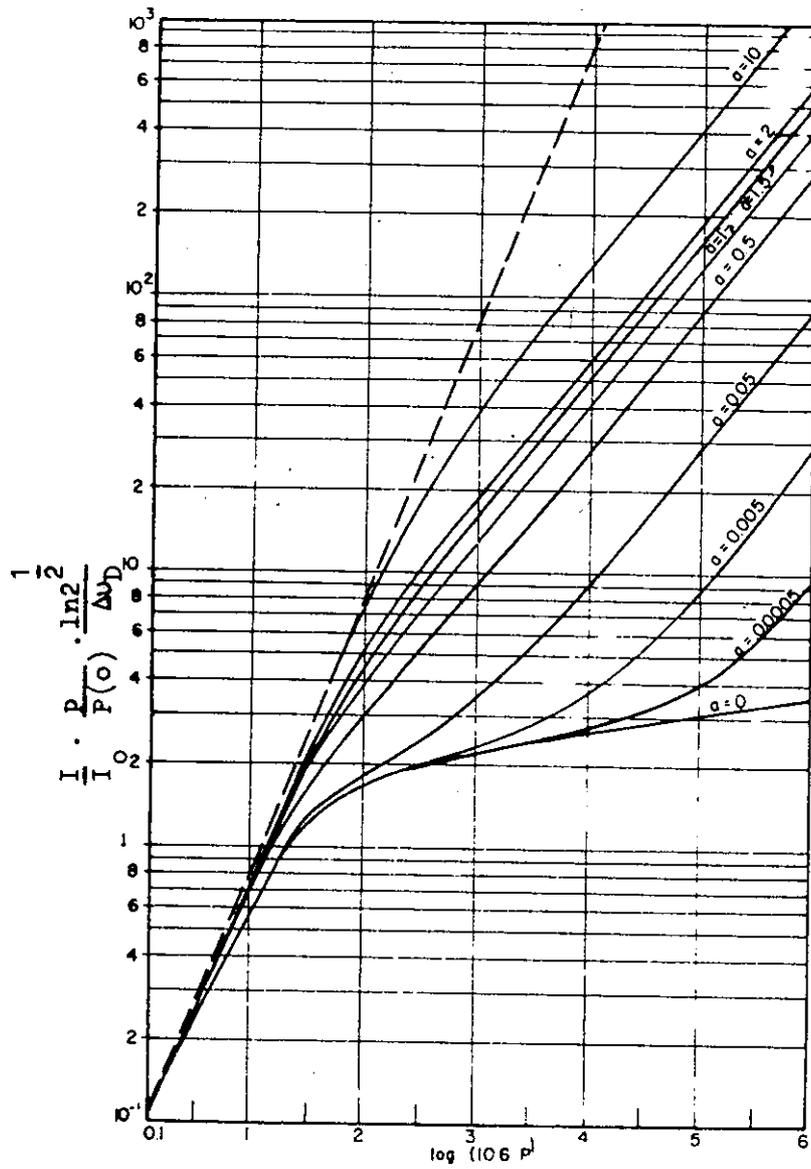
raie 4387Å

$$\frac{2 \cdot g_2}{g_1} A = 2,85 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$$

La comparaison du coefficient k défini précédemment pour ces 3 raies donne alors :

$$\frac{k_{4922\text{\AA}}}{k_{5047\text{\AA}}} \approx 14,0$$

$$\frac{k_{4922\text{\AA}}}{k_{4387\text{\AA}}} \approx 2,72$$



Courbes de van der Held.

Chapitre II.

PRINCIPE ET REALISATION DES MESURES

I. PRINCIPE DE LA METHODE DE MESURE

Pour déterminer comment la raie 4922\AA ($4^1D - 2^1P$) de ^4He est auto-absorbée on la compare à la raie homologue de ^3He . Il suffit pour cela d'étudier le rayonnement émis par un mélange convenablement excité, contenant les deux isotopes de l'hélium. En ne mettant ^3He qu'en proportion assez faible pour que l'auto-absorption de sa raie soit négligeable, la connaissance éventuelle de la composition du mélange permettrait d'en déduire le rapport $\frac{I}{I_0}$ pour la raie due à ^4He . (On pourrait même corriger une faible auto-absorption pour ^3He en faisant quelques hypothèses simplificatrices sur la forme des raies).

En fait, la composition du mélange dans une cathode refroidie à basse température est très différente de la composition moyenne du mélange utilisé. En effet la masse atomique des deux isotopes étant différente il se produit des phénomènes (diffusion thermique, électrocathorèse, adsorption sur les parois...) qui viennent la modifier localement. Cette composition va dépendre du courant, de la pression, du temps, et même du niveau du bain d'hélium réfrigérant.

On cherche donc à mesurer la composition du mélange dans la cathode par la mesure du rapport des intensités d'une raie non auto-absorbée. Le choix d'une telle raie est assez délicat. La faible luminosité de la source ne permet que de prendre une raie intense et il faut en outre que sa longueur d'onde soit voisine de 4900\AA pour que le spectromètre travaille dans des conditions identiques. Les raies des triplets non auto-absorbées sont aussi

à exclure car elles ont une structure différente pour chaque isotope. La raie 5015\AA aurait pu convenir mais son niveau inférieur est métastable.

On a choisi ainsi la raie 5047\AA bien qu'elle présente quelques risques d'auto-absorption mais, néanmoins, elle permet de tirer des conclusions intéressantes.

La composition du mélange dans la cathode pouvant varier sensiblement, pour opérer correctement, une étude simultanée des 4 raies aurait été nécessaire, mais elle nécessite un appareillage compliqué. La méthode employée consiste à rechercher la composition du mélange - par l'étude de la raie 5047\AA - avant et après l'étude de la raie 4922\AA . Cela permet de tenir compte des variations de composition du mélange mais néanmoins est sujet à critiques, car on a constaté des variations appréciables des intensités relatives.

Remarque :

La méthode suppose que les deux isotopes sont excités de la même manière dans une cathode, c'est-à-dire que sans auto-absorption la mesure des intensités relatives donnerait la composition exacte du mélange. Les raies étudiées ne présentant pas de particularités, il semble logique de prendre cette hypothèse.

II. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1) Source :

La source est une lampe à cathode creuse alimentée par une haute tension stabilisée, à travers laquelle on fait passer une intensité pouvant varier de $50 \mu\text{A}$ à $400 \mu\text{A}$. Cette cathode est refroidie par un bain d'hélium liquide pompé.

