

MEMOIRE

présenté à la

FACULTE DES SCIENCES DE

L'UNIVERSITE DE PARIS

pour obtenir le

DIPLOME D'ETUDES SUPERIEURES DE SCIENCES PHYSIQUES

par

Jacqueline CHAUMEL

1er SUJET : Etude d'une méthode de mesure du coefficient
d'amplification du mélange actif Hélium-Néon.

2ème SUJET :

Soutenu le 12.2.1963 devant la Commission d'Examen

MM.

Président

Examineurs

20 bis

I.- INTRODUCTION.-

L'objet de ce travail est l'étude de quelques méthodes

- de recherche de milieux actifs gazeux
- de mesure de leur coefficient d'amplification.

Nous nous attacherons plus précisément à une méthode utilisant la mesure de l'auto-absorption dans un tube contenant le milieu gazeux étudié et nous présentons quelques résultats obtenus par ce procédé appliqué au mélange He - Ne.

I,1 - RAPPEL DU PRINCIPE DE L'EFFET MASER

Considérons une assemblée d'atomes, ou de molécules, susceptibles d'émettre ou d'absorber de l'énergie rayonnante. Nous supposons que cette assemblée possède deux niveaux d'énergie. Soient E_1, N_1, E_2, N_2 les énergies et populations respectives de ces deux niveaux. Cette assemblée peut donc émettre ou absorber un rayonnement de fréquence $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$. En l'absence de toute excitation extérieure, cette assemblée émettra spontanément un rayonnement de fréquence ν dont la puissance est : $A_{2-1} N_2 h \nu$

A_{2-1} est la probabilité pour un atome du niveau 2 de descendre sur le niveau 1, pendant une seconde, en émettant un photon dont l'énergie est $h \nu$. La durée de vie du niveau 2 est alors $\tau = \frac{1}{A_{2-1}}$

Si l'assemblée est mise en présence d'un rayonnement de fréquence ν , à côté de l'émission spontanée apparaissent :

- l'émission induite, dont la puissance vaut $B_{2-1} N_2 h \nu \rho$

- et l'absorption, dont la puissance vaut $B_{1-2} N_1 h \nu \rho$

ρ étant la densité spectrale d'énergie du rayonnement inducteur, B_{2-1} et B_{1-2} probabilités pour un atome d'émettre ou d'absorber un photon ν sous l'action du rayonnement inducteur, sont reliés par la relation $\frac{B_{2-1}}{B_{1-2}} = \frac{g_1}{g_2}$

g_1 et g_2 étant les poids spécifiques des deux niveaux
de même $\frac{A_{2-1}}{B_{2-1}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3}$

La puissance émise par émission induite étant cohérente avec le rayonnement inducteur, l'expression $B (N_2 - N_1) h \nu \rho$ représente la puissance résultante cohérente avec le rayonnement inducteur.

Dans le cas général d'excitation thermique, N_1 est supérieur à N_2 . Il y a donc finalement une certaine quantité d'énergie absorbée.

Mais si, par un procédé quelconque, on réussit à obtenir que N_2 soit supérieur à N_1 , à créer une "inversion de population", on obtient à la sortie du système une quantité d'énergie rayonnante supérieure à la quantité d'énergie incidente. Il y a amplification du champ électromagnétique, et cette amplification est cohérente. C'est ce que l'on appelle l'effet MASER (Microwaves Amplification by Stimulated Emission of Radiation).

Le milieu dans lequel existe une inversion de population est appelé milieu actif. Le problème est de découvrir ou de créer des milieux actifs.

Nous ne nous étendrons pas sur les divers procédés utilisés dans le cas des solides pour surpeupler un niveau. Nous examinerons seulement le procédé d'excitation par collisions de première ou de seconde espèce dans un milieu gazeux.

I,2- EXCITATION D'UN MILIEU GAZEUX PAR COLLISIONS

Rappelons ce qu'est une collision de première espèce entre un électron et un atome : un électron, animé d'une certaine énergie cinétique, rencontre un atome dans un état d'énergie E_0 et lui transfère une partie ou la totalité de son énergie cinétique, de sorte qu'après la collision, l'atome se trouve dans l'état d'énergie E_1 , tel que $E_1 - E_0$ est au plus égal à l'énergie cinétique de l'électron. La probabilité d'excitation de chaque niveau d'énergie de l'atome dépend de la vitesse des électrons utilisés, de leur débit, de la pression du gaz, etc ... Toutes les conditions expérimentales étant précisées, on pourra définir pour chaque niveau un taux d'excitation R , nombre d'atomes élevés à ce niveau par seconde. Si τ est la durée de vie du niveau, la population moyenne du niveau est $R\tau$. Le problème sera donc de trouver un gaz possédant deux niveaux d'énergie E_2, E_1 , avec $E_2 > E_1$ tels que, dans des conditions expérimentales à définir, $R_2\tau_2$ soit supérieur à $R_1\tau_1$. Cela a été réalisé par exemple avec la transition $2s_3 - 2p_{10}$ du néon, sous une pression de l'ordre du mm de mercure, et pour la transition $2s_2 - 2p_4$ du néon (1).

Un choc de deuxième espèce se produit lorsqu'un atome dans un état d'énergie E_2' rencontre un autre atome dans un état d'énergie inférieur, et lui cède une partie ou la totalité de son énergie, sous forme cinétique, ou sous forme d'énergie d'excitation. C'est ce dernier cas qui nous intéresse : le deuxième atome se trouve alors, après le choc, dans un état d'énergie E_2 .

La probabilité d'excitation du niveau E_2 est d'autant plus grande que les niveaux E_2' et E_2 sont plus près l'un de l'autre, c'est-à-dire qu'elle est maximum quand la plus petite partie possible d'énergie d'excitation du premier atome est transformée en énergie cinétique par le choc et réciproquement.