Les dimensions intérieures de la partie utile de la lampe et notamment le diamètre du trou cathodique (24 mm) sont très supérieures à celles des lampes à cathode creuse couramment utilisées. De ce fait elle fonctionne normalement à faible pression, ce qui réduit l'élargissement par pression (la pression optimum de fonctionnement est de 30μ m de Hg). L'augmentation de ses dimensions a eu aussi des conséquences néfastes; pour une luminance donnée la puissance de fonctionnement est augmentée et il semble que le refroidissement soit moins efficace, une élévation de température en résulte. Les dimensions accrues du plasma lumineux augmentent aussi le peuplement du niveau 2^1P par emprisonnement de la radiation de résonance ($1^1S - 2^1P$) ce qui risque d'entraîner de l'auto-absorption sur les transitions conduisant à ce niveau.

La géométrie assez complexe de la lampe a pour but de provoquer une circulation du gaz par thermosiphon et de favoriser le refroidissement. (fig.3).

2) Spectromètre :

J'ai utilisé le dispositif expérimental existant déjà. Il s'agit d'un spectromètre Fabry Pérot photo-électrique à un seul étalon déjà décrit [9]. Il est composé d'un monochromateur à réseau plan suivi d'un F.P. à balayage par variation de la pression du gaz contenu dans son enceinte.

Le spectre de l'hélium dans la région considérée est composé de raies bien isolées, les fentes du monochromateur peuvent être ouvertes largement et c'est le F.P. qui limite l'étendue du faisceau. Ceci nous a conduit à choisir le montage consistant à inscrire le trou circulaire T servant de diaphragme isolateur du F.P. dans la fente de sortie F_s du monochromateur et à conjuguer le réseau avec l'étalon. (fig. 4).

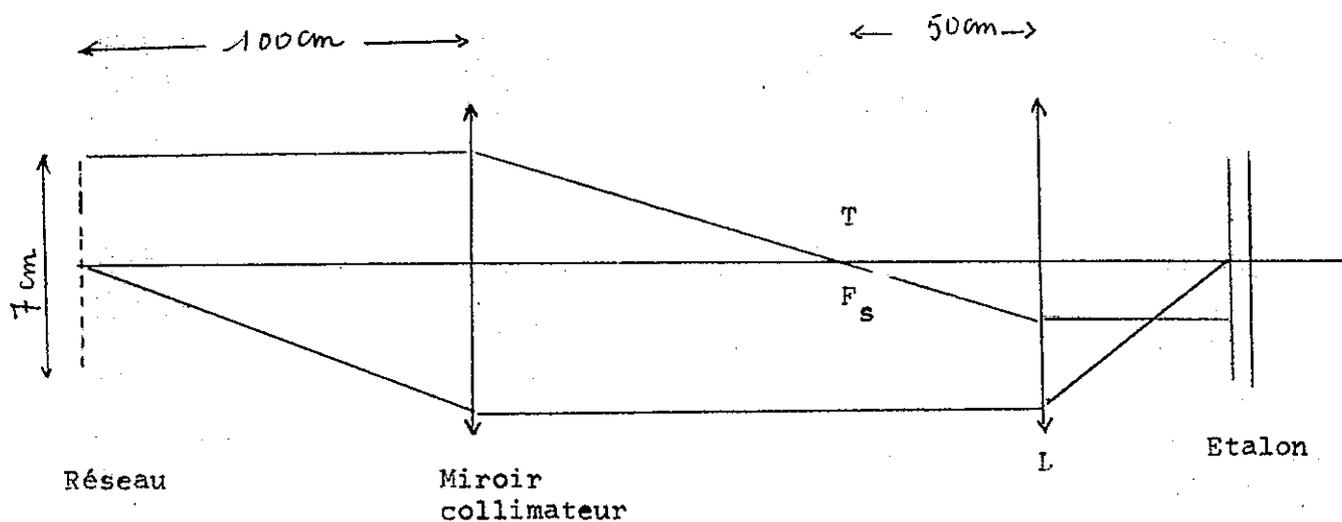


Fig. 4. Schéma optique du montage.

Pour la transition $2^1P - 4^1D$ (4922\AA) le déplacement isotopique est de $1,358\text{ cm}^{-1}$. Pour la transition $2^1P - 4^1S$ (5047\AA) il est de $1,333\text{ cm}^{-1}$ [10]. Il faut que les deux raies soient bien séparées sur l'enregistrement. On a choisi une épaisseur entre les lames égale à $e = 2,18\text{ mm}$, ce qui correspond à un entre-ordre $\Delta\sigma = 2,30\text{ cm}^{-1}$. Les positions respectives des raies sont alors données par la fig. 5.

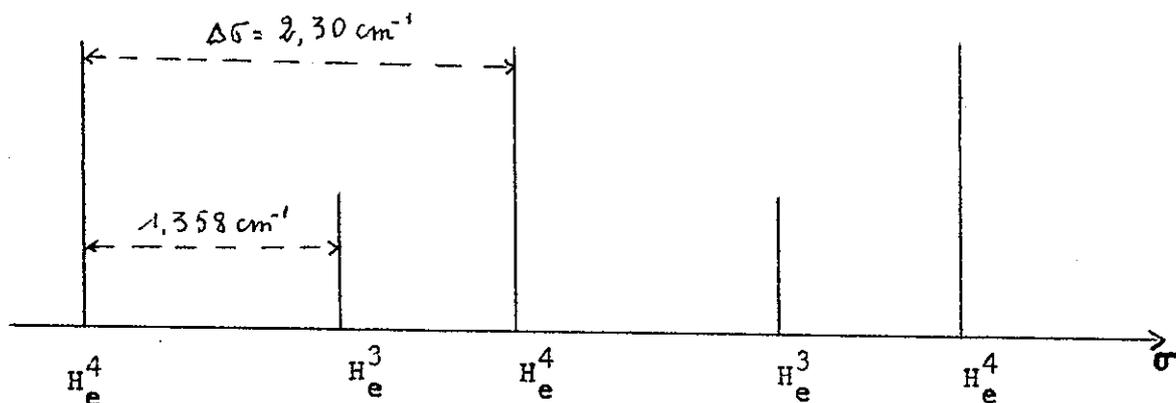


Fig. 5. Position des raies sur l'enregistrement.

Fig. 1 - Schéma d'ensemble du montage expérimental

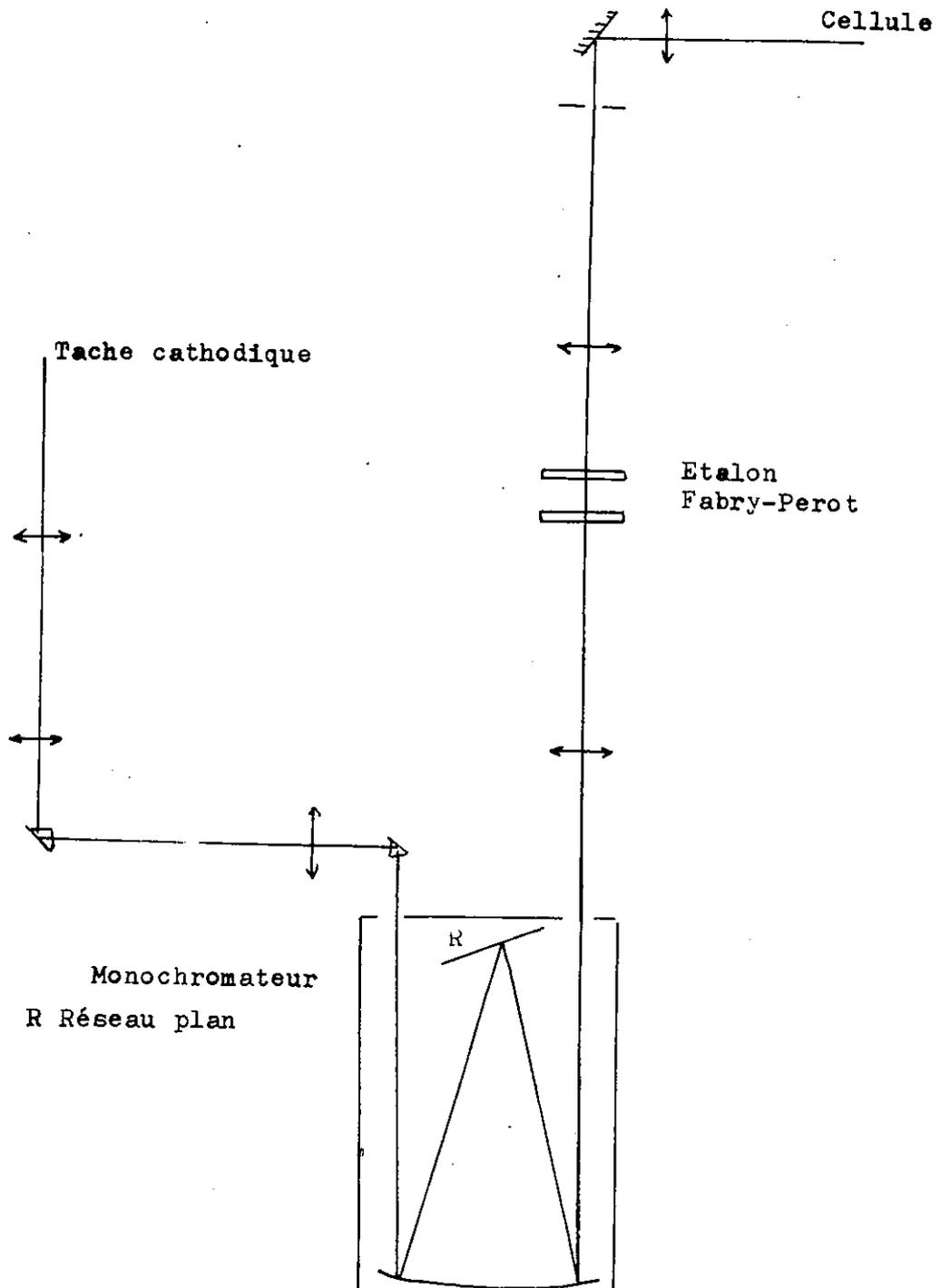


Fig. 2 - Schéma du dispositif de balayage

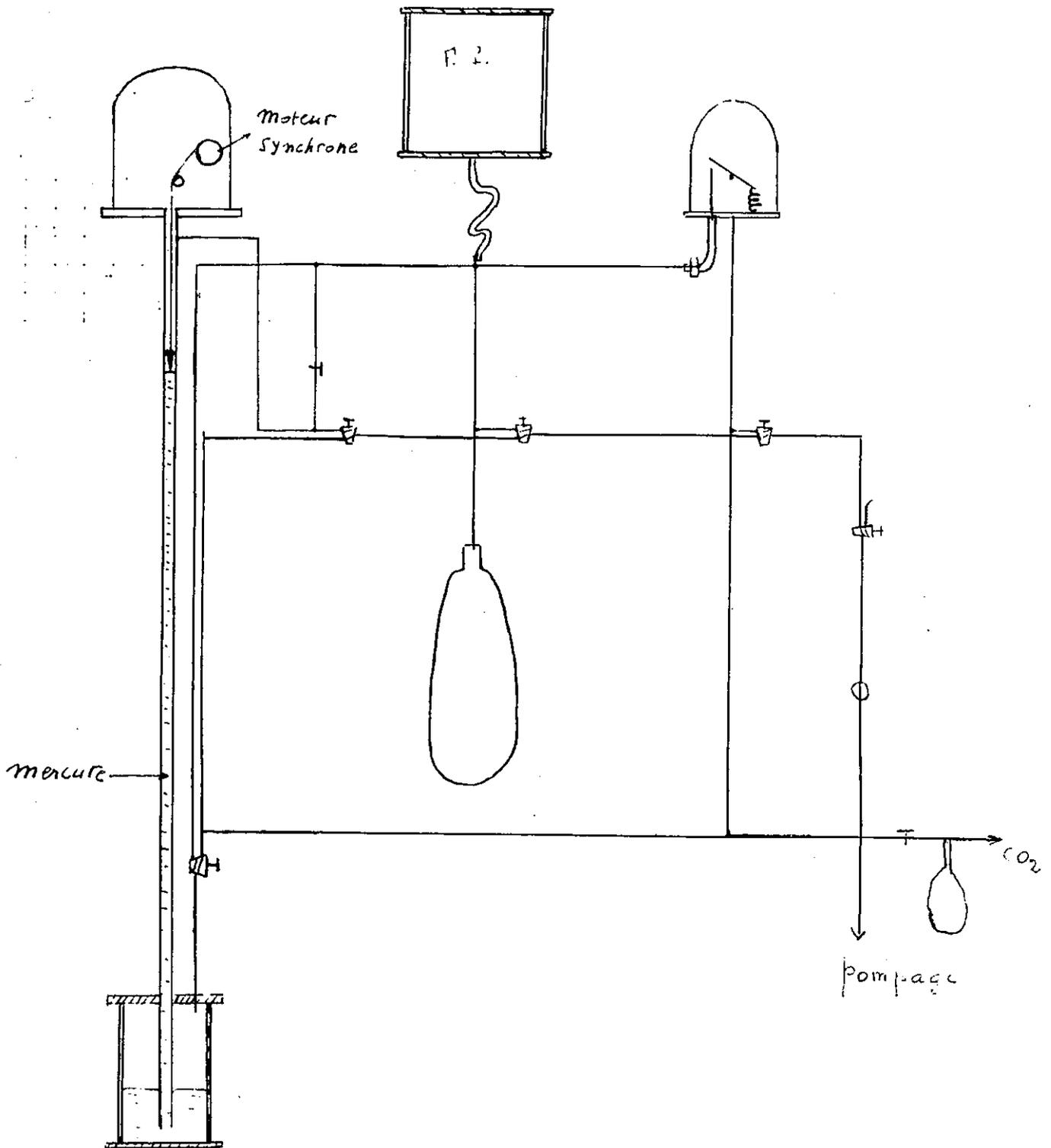
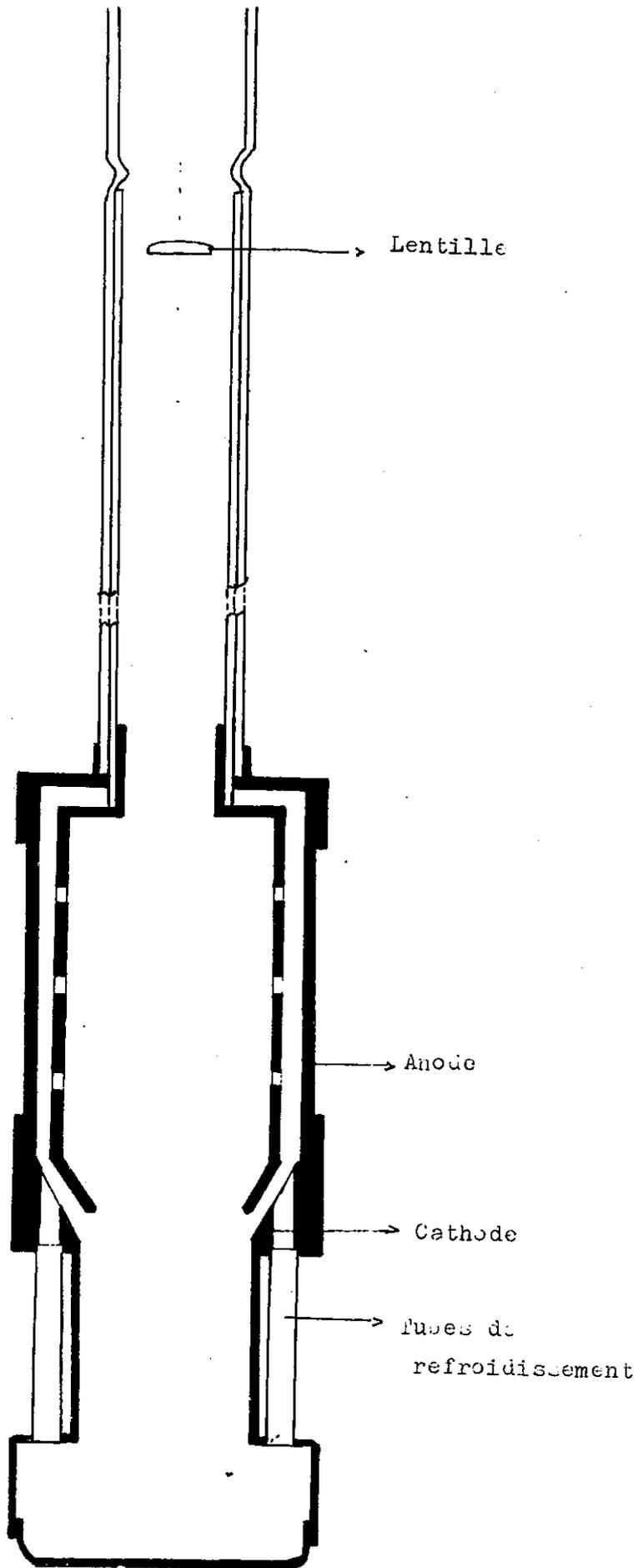


Fig. 3 - Lampe à trou cathodique



Les raies divisent l'intervalle entre-ordre en 2 intervalles inégaux, de cette façon on trouve au centre de l'intervalle le plus grand une région où l'intensité est sensiblement constante et très faible; cela facilite le dépouillement.

Les largeurs Doppler des raies des 2 isotopes, pour une même transition, sont dans le rapport $\frac{\sqrt{3}}{2}$. Les mesures devraient porter sur l'aire des raies enregistrées, mais en prenant une largeur instrumentale très supérieure à la largeur Doppler, elles auront même largeur et on pourra se contenter de mesurer la hauteur des raies enregistrées.

On prend pour le F.P. des lames ayant des revêtements diélectriques à $7 \frac{\lambda}{4}$. La finesse réflectrice est $N \approx 70$ pour 4900Å . La largeur $a = \frac{\Delta\sigma}{N}$ de la fonction d'Airy est ainsi égale à 30 mK. La largeur de la fonction défaut a été évaluée à 80 mK, ce qui correspond à une finesse de 26,5. La finesse limite est nettement supérieure à la finesse limite imposée par les défauts et elle a été choisie ainsi pour des raisons de contraste, bien qu'elle entraîne une diminution de luminosité.

Pour avoir le meilleur compromis luminosité-contraste, et compte tenu aussi du problème posé par le monochromateur, on a choisi un diaphragme isolateur de 3 mm de diamètre placé au foyer d'une lentille de 50 cm de distance focale. La largeur en fréquence est égale à $f = \sigma \frac{i^2}{2}$ (i rayon angulaire du trou) ce qui correspond, pour les raies étudiées et pour le dispositif employé, à $f = 90$ mK. La largeur de la fonction trou est ainsi à peu près égale à la largeur de la fonction défaut.