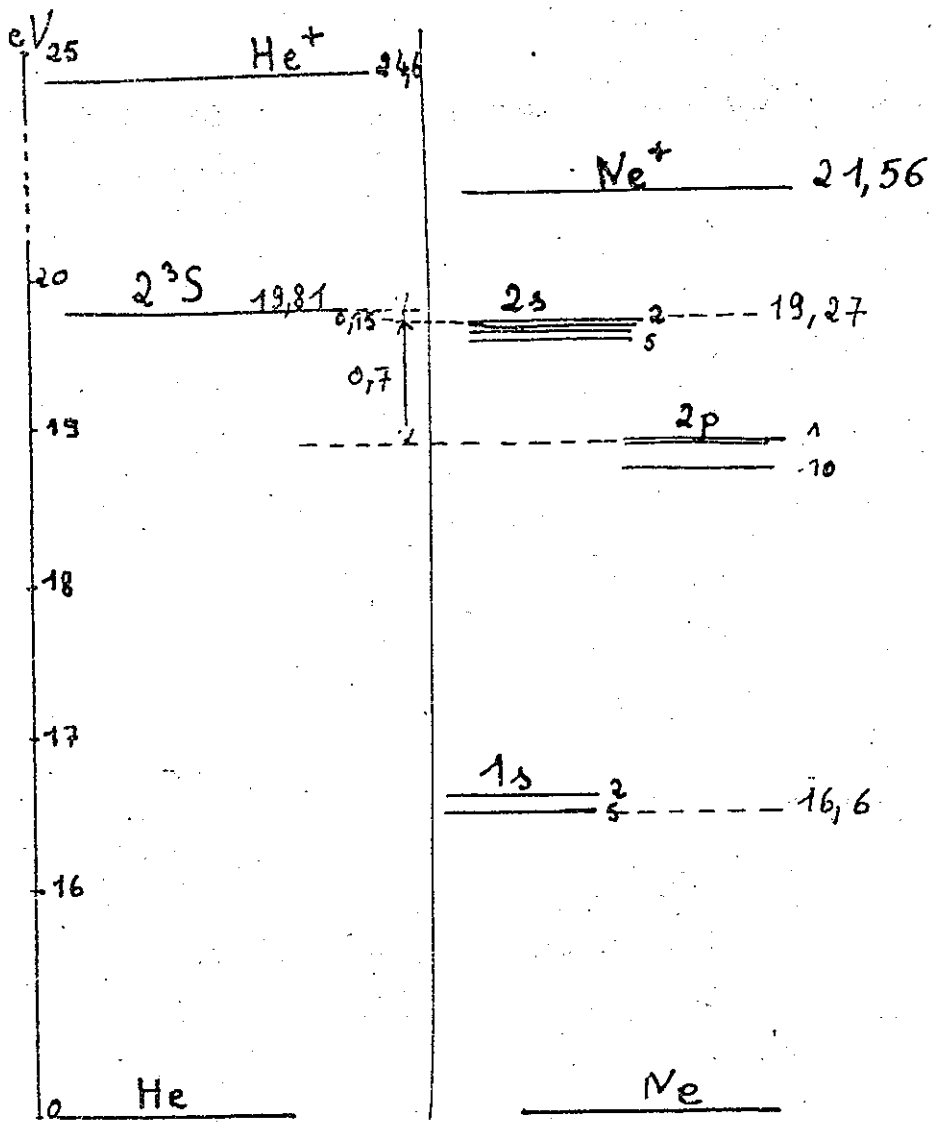


Fig 1

TRANSITION	μ	TRANSITION	μ
$2s_2 \text{ --- } 2p_{10}$	0,88677	$2s_3 \text{ --- } 2p_5$	1,36173
$2s_3 \text{ --- } 2p_{10}$	0,89910	$2s_2 \text{ --- } 2p_2$	1,17700
$2s_4 \text{ --- } 2p_{10}$	0,94393	$2s_4 \text{ --- } 2p_6$	1,17923
$2s_5 \text{ --- } 2p_{10}$	0,96681	$2s_6 \text{ --- } 2p_7$	1,17931
$2s_2 \text{ --- } 2p_8$	1,02982	$2s_3 \text{ --- } 2p_2$	1,19882
$2s_2 \text{ --- } 2p_7$	1,06236	$2s_5 \text{ --- } 2p_6$	1,20696
$2s_3 \text{ --- } 2p_7$	1,08010	$2s_4 \text{ --- } 2p_5$	1,24628
$2s_2 \text{ --- } 2p_6$	1,08475	$2s_4 \text{ --- } 2p_4$	1,25984
$2s_4 \text{ --- } 2p_8$	1,11461	$2s_4 \text{ --- } 2p_3$	1,26927
$2s_5 \text{ --- } 2p_9$	1,11806	$2s_5 \text{ --- } 2p_5$	1,27730
$2s_5 \text{ --- } 2p_8$	1,13936	$2s_4 \text{ --- } 2p_2$	1,28907
$2s_2 \text{ --- } 2p_5$	1,14123	$2s_5 \text{ --- } 2p_4$	1,29156
$2s_2 \text{ --- } 2p_4$	1,15259	$2s_5 \text{ --- } 2p_2$	1,32229
$2s_4 \text{ --- } 2p_7$	1,15282	$2s_2 \text{ --- } 2p_1$	1,52349
$2s_2 \text{ --- } 2p_3$	1,16047	$2s_4 \text{ --- } 2p_1$	1,71666

Un processus de ce type est réalisé dans un mélange d'hélium et de néon. Ce mélange sert à construire le premier maser à gaz, et c'est le système sur lequel, à l'heure actuelle, les recherches sont allées le plus loin ; c'est pourquoi nous avons appliqué la méthode exposée plus loin à ce mélange, que nous allons maintenant décrire plus à fond.

I,3 - LE MELANGE HELIUM-NEON (2)

Considérons les niveaux du néon et de l'hélium. Le niveau métastable 2^3S de l'hélium se trouve à 19,81 eV du niveau fondamental et à 0,15 eV environ des quatre niveaux du néon correspondant à la configuration $2p^5 4s$ (niveaux 2s dans la notation de Paschen). Ces niveaux sont donc peuplés sélectivement par collision des atomes de néon non excités avec les atomes d'hélium métastables. Au-dessous des niveaux 2s se trouvent dans le néon, les dix niveaux 2p, correspondant à la configuration $2p^5 3p$, puis les quatre niveaux 1s correspondant à la configuration $2p^5 3s$. Les niveaux $1s_5$ et $1s_3$ sont métastables, mais à une pression supérieure à 0,1 mm de mercure, les niveaux $1s_2$ et $1s_4$ se comportent comme s'ils l'étaient, car les photons UV produits par les transitions entre ces niveaux et le fondamental sont aussitôt réabsorbés.

Il y a trente transitions permises entre les niveaux 2p et 1s et elles constituent le spectre ordinaire visible du néon. Les niveaux 2s ont une durée de vie supérieure à celle des niveaux 2p. Deux des niveaux 2s sont connectés au fondamental, mais il se produit le même phénomène qu'avec les niveaux 1s. L'inversion de population intervient entre les niveaux 2s et les niveaux 2p. On peut donc s'attendre à une amplification pour chacune des trente transitions permises entre les états 2s et 2p, transitions dont on peut voir les longueurs d'onde ci-contre.

Le peuplement de l'état métastable de l'hélium est effectué par chocs électroniques, soit au moyen d'un canon à électrons, soit, plus fréquemment, par l'établissement d'une décharge continue ou HF, dans un tube contenant le mélange gazeux.

Le surpeuplement d'un niveau 2s par rapport à un niveau 2p dépend entre autres de l'intensité du courant de la décharge si l'on utilise ce moyen, des pressions des deux gaz au sein du mélange.

Nous avons vu que la puissance émise par l'assemblée d'atomes en présence du champ électromagnétique est proportionnelle au produit $B(N_2 - N_1)$. La connaissance de ce produit pour les trente transitions en question permettra de déterminer le pouvoir amplificateur du mélange gazeux pour ces transitions. D'autre part si l'on possède une méthode générale de détermination de ce produit, on pourra l'appliquer à d'autres milieux gazeux.

Nous allons passer en revue maintenant les diverses méthodes déjà utilisées pour la détermination de ce produit, qu'elles concernent l'hélium ou non. Puis nous passerons à l'étude comparative de deux méthodes : la méthode proposée et la méthode utilisant un tube contenant le milieu à étudier comme amplificateur de la lumière émise par une autre source.

	: Probabilité	::		: Probabilité:
: 0.88677	: 0	::	1.16173	: 2/9
: 0.89910	: 0	::	1.17700	: 2/9
: 0.94893	: 1/18	::	1.17923	: 1/18
: 0.96681	: 5/18	::	1.17931	: 1/18
: 1.02982	: 0	::	1.19882	: 1/9
: 1.06236	: 0	::	1.20696	: 1/2
: 1.08010	: 0	::	1.24628	: 0
: 1.08475	: 0	::	1.25984	: 0
: 1.11461	: 1/2	::	1.26927	: 1/9
: 1.11806	: 7/9	::	1.27730	: 0
: 1.13936	: 1/18	::	1.28907	: 0
: 1.14123	: 1/9	::	1.29156	: 0
: 1.15259	: 5/9	::	1.32229	: 0
: 1.15282	: 5/18	::	1.52349	: 1/9
: 1.16047	: 0	::	1.71666	: 0

II - MESURES PRECEDENTES DU PRODUIT $B(N_2 - N_1)$

II,1 - Nous placerons dans ce premier paragraphe les méthodes déterminant chaque facteur du produit séparément.

Toutes choses égales d'ailleurs, le second facteur dépend de la section efficace de transfert d'excitation pour le niveau considéré, ainsi que de la durée de vie de ce niveau.

JAVAN (3) a mesuré la section efficace de transfert d'excitation pour l'ensemble des niveaux 2s du néon. Il l'a trouvée égale à $3,7 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$. Il est beaucoup plus difficile de déterminer cette section efficace pour chacun des niveaux 2s, des répartitions de population par collision entre les niveaux 2s intervenant après la collision avec l'atome d'hélium. Aucun résultat à ce sujet n'est encore publié.

W.R. BENNETT (4) a mesuré les durées de vie des niveaux 2s et 2p du néon. Le principe de la méthode est le suivant : les états excités sont peuplés par choc électronique de courte durée et l'intensité des transitions qui les dépeuplent est ensuite mesurée en fonction du temps. Voici les résultats qu'il a obtenus :

Niveau : $2p_1$: $2p_2$: $2p_3$: $2p_4$: $2p_5$: $2p_6$: $2p_7$: $2p_8$: $2p_9$: $2p_{10}$:

τ (ns) : <8 : <10 : <13 : 12 : <11 : 13 : <13 : 16 : 17 : <20 :

Niveau : $2s_2$: $2s_3$: $2s_4$: $2s_5$:

τ (ns) : 96 : 180 : 98 : 110 :

Les recherches sont poursuivies pour obtenir des valeurs plus précises, mais les calculs ont déjà montré que des inversions de population pouvaient être obtenues pour chacune des trente transitions permises.