La largeur de la fonction enregistrée est de l'ordre de 140 mK. On ne constate pas de différence de largeur appréciable pour les deux isotopes. En effet, la largeur Doppler pour ${}^4\text{He}$ est environ 22 mK et compte tenu de l'additivité quadratique des largeurs Doppler on peut considérer que l'élargissement supplémentaire dû à ${}^3\text{He}$ provient d'une convolution par un profil

Doppler de largeur $22 \cdot \sqrt{\frac{1}{3}} = 12,7 \text{ mK}$.

3) Dispositif d'exploration :

Ce dispositif a pour but de contrôler l'entrée du gaz dans l'enceinte étanche contenant l'étalon. Il permet de faire varier linéairement la pression de 1 atmosphère à 0 et inversement. La variation d du nombre d'onde pour une variation dH de pression est égale à

$$d\sigma = \frac{\sigma}{n} \frac{n-1}{H_0} dH$$

n étant l'indice du gaz à la pression atmosphérique H_0 .

Avec l'air, l'intervalle spectral exploré est de 5 K environ quand la pression varie de 1 atmosphère. L'intervalle entre-ordre étant de 2,3 K, on ne peut avoir, au mieux, que 2 ordres successifs. On a été ainsi amené à utiliser le gaz carbonique qui permet d'obtenir 3 ordres successifs (l'intervalle spectral exploré étant de 9 K). La précision des mesures est ainsi améliorée car la valeur de l'intensité maximum recueillie peut sensiblement varier.

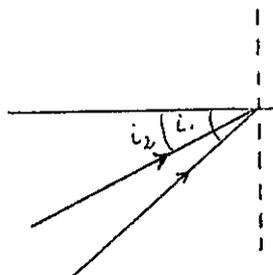
La linéarité est satisfaisante, celle-ci ne variant que de 0,3 %.

Le flux lumineux est reçu par un photomultiplicateur RCA 1P21. Le courant amplifié est enregistré par un enregistreur MECI. La cellule est refroidie à l'azote liquide pour supprimer le courant d'obscurité.

4) Remarque :

Le monochromateur n'étant pas synchronisé avec le F.P., on peut se demander dans quelle mesure il n'atténue pas une des deux raies des isotopes

puisqu'on recherche leur intensité relative. On considère le réseau plan schématisé de la façon suivante :



i_1 est l'angle que fait le rayon incident avec la normale, i_2 l'angle que fait le rayon réfléchi avec la normale.

On a la relation $\sin i_1 + \sin i_2 = n$ pour le 1er ordre (n étant le nombre de traits par unité de longueur). La distance angulaire de deux raies de longueur d'onde λ et $\lambda + d\lambda$ est :

$$di_2 = d\lambda \frac{n}{\cos i_2}$$

Dans le plan du trou de sortie du monochromateur ces deux raies seront distantes de :

$$dl = f \cdot di_2$$

$$dl = d\lambda \cdot \frac{n \cdot f}{\cos i_2} \quad \text{en appelant } f \text{ la distance focale du miroir sphérique.}$$

- Application :

Pour la raie 4922\AA la variation du nombre d'onde pour les deux isotopes est $d\sigma = 1,358 \text{ cm}^{-1}$ soit $d\lambda = 0,328\text{\AA}$. [8]

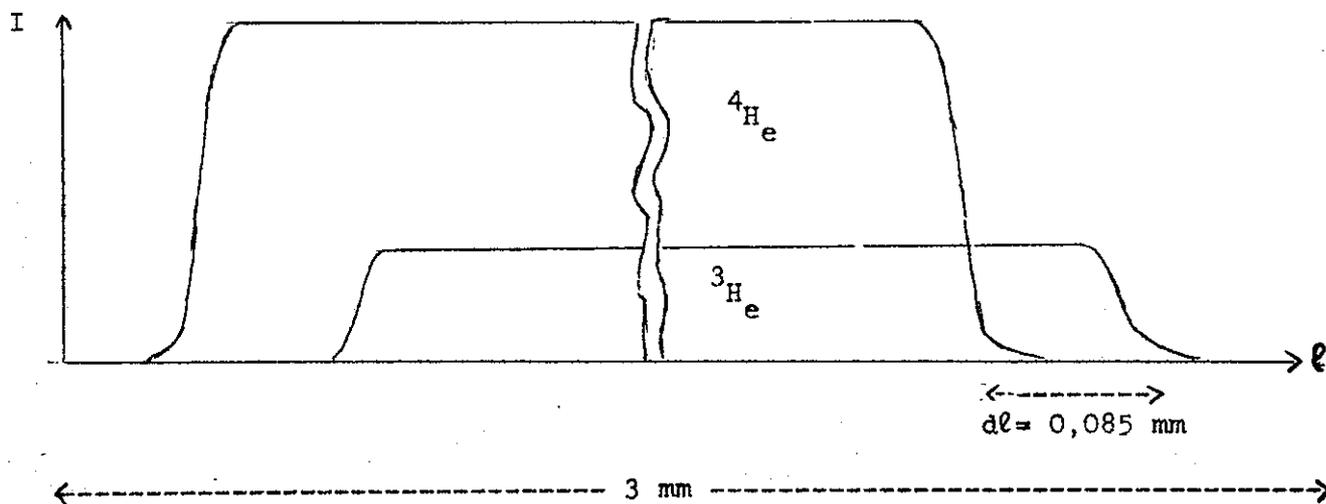
$$n = 2160 \text{ t/mm}$$

$$f = 1 \text{ m}$$

$$i_2 \approx 45^\circ$$

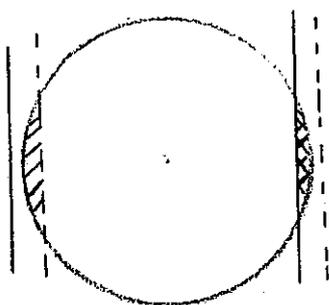
$$\text{D'où } dl = 0,085 \text{ mm}$$

Dans le plan de sortie la répartition des intensités est à peu près la suivante :

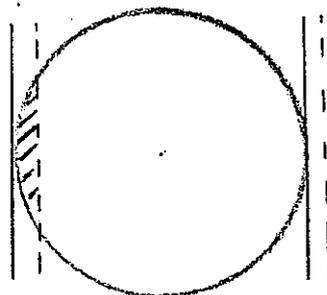


Le diamètre du trou de sortie est de 3 mm .