G.F.KOSTLER (5) a déterminé théoriquement la probabilité de transition B pour les transitions du néon. On trouvera ses résultats ci-contre.

L'ensemble des méthodes précédentes fait appel à des connaissances théoriques assez poussées. Elles peuvent permettre de prévoir, de manière très générale, quels systèmes gazeux pourront être des milieux actifs. Ainsi, si l'on détermine les durées de vie de tous les niveaux d'un gaz, il est possible d'isoler un certain nombre de transitions et de déterminer pour ces transitions les probabilités de transition et les possibilités d'excitation par collision. Inversement, un milieu actif ayant été découvert, ces méthodes peuvent permettre d'analyser le processus par lequel existe l'inversion de population et d'en déduire des conséquences utiles.

Mais remarquons que dans le cas du néon par exemple, on n'a pas pu ainsi déterminer la section efficace de transfert d'excitation pour chacun des niveaux concernés. D'autre part, la surpopulation dépend également du taux de production des atomes d'hélium métastable, et il n'existe pas encore de théorie générale à ce sujet.

Ainsi il apparaît que ces méthodes théoriques peuvent permettre de choisir quelques systèmes gazeux susceptibles d'être des milieux actifs, mais n'établissent pas avec précision, du moins pas encore les conditions expérimentales où le milieu sera effectivement actif. Elles doivent être accompagnées de mesures expérimentales du coefficient d'amplification et de ses variations avec les conditions de l'expérience, mesures dont l'interprétation théorique permettra une meilleure connaissance des phénomènes, et la découverte de nouveaux milieux actifs.

II,2 - Ce sont des mesures qui font l'objet de ce deuxième paragraphe. Nous avons trouvé dans la littérature 6 descriptions de mesures de ce genre. Parmi celles-ci, deux sont appliquées à un milieu actif solide (rubis) ; mais le principe de la méthode utilisée n'étant pas sensiblement différent, leur intérêt pour nous n'en est pas moindre.

II,2.1 - Principe des mesures

Une tranche d'épaisseur dx du milieu actif émet dans l'angle solide $d\omega$ une puissance :

$$dI = A N_2 dx d\omega / 4\pi h\nu + B (N_2 - N_1) I / cS \frac{d\omega}{4\pi} dx$$

soit
$$dI = [A' N_2 h\nu + B' (N_2 - N_1) I h\nu] dx$$

N_2 et N_1 sont les populations par unité de longueur du milieu actif.

On peut écrire encore :

$$dI = (e_y + c_y I) dx$$

c_y est le coefficient d'amplification du milieu considéré.

Si par un procédé quelconque, on élimine de la mesure l'émission spontanée représentée par $e_y dx$, il vient :

$$I/I_0 = \exp c_y x$$

d'où, si le milieu actif a une longueur L :

$$I/I_0 = \exp c_y L$$

Les mesures consisteront à mesurer I_0 , mesurer I , faire leur rapport.

Les variantes entre les différentes méthodes résident dans le type de source employé, et le mode de détection utilisé.

II,2.2. - Erreur relative commise sur c_v

Il s'agit, dans l'hypothèse d'un récepteur compteur de photons, de l'erreur résultant du bruit de photons, c'est-à-dire de l'erreur minimale commise lorsque toutes les sources expérimentales d'erreurs ont disparu. Ces erreurs théoriques sont les seules que nous pouvons comparer.

Le moyen le plus généralement employé pour éliminer de la détection l'émission spontanée du milieu actif est la modulation de la lumière émise par la source accompagnée de l'emploi d'un récepteur sélectif accordé sur la fréquence de modulation ; cette modulation est réalisée dans tous les cas examinés grâce à une excitation alternative de la source.

Supposons que nous analysons la lumière émise avec un appareil dont la bande passante a une largeur 2Δ autour de la fréquence ν_0 , centre de la raie considérée.

Désignons par $I_0(\nu)$ la valeur moyenne au cours du temps de l'intensité émise par la source dans une bande de fréquence $d\nu$ autour de ν , et par J_0 la valeur moyenne au cours du temps de l'intensité totale émise par la source dans la bande 2Δ , c'est-à-dire :

$$J_0 = \int_{\nu_0 - \Delta}^{\nu_0 + \Delta} I_0(\nu) d\nu$$

Soit N le nombre de photons émis pendant le temps de mesure dans la bande 2Δ par une longueur L du milieu actif. L'intensité correspondante est :

$$J_L = \int_{\nu_0 - \Delta}^{\nu_0 + \Delta} \frac{e\nu}{c\nu} (\exp c\nu L - 1) d\nu$$

Désignons par z le rapport J_0/J_L

La valeur moyenne au cours du temps de l'intensité détectée est :

$$J = \int_{2\Delta} I_0(\nu) \exp c\nu L d\nu$$

et la valeur moyenne au cours du temps de l'intensité totale à la sortie du milieu actif est :

$$J' = J + J_L$$

Nous savons que le rapport bruit sur signal est égal à l'inverse de la racine carrée du nombre de photons émis. On a donc :

$$\frac{\Delta J_0}{J_0} = \frac{1}{\sqrt{N J_0/J_L}} = \frac{1}{\sqrt{N z}}$$

On élimine de la détection l'émission spontanée du milieu actif, mais le bruit correspondant n'est pas éliminé pour autant. On aura donc :

$$\Delta J = \Delta J'$$

.../...

$$\frac{\Delta J'}{J'} = \frac{1}{\sqrt{N J'/J_L}} = \frac{1}{\sqrt{N (J/J_L + 1)}} ; \quad J/J_L = J/J_0 \cdot z$$

donc
$$\frac{\Delta J'}{J'} = \frac{1}{\sqrt{N (z J/J_0 + 1)}}$$

d'où
$$\frac{\Delta J}{J} = \frac{1}{\sqrt{N (z J/J_0 + 1)}} \quad \frac{J'}{J} = \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{\sqrt{Jz + J_0}}{Jz} \sqrt{J_0}$$

On mesure le rapport $J/J_0 = R$

Les erreurs ΔJ_0 et ΔJ que nous avons considérées sont des erreurs quadratiques moyennes. Nous ne pouvons donc déterminer sur la mesure de R qu'une erreur quadratique moyenne. Soit :

$$\frac{\Delta R}{R} = \sqrt{\left(\frac{\Delta J_0}{J_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta J}{J}\right)^2} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{1}{z} + \frac{Jz + J_0}{J^2 z^2}}$$

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{1}{\sqrt{z}} \sqrt{1 + (J_0/J)(1 + J_0/Jz)}$$

c_y est déterminé à partir de R au moyen de calculs n'introduisant pas d'erreur supplémentaire :

$$R = \frac{\int_{\nu_0 - \Delta}^{\nu_0 + \Delta} I_0(\nu) \exp c_y L d\nu}{J_0}$$

Posons $c_y = c_0 f(\nu - \nu_0)$

Dans le cas général nous ne pourrions déterminer que c_0 , avec :

$$\frac{dR}{dc_0} = \frac{1}{J_0} \int_{\nu_0 - \Delta}^{\nu_0 + \Delta} I_0(\nu) \cdot L f(\nu - \nu_0) \left[\exp c_0 L f(\nu - \nu_0) \right] d\nu$$

c'est-à-dire :

$$\frac{\Delta c_0}{c_0} = \frac{1}{c_0 L} \frac{\int_{\pm \Delta} I_0(\nu) \exp c_y L d\nu}{\int_{\pm \Delta} I_0(\nu) f(\nu - \nu_0) \exp c_y L d\nu} \frac{\Delta R}{R}$$

Considérons trois cas particuliers :

1er cas) - la bande de fréquence est très étroite, soit $\Delta = d\nu$.

Ceci revient à ne pas intégrer. J et J_0 sont remplacés par I et I_0 pour chaque fréquence si la bande passante de l'analyseur est mobile

$$\text{avec } I = I_0 \exp c_y L$$

De même J_L est remplacé par $I_L(\nu)$, N par $N(\nu)$ et z par $z(\nu) = \frac{I_0(\nu)}{I_L(\nu)}$

On obtient alors
$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{\sqrt{N(\nu)}} \frac{1}{\sqrt{z(\nu)}} \sqrt{1 + (\exp -c_y L) \left(1 + \frac{1}{z} \exp -c_y L\right)}$$

$$\text{d'où} \quad \frac{\Delta c_\nu}{c_\nu} = \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{1}{c_\nu L} \frac{\sqrt{\exp 2c_\nu L + \exp c_\nu L + 1/z}}{\exp c_\nu L}$$

En particulier au centre de la raie

$$\frac{\Delta c_0}{c_0} = \frac{1}{c_0 L \sqrt{N(\nu_0)}} \frac{\sqrt{\exp c_0 L (\exp c_0 L + 1) z_0 + 1}}{z_0 \exp c_0 L}$$

z_0 étant égal au rapport des intensités émises par la source et le milieu actif dans la bande de fréquences $d\nu$ autour de ν_0

2ème cas) - La source émet l'intensité J_0 dans une bande de fréquences très étroite.

$$\text{On peut écrire } I_0(\nu) = J_0 \delta(\nu - \nu_0) \quad \delta = \text{fonction de Dirac}$$

$$\text{Alors} \quad J = J_0 \exp c_0 L$$

$$\text{et} \quad R = \exp c_0 L$$

Quelle que soit la bande passante Δ , pourvu que l'intensité émise par la source dans cette bande puisse s'écrire $I_0 \delta(\nu - \nu_0)$, on retrouve la résultat précédent, en remplaçant la largeur $d\nu$ par la largeur de la raie émise par la source.

3ème cas) - La source émet un spectre continu d'intensité I_0

$$\text{Alors } J_0 = 2\Delta \cdot I_0 \quad J = I_0 \int_{2\Delta} \exp c_\nu L \cdot d\nu$$

$$J_L = \int_{2\Delta} \frac{e_\nu}{c_\nu} (\exp c_\nu L - 1) d\nu$$

En général e_ν est proportionnel à c_ν (loi de Kirchhoff).

$$\text{D'où} \quad J = J_0 + \frac{J_L J_0}{2\Delta} \frac{c_0}{e_0}$$

$$\frac{J}{J_0} = 1 + \frac{J_L}{2\Delta} \frac{c_0}{e_0}$$

On en déduit

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{\sqrt{N} z} \sqrt{1 + \frac{1}{1 + \frac{J_L}{2\Delta} \frac{c_0}{e_0}} \left(1 + \frac{1}{z \left(1 + \frac{J_L}{2\Delta} \frac{c_0}{e_0} \right)} \right)}$$

$$\text{et} \quad \frac{\Delta c_0}{c_0} = \frac{1}{c_0 L} \frac{\int_{2\Delta} \exp c_\nu L d\nu}{\int_{2\Delta} \delta(\nu - \nu_0) \exp c_\nu L d\nu} \frac{\Delta R}{R}$$

Z représente dans ce cas le rapport de la puissance émise par la source dans une bande de fréquences de largeur 2Δ à la puissance totale émise spontanément par le milieu actif pour la transition considérée (tant que Δ reste assez grand

devant la largeur de la raie étudiée).

Remarquons que si nous faisons varier Δ à z constant, cela revient à supposer:

- le domaine d'intégration infini
- et la source émettant de l'énergie suivant une répartition rectangulaire de largeur variable.

La variation de Δ signifie alors l'affinement progressif de la raie émise par la source, l'intensité totale émise restant constante, à condition que la raie émise par la source reste suffisamment large devant la raie émise par le milieu actif.

Il arrive que l'on ne soit dans aucun de ces cas particuliers. La raie émise par la source est alors d'une largeur comparable à celle de la raie émise par le milieu actif, et la bande d'intégration est en général assez large pour que l'on puisse remplacer l'intégration de $\nu_0 - \Delta$ à $\nu_0 + \Delta$ par une intégration de $-\infty$ à $+\infty$.

Cependant pour pouvoir déduire c_0 de la mesure de R , il faut alors connaître la fonction $I_0(\gamma)$ ainsi que la forme de la fonction c_ν .

Revenons aux cas particuliers, dont nous essayerons ensuite de généraliser les conclusions.

a) Considérons d'abord un milieu actif donné dont nous étudions une certaine transition dans des conditions expérimentales bien définies. θ_0 , L et N sont des données. Cherchons comment varie l'erreur relative sur c_0 avec z , c'est-à-dire avec la puissance de la source utilisée.

Dans les deux premiers cas $\frac{\Delta c_1}{c_0}$ varie comme u , avec

$$u = \frac{z}{\sqrt{z \exp c_\nu L (\exp c_\nu L + 1) + 1}}$$

et dans le troisième cas, $\frac{\Delta c_1}{c_0}$ varie comme v , avec

$$v = \frac{z}{\sqrt{z \left[1 + \frac{c_0}{c_0} \right] J_L / 2\Delta} \left[2 + \frac{c_0}{c_0} \right] J_L / 2\Delta + 1}$$

u et v sont des fonctions décroissantes de z ; elles tendent vers l'infini quand z tend vers 0, et vers 0 quand z tend vers l'infini.

Ceci nous montre que :

- lorsqu'on peut faire une mesure au centre de la raie, ou lorsque la raie émise est très fine, la précision obtenue est d'autant meilleure que la puissance émise par la source dans une étroite bande de fréquences autour de la fréquence centrale de la raie est supérieure à la puissance d'émission spontanée du milieu actif dans cette même bande ;

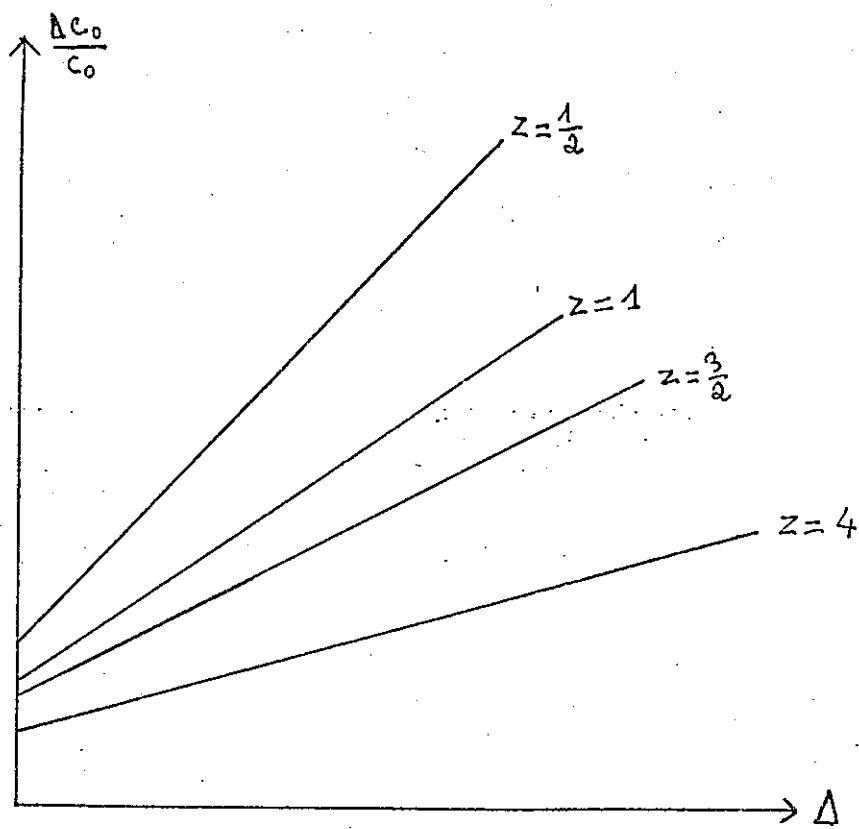


Fig. 2

- lorsque l'on fait des mesures d'intensité totale et que la raie émise par la source est large devant la raie du milieu actif, pour une largeur de raie donnée, la précision est d'autant meilleure que la puissance émise par la source est plus grande.