Suivant le réglage du monochromateur, l'éclairement du trou de sortie peut être schématisé de la façon suivante :



réglage correct.

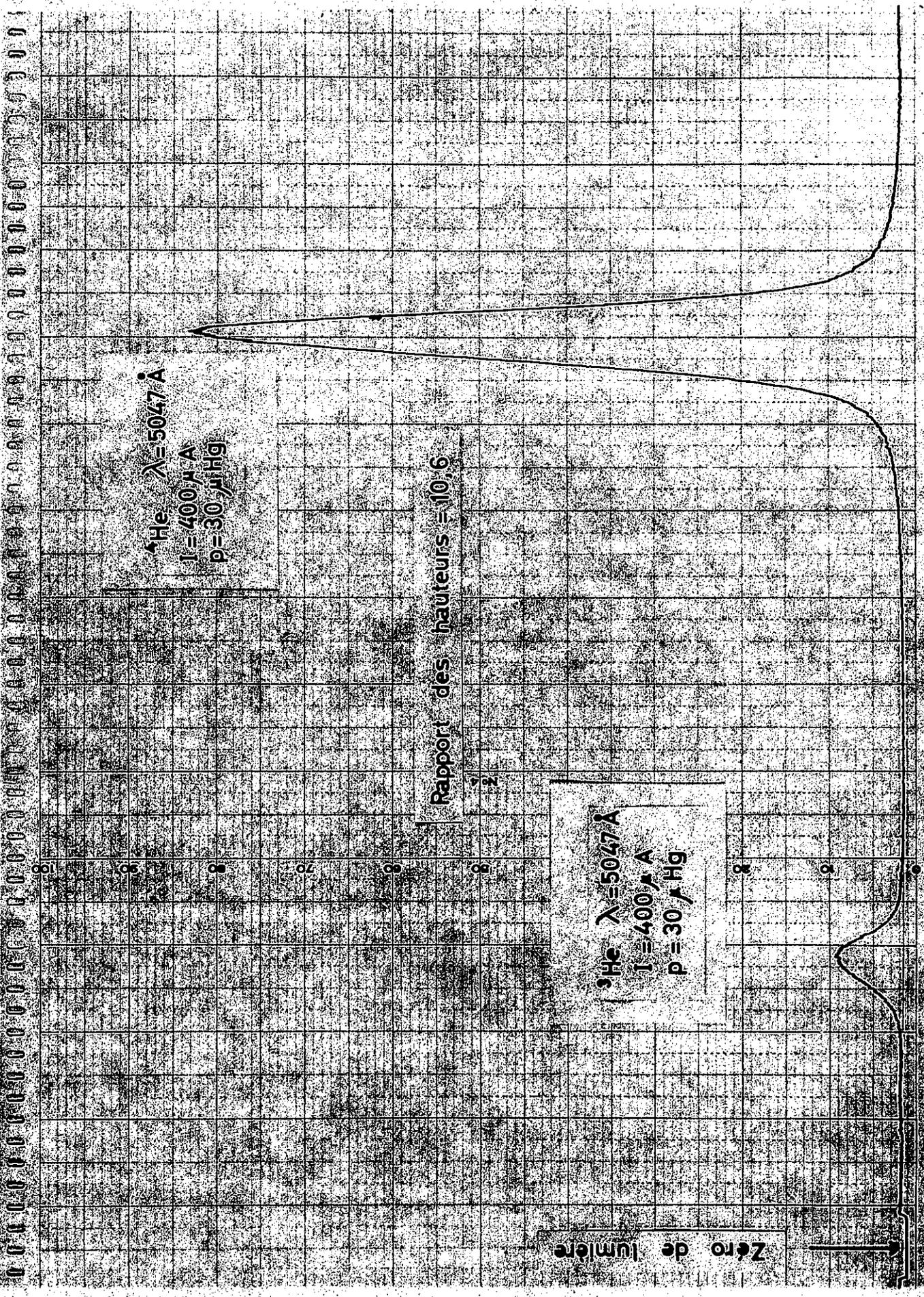


réglage incorrect.

Pour que le réglage soit correct il faut que la partie non éclairée du trou de sortie (partie hachurée) ait la même surface pour les deux raies.

Dans le deuxième cas de figure, l'erreur relative que l'on commet est égale au rapport de la surface hachurée sur la surface du cercle. Elle est, dans ce cas, inférieure à 0,8 %.

Par contre elle serait de l'ordre de 7 % si le bord de l'une des deux raies passait par le centre du trou. Bien que ce réglage se fasse à l'oeil, on ne doit pas introduire une erreur supérieure à 1 %.