Voyons maintenant ce qui se passe dans le troisième cas lorsque, z restant constant, nous faisons varier Δ .

Rappelons que l'on a :

$$\frac{\Delta C_0}{C_0} = \frac{1}{C_0 L} \frac{\int_{2\Delta}^{\infty} \exp(-\gamma L) d\gamma}{\int_{2\Delta}^{\infty} \exp(-\gamma L) f(\gamma - \gamma_0) d\gamma} \cdot \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{\sqrt{z \left(1 + \frac{J_L C_0}{2\Delta C_0}\right) \left(2 + \frac{J_L C_0}{2\Delta C_0}\right) + 1}}{z \left(1 + \frac{J_L C_0}{2\Delta C_0}\right)}$$

Comme $f(\gamma - \gamma_0)$ tend vers 0 quand $\gamma - \gamma_0$ tend vers l'infini, tant que Δ est assez grand, $\int_{2\Delta}^{\infty} \exp(-\gamma L) f(\gamma - \gamma_0) d\gamma$ est indépendant de Δ . Il en est de même de N , en vertu de sa définition.

L'intégrale $\int_{2\Delta}^{\infty} e^{-\gamma L} d\gamma$ est égale à $\frac{C_0}{e_0} J_L + 2\Delta$

$\frac{\Delta C_0}{C_0}$ varie donc en fonction de Δ comme w , avec

$$w = \left(2\Delta + \frac{C_0}{e_0} J_L\right) \frac{\sqrt{z \left(2\Delta + \frac{C_0}{e_0} J_L\right) \left(4\Delta + \frac{C_0}{e_0} J_L\right) + 4\Delta^2}}{\left(2\Delta + \frac{C_0}{e_0} J_L\right) z}$$

$$w = \frac{1}{z} \left[4\Delta^2 (1+2z) + 6\Delta z J_L \frac{C_0}{e_0} + J_L^2 \frac{C_0^2}{e_0^2} z \right]^{1/2}$$

$$\frac{dw}{d\Delta} = \frac{1}{2w} \left[8\Delta (1+2z) + 6z J_L \frac{C_0}{e_0} \right]$$

w est une fonction croissante de Δ . Lorsque Δ tend vers l'infini, la courbe représentant les variations de w admet pour asymptote la droite d'équation

$$w_{\text{lim}} = \frac{2}{z} (1+2z)^{3/2} \Delta + \frac{3}{2} (1+2z)^{-1/2} J_L \frac{C_0}{e_0}$$

Le faisceau des asymptotes correspondant aux différentes valeurs de z est représenté ci-contre. On voit, comme l'on pouvait s'y attendre, que la pente de ces droites, ainsi que leur ordonnée à l'origine, diminue quand z augmente. En particulier, quand z est très grand, la variation de largeur de la raie émise par la source influe peu sur l'erreur commise.

b) Considérons maintenant pour une source, un milieu actif, et une transition donnée, différentes valeurs de c_0 (modification des conditions expérimentales auxquelles est soumis le milieu actif).

Nous nous plaçons dans le premier cas particulier

$$\frac{\Delta c_y}{c_y} = \frac{1}{c_y L} \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{\sqrt{\exp c_y L (\exp c_y L + 1) Z + 1}}{Z \exp c_y L}$$

I_0 et L sont des constantes.

$$Z = \frac{I_0}{\frac{e'_y}{c_y} (\exp c_y L - 1)} = \frac{I_0 c_y}{e'_y (\exp c_y L - 1)}$$

et

$$N = C \frac{e'_y}{c_y} (\exp c_y L - 1)$$

Examinons le rapport e'_y/c_y :

- on suppose généralement que e'_y et c_y sont des fonctions de ν proportionnelles (loi de Kirchhoff).

- d'autre part, rappelons que $e_0 = A' N_2 h \nu$

$$c_0 = B(N_2 - N_1) h \nu$$

Les conditions expérimentales font varier le rapport N_2/N_1 . Si ce rapport est assez grand, on peut considérer que les variations de e_0 et c_0 sont proportionnelles. Nous nous placerons dans cette approximation et nous poserons

$$e_0/c_0 = k.$$

Dans ces conditions, cherchons comment varie $\Delta c_y/c_y$ en fonction de c_y

$$\frac{\Delta c_y}{c_y} = \frac{1}{I_0 \sqrt{C}} \frac{\sqrt{I_0 + (\exp -c_y L)(I_0 + k) - k \exp -2c_y L}}{c_y L}$$

Le calcul montre que $\frac{\Delta c_y}{c_y}$ est une fonction décroissante de c_y . Elle tend vers 0 quand c_y tend vers l'infini et vers l'infini comme $1/c_y$ quand c_y tend vers 0.

La méthode est d'autant plus précise que le coefficient d'amplification est plus grand. La précision se détériore beaucoup lorsque le coefficient d'amplification tend vers 0.

Ce résultat est évidemment applicable au deuxième cas particulier, en remplaçant $\frac{\Delta c_y}{c_y}$ par $\frac{\Delta c_0}{c_0}$.

Nous avons calculé la variation de l'erreur $\frac{\Delta c_y}{c_y}$ dans le premier cas particulier pour pouvoir déduire des conclusions obtenues ce qui se passe dans le cas où la bande passante de l'analyseur utilisée est large. Nous avons fait l'hypothèse que I_0 est une constante, ce qui nous limite au cas où la raie source est rectangulaire. L'appareil analyseur réalise l'intégration de l'intensité sur toute la largeur de la raie. Or c_y est maximum au centre de la raie. L'erreur relative est donc plus grande pour les pieds de la raie qu'au centre.

On peut qualitativement prévoir que l'erreur commise sur c_0 , lorsque c_0 est déterminé à l'aide de mesures d'intensité totale, sera supérieure à ce qu'elle est lorsque c_0 est déterminé par une mesure des intensités au centre de la raie sur une bande de largeur raisonnable.

Ces résultats étant établis, nous pouvons passer à l'examen des méthodes de mesure de coefficient d'amplification décrites dans la littérature.

II,3 - Analyse des méthodes

II,3.1 - JAVAN (1) a fait des mesures d'amplification sur le mélange He - Ne.

La source (fig 3) est une lampe à néon modulée à 19 kc/s. Le tube contenant le mélange actif est excité à 1 kc/s. Ces deux modulations sont réalisées par impulsions : il est en effet indispensable, le coefficient d'amplification variant avec l'excitation, que cette dernière ne prenne au cours du temps qu'une valeur autre que 0. La lumière sortant du tube traverse un monochromateur ; la raie étudiée est focalisée sur sa fente de sortie. Puis la lumière tombe sur un photomultiplicateur. Lorsqu'il y a absorption ou amplification, la lumière issue de la source transmise à travers le tube a une fréquence de 19 kc modulée en amplitude à 1 kc, alors que l'émission spontanée du tube a une fréquence de 1 kc/s. La présence d'un amplificateur accordé sur 20 kc permet donc d'éliminer l'émission spontanée de la détection. En vue de distinguer l'absorption de l'amplification, le signal de sortie de l'amplificateur précédent est envoyé, ainsi qu'un signal de référence de 20 kc/s, à un détecteur sensible à la phase. La sortie de ce détecteur est branchée sur un enregistreur.

Pour augmenter la sensibilité et éliminer certaines causes de bruit (fluctuations de la lumière émise par la lampe) une partie de la lumière émise par la lampe est transmise directement au monochromateur, puis à un photomultiplicateur, et c'est la différence des deux signaux obtenus qui est envoyée au récepteur.

Avantages de cette méthode -

- On obtient tout de suite le résultat cherché par les utilisateurs de la méthode, c'est-à-dire que l'on sait s'il y a absorption ou amplification.
- La méthode est applicable, d'une part à n'importe quelle raie du néon, sans changer la source, ensuite en changeant la source, à n'importe quel milieu gazeux présumé actif.
- On peut faire varier, sans changer la méthode, le mode d'excitation du milieu (ex : canon à électrons).

Inconvénients -

Il est évident que, du point de vue de l'utilisation qui en a été faite : détection de la présence d'une température négative et recherche des conditions optimales, ces inconvénients sont beaucoup moins importants. Mais, quant à nous, nous cherchons à déterminer le coefficient c_0 avec la précision maximum, d'où les remarques suivantes :

- obtient-on une mesure absolue du coefficient d'amplification ? Il semble que non. En effet, on effectue la différence des amplitudes de deux signaux, que l'on compare ensuite à un signal de référence, d'amplitude fixe.
- d'autre part, en supposant que l'on puisse à l'aide d'un montage similaire déterminer la valeur absolue de c_0 , plusieurs facteurs contribuent à augmenter l'erreur commise sur la mesure de c_0 . D'une part, la puissance émise par la lampe source est faible devant la puissance d'émission spontanée du tube, particulièrement d'ailleurs quand ce mélange amplifie. Or nous avons vu précédemment que la précision obtenue sur la mesure de c_0 décroît beaucoup quand "z" diminue.

Le procédé consistant à effectuer la différence des deux signaux élimine les fluctuations de la lampe comme source de bruit (bruit supplémentaire qui était peut-être supérieur au bruit d'émission spontanée), mais laisse intact précisément ce bruit d'émission spontanée particulièrement important dans cette méthode.

D'autre part, le monochromateur réalise l'intégration de la lumière émise sur la largeur de la raie et nous avons vu que cette circonstance diminue encore la précision.

II,3.2 - La méthode employée par S.JACOBS, G.GOULD et P.RABINOWITZ (6) pour mesurer l'amplification de la vapeur de césium pompée optiquement par l'hélium présente certaines différences essentielles avec la méthode de JAVAN.

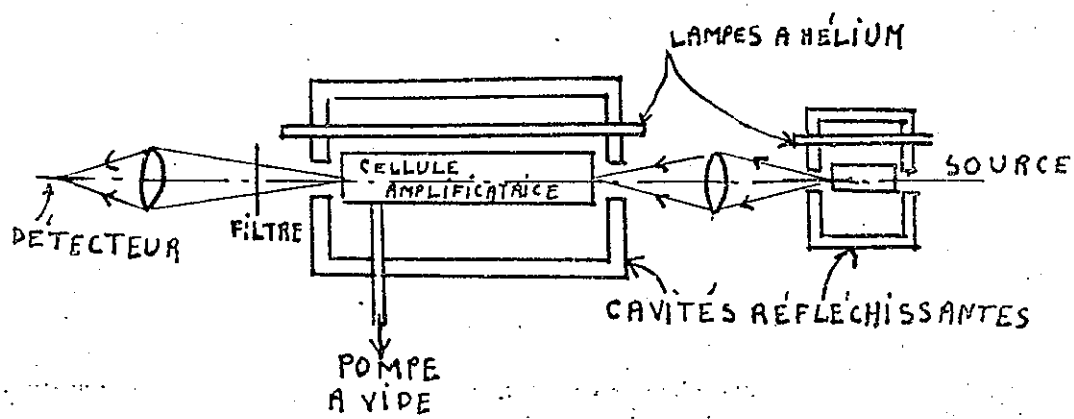


Fig. 4

a) La source est une cellule à vapeur de césium pompée optiquement, c'est-à-dire présentant les mêmes caractéristiques que la cellule amplificatrice. On a donc beaucoup plus de lumière que dans la méthode précédente, donc une précision plus grande, dans les cas où il y a amplification. Cependant, la source utilisée étant ici de dimensions plus faibles que le tube destiné à amplifier, il est évident que la précision pourrait être encore meilleure. D'autre part, la source et la cellule amplificatrice étant ici de même type, on peut chercher quel doit être, dans ce cas, le rapport des longueurs de la source et du tube, pour que, à encombrement total constant l'erreur soit minimum. Le calcul est indiqué en note. Il indique une valeur optimale de $\frac{\Delta c_y}{c_y}$ pour un rapport des longueurs voisin de 1 .

b) La longueur d'onde de la raie étudiée étant de 3.2μ , le détecteur est une cellule à sulfure de plomb refroidie à l'azote liquide ; le signal obtenu est dirigé sur un détecteur sensible à la phase, précis et linéaire. Le rapport signal sur bruit obtenu finalement est de 100, bien qu'il pût être plus grand, n'était la vibration de l'image reçue sur le détecteur

c) La mesure se fait en deux étapes :

- a) La lampe à hélium qui sert à "pomper" la vapeur de césium dans la cellule amplificatrice est éteinte ;
- b) elle est allumée.

Ce procédé conduit à une valeur absolue du coefficient d'amplification.

d) On réalise ici encore l'intégration sur la largeur de la raie.

NOTE - Voici le calcul dans le cas où le bruit est du bruit de photons.

Nous avons trouvé :

$$\frac{\Delta c_y}{c_y} = \frac{1}{c_y L \sqrt{N(\nu)}} \sqrt{\exp 2c_y L + \exp c_y L + 1/2}$$

avec $z = \frac{I_0(\nu)}{\frac{e_0}{c_0} (\exp c_y L - 1)}$

Or on a ici : $I_0(\nu) = \frac{e_0}{c_0} (\exp c_y l - 1)$
si l est la longueur du tube source.

Nous supposons également que la source et la cellule amplificatrice sont toutes deux modulées suivant la même principe.

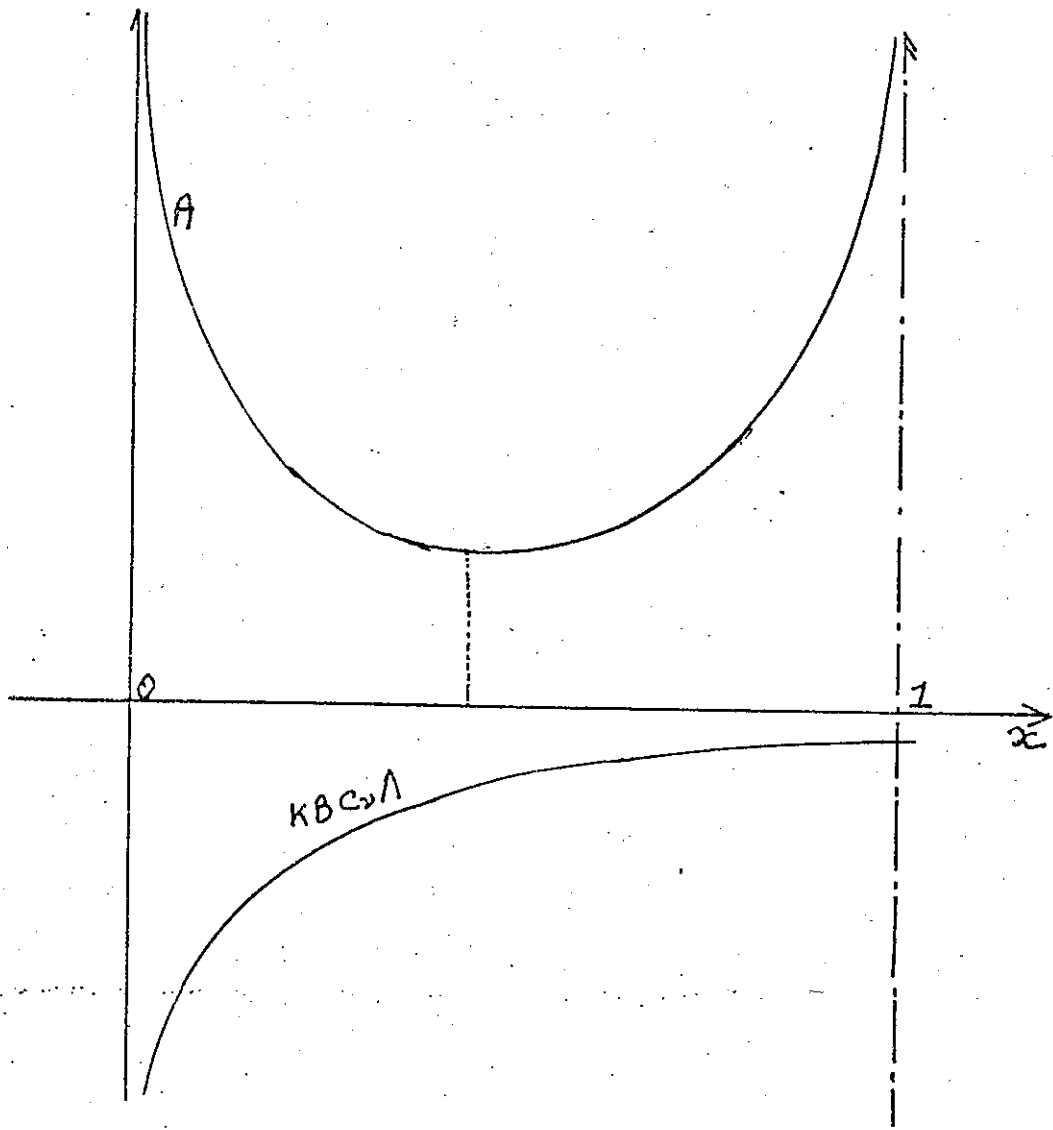


Fig. 5

NOTE (suite) -

$$D'o\grave{u} z = (\exp c_y \rho - 1) / (\exp c_y L - 1)$$

Faisons pour ce calcul l'hypothèse que $c_y \rho$ et $c_y L$ sont petits : (lorsqu'on observe une amplification de 10 %, cela correspond à $c_y L = 0.097$, on a donc encore $c_y L \approx (\exp c_y L - 1)$).