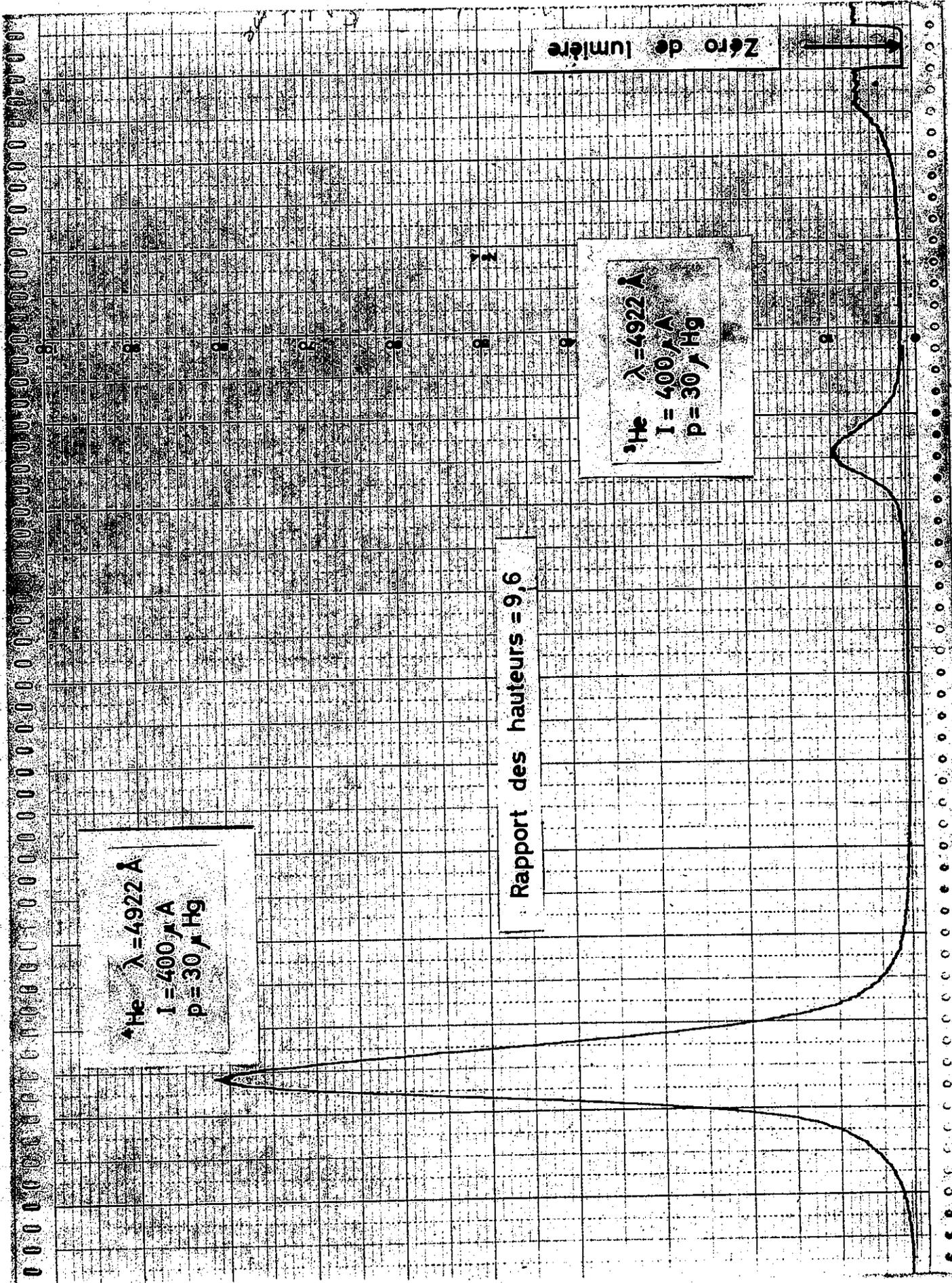


${}^4\text{He}$ $\lambda = 5047 \text{ \AA}$
 $I = 400 \mu\text{A}$
 $p = 30 \mu\text{Hg}$

Rapport des hauteurs = 10.6

${}^3\text{He}$ $\lambda = 5047 \text{ \AA}$
 $I = 400 \mu\text{A}$
 $p = 30 \mu\text{Hg}$

Zero de lumiere



^4He $\lambda = 4922 \text{ \AA}$
 $I = 400 \text{ mA}$
 $p = 30 \text{ mm Hg}$

^4He $\lambda = 4922 \text{ \AA}$
 $I = 400 \text{ mA}$
 $p = 30 \text{ mm Hg}$

Rapport des hauteurs = 9,6

Zéro de lumière

Y

Z

Chapitre III.

RESULTATS ET DISCUSSION

I. RESULTATS

Désignons par des lettres non primées ce qui se rapporte à ^4He et par des lettres primées ce qui se rapporte à ^3He .

A chaque enregistrement on mesure le rapport $\frac{I}{I'}$, des intensités totales des deux raies.

Ce rapport est égal à :

$$\frac{I}{I'} = \frac{I}{I_0} \cdot \frac{I_0'}{I'} \cdot \frac{I_0}{I_0'} \quad (I_0 \text{ étant l'intensité vraie sans auto-absorption})$$

on pose alors :

$$\frac{I}{I'} = \frac{1}{G} \cdot G' \cdot \frac{I_0}{I_0'}$$

ou $\boxed{\frac{I}{I'} = \frac{G'}{G} \cdot \frac{p_1}{p}}$ en supposant que la forme des raies de chaque isotope est la même. $\frac{p_1}{p}$, exprimant en fait le rapport des deux constituants ^4He et ^3He .

En supposant tout d'abord que la raie due à ^3He est peu auto-absorbée en raison de sa faible concentration le quotient :

$$\left(\frac{I}{I'}\right)_{5047} / \left(\frac{I}{I'}\right)_{4922} = \frac{G_{4922}}{G_{5047}} \quad \text{permet de comparer les raies } 4922\text{\AA} \text{ et}$$

5047\AA de ^4He . Si en plus on peut supposer que dans certaines conditions expérimentales la raie 5047\AA est peu auto-absorbée, donc que $G_{5047} = 1$ ce rapport donne la valeur de :

$$\frac{I_0}{I} \quad \text{pour la raie } 4922\text{\AA}.$$

on a ainsi obtenu les résultats suivants :

La valeur du rapport $\left(\frac{I}{I}\right)_{4922} / \left(\frac{I}{I}\right)_{5047}$ est donnée par le tableau

suisant. Les indications relatives à la raie 4922\AA (pression intensité) sont indiquées dans les 2 premières lignes du haut, celles relatives à la raie 5047\AA dans les 2 premières colonnes de gauche.

4922

		p	25 μm de Hg		30 μm de Hg			40 μm de Hg		
p	I	100 A	400 A	100 A	200 A	400 A	100 A	200 A	400 A	
25 μm de Hg	100 A		0,70							
	400 A		0,92							
30 μm de Hg 5047	100 A			0,87		0,78				
	200 A			0,77	0,90					
	400 A			1,05	1,0	0,87				
40 μm de Hg	100 A						0,80	0,74	0,84	
	200 A									
	400 A						0,79	0,73	0,83	

avec I intensité dans la lampe

p pression dans la partie supérieure de la lampe.

La lampe était refroidie à l'hélium liquide pompé.

Ce tableau donne un ordre de grandeur de ce rapport. Les chiffres intéressants à considérer sont ceux pour lesquels les deux raies ont été étudiées dans les mêmes conditions de pression et d'intensité.

En effet si, au cours d'une manipulation, on change les conditions de température et de pression, il se produit des variations de composition au niveau de la décharge qui faussent les mesures.

Dans les conditions normales d'utilisation de la lampe ($100 \mu\text{A}$, $30 \mu\text{m}$ de Hg) il semble que l'auto-absorption de la raie 4922\AA soit de 20 %.