$$\text{Dans cette hypothèse } z = \rho/L = \rho/L + \rho \cdot (L + \rho)/L$$

Puisque nous posons que l'encombrement est constant, $L + \rho = \Lambda$ et la variable est par exemple $\rho/\Lambda = x$ d'où $L/\Lambda = 1 - x$

$$\text{Donc } z = x/1 - x$$

$$\exp c_y L \approx 1 + c_y \Lambda (1 - x)$$

$$N(\gamma) = C e_0/c_0 (\exp c_y L - 1) \approx C c_y \Lambda (1 - x)$$

d'où finalement

$$\frac{\Delta c_y}{c_y} = \frac{1}{c_y \Lambda (1-x)} \frac{1}{\sqrt{C c_y \Lambda (1-x)}} \frac{\sqrt{1 + 2 c_y \Lambda (1-x) + 1 + c_y \Lambda (1-x) + \frac{1-x}{x}}}{\sqrt{\frac{x}{1-x}} [1 + c_y \Lambda (1-x)]}$$

Après développement limité, on arrive à :

$$\frac{\Delta c_y}{c_y} = \frac{1}{c_y \Lambda \sqrt{C c_y \Lambda}} \left[\frac{\sqrt{1+x}}{x(1-x)} + c_y \Lambda \frac{x/2 - 1}{x \sqrt{1+x}} \right]$$

$$\text{Le terme essentiel est } A = \frac{\sqrt{1+x}}{x(1-x)}$$

Il est minimum pour $x = 0.44$

Le terme $B = \left(\frac{x}{2} - 1\right) \frac{1}{x \sqrt{1+x}}$ modifie légèrement la place du minimum.

Comme B est une fonction croissante de x, la valeur de x pour laquelle est minimum est légèrement inférieure à 0.44. Ainsi pour $c_y L = 0.1$, le minimum a lieu pour $x = 0.43$. $\frac{\Delta c_y}{c_y}$

Dans le cas actuel, le bruit vient du détecteur ; le calcul ne s'applique donc pas, mais le résultat indiqué est néanmoins conservé.

.../...

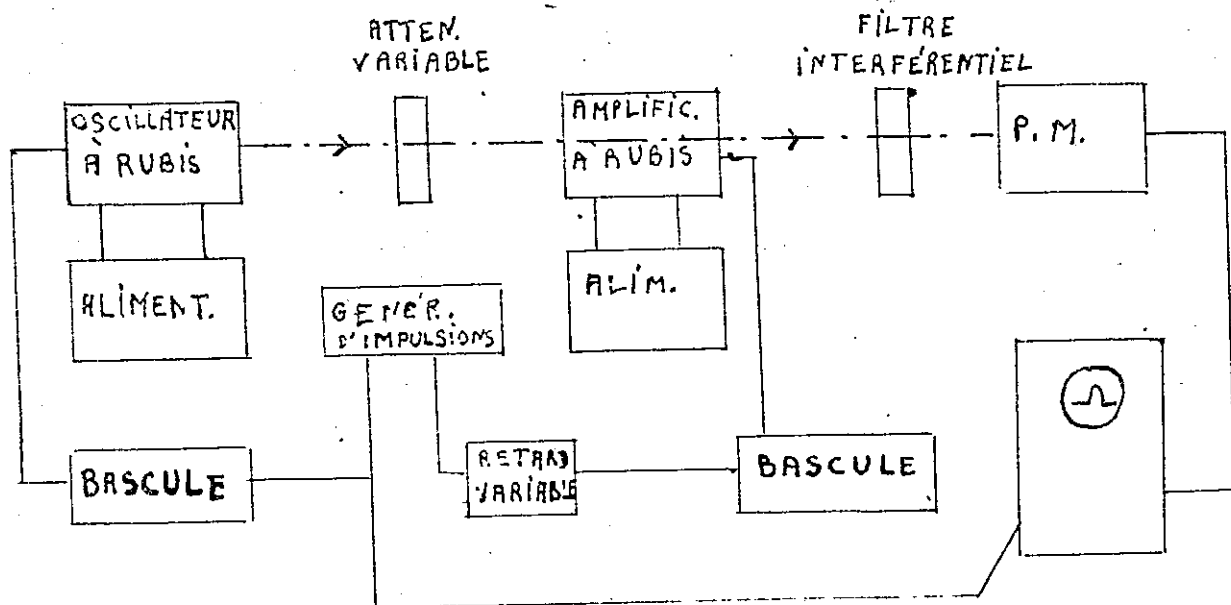
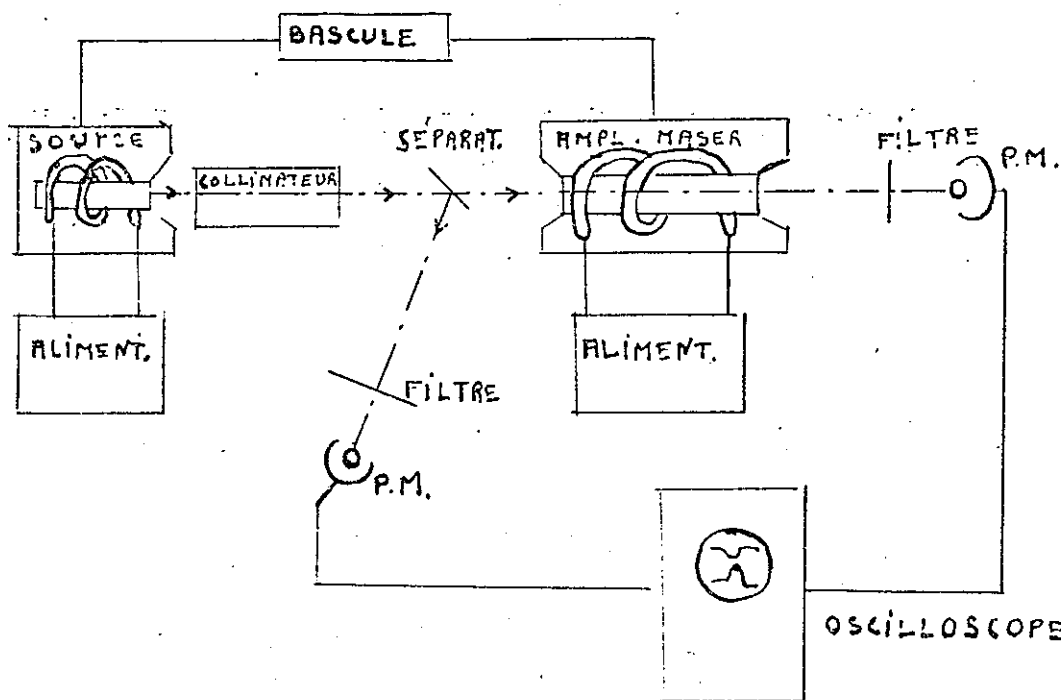


Fig 6

APPAREIL DE GEUSIC ET SCOVIL



APPAREIL DE KISLIUK ET BOYLE

Fig. 7

II,3.3 - Les trois études qui nous restent à signaler emploient sensiblement la même méthode de mesure du coefficient d'amplification. Il s'agit :

- 1) de l'étude par P.P. KISLIUK et W.S. BOYLE en 1961 (7) de la possibilité d'utiliser le maser à rubis comme amplificateur de lumière, et en particulier amplificateur de la lumière émise par un maser à rubis utilisé en oscillateur ;
- 2) de la réalisation par J.E. GEUSIC et H.E.D.SCOVIL (1962) (8) d'un maser à rubis à onde progressive unidirectionnel, au cours de laquelle ils ont effectué la mesure du coefficient d'amplification du rubis ;
- 3) des mesures effectuées à la C G E sur le mélange He - Ne et sur le néon pur.