On a ensuite comparé ces 2 raies à la raie 4387\AA qui a même niveau inférieur $2P_1$. Les conditions expérimentales étaient les suivantes :

- Intensité passant dans la lampe : $400 \mu\text{A}$
- Pression dans la partie supérieure de la lampe : $40 \mu\text{m}$ de Hg.

La moyenne de plusieurs mesures a donné :

$$\left(\frac{I}{I} \right)_{4922} / \left(\frac{I}{I} \right)_{4387} = 1,035$$

$$\left(\frac{I}{I} \right)_{4922} / \left(\frac{I}{I} \right)_{5047} = 0,87$$

Le premier résultat est assez inattendu car, en fait, le coefficient d'absorption pour la raie 4387\AA est plus faible que celui de la raie 4922\AA .

Enfin, il est à noter que lorsqu'on refroidit la lampe seulement avec de

l'azote liquide, le rapport $\left(\frac{I}{I} \right)_{5047} / \left(\frac{I}{I} \right)_{4922}$ est voisin de 1.

La pression dans la partie supérieure de la lampe était environ de 0,5 mm de mercure et elle était traversée par un courant de 400 μ A. La faible auto-absorption de la raie 4922 \AA , dans ces conditions, peut s'expliquer par le fait que la concentration de l'hélium est plus faible dans la cathode et que les conditions d'excitation sont différentes. Cette expérience permettrait de penser qu'elle ne serait guère plus forte en utilisant l'hélium liquide pompé.

II. DISCUSSION

On peut rechercher, à l'aide des courbes de van der Held, comment varie le rapport $\frac{I}{I_0}$ en fonction du coefficient p pour une raie. Elles

donnent les valeurs de l'expression $\frac{I}{I_0} \cdot \frac{p}{P(0)} \frac{\sqrt{\ln 2}}{\Delta v_D}$ en fonction de

$\text{Log } p + \text{Log } 10,6$. Pour la valeur minimum de p , c'est-à-dire pour

$\text{Log } p + \text{Log } 10,6 = 0,1$, on peut supposer que $\frac{I}{I_0} \approx 1$. On a alors

$$\frac{1}{P(0)} \cdot \frac{\sqrt{\ln 2}}{\Delta v_D} = 0,842. \text{ Les courbes donnent alors la valeur de } \frac{I}{I_0} p$$

en fonction de p .

En prenant la courbe dont le paramètre $\frac{\Delta v_N \sqrt{\ln 2}}{\Delta v_D}$ est égal à 0,5

correspondant le mieux au profil des raies étudiées, on a le tableau suivant :

p	$\frac{I}{I_0}$
0,119	1
0,299	0,92
0,530	0,90
0,943	0,84
1,50	0,80
2,35	0,76
3,76	0,63
8,41	0,42
26,6	0,22
70,	0,135

N'ayant pas observé une largeur importante de la raie 4922\AA° on peut admettre que cette raie est peu auto-absorbée, donc que le rapport $\frac{I}{I_0}$ est certainement inférieur à 0,6.

La valeur du coefficient p pour la raie 5047\AA° étant 14 fois plus faible que celui de la raie 4922\AA° , la valeur du rapport $\frac{I}{I_0}$ pour cette raie est voisine de 1, ce qui justifie la validité de notre méthode de mesure.

III. CONCLUSION

Notre étude a consisté à étudier comment la raie 4922\AA due à ${}^4\text{He}$ était auto-absorbée. Pour cela on la compare à la raie correspondant à la même transition de ${}^3\text{He}$ en mesurant le rapport de leur intensité émise par une cathode creuse contenant un mélange des deux isotopes. La composition du mélange est déterminée par la mesure du rapport des intensités d'une raie supposée non auto-absorbée (5047\AA) émise par les deux isotopes.

Finalement on a conclu que dans les conditions où on se place l'auto-absorption de la raie 5047\AA est négligeable tandis que celle de la raie 4922\AA ne l'est jamais. Les valeurs trouvées sont les suivantes :

pression	25 μm de Hg	30	30	30	40	40
intensité	400 μA	100	200	400	100	400
$\frac{I}{I_0}$	0,92	0,87	0,90	0,87	0,80	0,83

On doit noter cependant que ces valeurs ne sont pas très précises et que de plus l'hypothèse de non auto-absorption de la raie 5047\AA est très probablement exacte mais non établie d'une façon certaine.

En admettant que cette hypothèse est exacte, la comparaison des différents résultats permet d'évaluer l'erreur relative sur les mesures à 5 %.

L'expérience montre, en outre, les difficultés que présente l'étude de la composition isotopique d'un mélange gazeux excité à très basse température.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] B. DECOMPS, J.C. PEBAY-PEYROULA et J. BROSSEL, C.R.Acad.Sc.Paris, 252, 537 (1961).
 - [2] R. JOURNEAUX, "Recherche sur la structure hyperfine d'une raie de l'hélium"
D.E.S. Paris (1962).
 - [3] A.H. GABRIEL et D.W.O. HEDDLE, Proc.Royal Soc., 258, 123-45 (1960).
 - [4] J. BROCHARD et R. DAMASCHINI,
(à paraître)
 - [5] H.G. KUHN et J.M. VAUGHAN, Proc.Royal Soc., 277, 297-311 (1964).
 - [6] J.M. VAUGHAN, Phys.Lett., 8, 111 (1964).
 - [7] R.D. COWAN et G.H. DIEKE, Rev.Mod.Phys., 20, 418-55 (1948)
 - [8] E.F.M. van der HELD, Zeits.Physik, 70, 508-17 (1931).
 - [9] H. CHANTREL, J1 Recherches CNRS, 46, 17-33 (1959)
 - [10] M. FRED, F.S. TOMKINS, J. BRODY et M. HAMERMESH, Phys.Rev., 82, 406-21 (1951).
-

Qu'il me soit permis d'exprimer ici ma reconnaissance et mes remerciements à Monsieur le Professeur CHABBAL qui a bien voulu m'accepter dans son Laboratoire pour ce travail, à Monsieur le Professeur BROCHARD pour la sollicitude avec laquelle il m'a guidé et conseillé.

Je remercie aussi Monsieur DAMASCHINI qui m'a aidé, ainsi que tous les Membres du Laboratoire Aimé COTTON.