Dans les trois cas, et ceci est la différence essentielle avec les deux précédés précédents, la source utilisée est un oscillateur maser. Les avantages d'une telle source sont évidents. En effet, nous nous trouvons maintenant dans le deuxième cas particulier étudié (la source émet l'intensité J_0 dans une bande de fréquence très étroite).

Nous avons vu que dans ce cas, quelle que soit la bande passante de l'analyseur utilisée, on obtient le coefficient d'amplification au centre de la raie avec la même précision que si l'on utilisait un analyseur dont la bande passante soit égale à la largeur de raie du maser, une source qui émette la même puissance dans cette même bande passante.

Or on réalise simultanément une bande passante très étroite et une puissance émise très grande. On se trouve donc dans les conditions optimales de précision.

D'autre part, il suffit d'employer un filtre interférentiel qui isole la raie étudiée au lieu d'un monochromateur. Ce fait contribue à augmenter la précision obtenue, car aux longueurs d'onde étudiées, on perd beaucoup de lumière par réflexion ou par absorption dans le monochromateur. Toutefois des fluctuations dans la puissance émise par le laser interviennent pour diminuer la précision.

Il semble donc que c'est là la source idéale et qu'il n'y a pas à chercher plus loin. Mais remarquons que l'on ne peut utiliser une telle source que si elle existe, c'est-à-dire que la méthode exige une étude préalable ayant montré que le milieu est effectivement actif, et déterminé des conditions telles que le système puisse osciller. C'est là le principal défaut de ce procédé : il est tout à fait indiqué pour approfondir la connaissance que l'on a d'un milieu actif, mais non pour étudier un nouveau milieu.

Les différences entre les trois mesures signalées sont visibles sur le schéma des appareils. Elles résident dans le type de modulation, dans les détecteurs utilisés et dans la manière dont la mesure est effectuée.

- Dans le 1er cas, mesure du signal avec et sans la section amplificatrice sur le trajet de la lumière ;

- dans le 2ème cas, mesure du rapport entre les signaux à l'entrée et à la sortie de la section amplificatrice lorsqu'elle ne l'est pas (cette méthode apparaît plus précise que la précédente) ;

- dans le 3ème cas, rapport du signal direct émis par le laser au signal reçu après traversée du tube amplificateur. (Dans le cas du néon, le niveau inférieur de la transition amplifiable n'est pas le niveau de base).

II,3.4 - Une publication récente (10) fait part de l'étude du coefficient d'amplification pour la raie 6362 du Zn, au moyen de l'observation de l'affinement des raies, et, simultanément, du rapport des intensités.

Le spectre est analysé à l'aide d'un interféromètre Michelson. Pour mesurer le rapport des intensités, l'auteur utilise deux lampes. On peut étudier la lumière émise par chacune des lampes séparément ou faire passer la lumière de l'une à travers l'autre.

Pour étudier l'affinement, une lampe spéciale est utilisée, telle que l'on puisse effectuer des vues en travers ($I_{//}$) et en bout (I_{\perp}). On mesure le rapport $I_{//} / I_{\perp}$. Le rapport des largeurs est estimé à partir de la visibilité des franges d'interférence produites par un Michelson. Les auteurs ont trouvé :

$$0,73 < \frac{\Delta\nu(I_{//})}{\Delta\nu(I_{\perp})} < 0,93 \quad \text{pour } 0,03 < C_L < 0,095 \text{ cm}^{-1}$$
$$0,041 < C_G < 0,113 \text{ cm}^{-1}$$

C_L étant le coefficient d'amplification dans le cas d'un profil de raie Lorents, et C_G dans le cas d'un profil Gaussien.

L'auteur n'indique pas la précision qu'il a obtenue, mais cette méthode apparaît particulièrement favorable. La précision est moins bonne que lorsque la source est un laser, cependant cette méthode-ci est applicable à n'importe quel milieu. Lorsque l'on mesure le coefficient d'amplification à l'aide des deux lampes, le calcul nous a montré que l'erreur est minimum lorsque les deux lampes sont presque identiques, ce qui semble être le cas ici. D'autre part nous avons vu que la précision obtenue est meilleure, à source égale, lorsque l'analyseur utilisé a une bande passante très étroite.

En ce qui concerne les mesures effectuées avec une seule lampe, nous ne pourrions examiner leur précision qu'après l'exposé de la méthode proposée. Nous reprendrons alors la critique de cette méthode.

II,4 -En résumé, que demandons-nous à une méthode de mesure du coefficient d'amplification ?

Nous lui demandons :

- d'être aussi précise que possible,
- d'être applicable à un milieu inconnu, donc de pouvoir servir à mesurer aussi bien un coefficient d'absorption qu'un coefficient d'amplification.

C'est à cause de cette dernière condition qu'on a pensé à utiliser une méthode traditionnelle de mesure d'un coefficient d'absorption : l'autoabsorption. Le montage existait au laboratoire et avait déjà été utilisé à cette fin.

Avant d'exposer la méthode, nous allons rappeler des résultats connus sur l'autoabsorption, en les étendant au cas de l'autoamplification.

III - L'AUTOAMPLIFICATION.-

III,1 - Considérations générales

III,1.1 - Examinons d'abord le cas simple où les atomes situés dans les niveaux 1 et 2 sont distribués uniformément le long du milieu actif. Nous avons vu que dans ce cas, la puissance émise par une tranche d'abscisse x , d'épaisseur dx du milieu actif peut s'écrire :

$$dI = (e'_\nu + c_\nu I) dx$$

e'_ν et c_ν n'étant fonction que de ν , et étant des fonctions de ν proportionnelles

$$c_\nu = c_0 f(\nu - \nu_0) \quad e'_\nu = e'_0 f(\nu - \nu_0)$$

avec $c_0 = h \nu B(N_2 - N_1) \quad e'_0 = A' N_2 h \nu$

Alors l'intensité émise par le tube de longueur L a pour expression

$$I(\nu, L) = e'_0 / c_0 (\exp c_\nu L - 1)$$

$$I(\nu, L) = e'_0 / c_0 (\exp c_0 L f(\nu - \nu_0) - 1)$$

Nous voyons que la variable c déterminant l'existence et la grandeur de l'autoamplification est la quantité $c_0 L$.

III,1.2 - Plaçons-nous maintenant dans le cas général où N_2 et N_1 sont des fonctions de x ; et désignons par $P(\nu)$ la distribution de fréquences des niveaux d'énergie, distribution normalisée que nous supposons indépendante de x et identique pour les deux niveaux

soit $\int_{-\infty}^{+\infty} P(\nu) d\nu = 1$

N_2 et N_1 sont remplacés par $N_1(x)P(\nu)$ et $N_2(x)P(\nu)$

L'équation différentielle est alors

$$dI(\nu, x) = \left\{ A' N_2(x) h \nu P(\nu) + B' [N_2(x) - N_1(x)] P(\nu) h \nu I(\nu, x) \right\} dx$$

Pour résoudre cette équation, il faut dans une première étape considérer la lumière émise par une tranche d'abscisse $x_0 < x$, et absorbée ou amplifiée sur le trajet compris entre les abscisses x_0 et x . Ceci nous conduit encore à une différentielle de l'intensité I ; nous la noterons $d'I$

$$d'I(\nu, x) = dx_0 \left\{ A' N_2(x_0) h \nu P(\nu) \exp \left[\int_{x_0}^x B' [N_2(\xi) - N_1(\xi)] P(\nu) h \nu d\xi \right] \right\}$$

.../...

Puis nous intégrons sur toutes les tranches d'abscisse x_0 .

$$I(\nu, x) = A' h \nu P(\nu) \int_0^x N_2(x_0) \exp \left[\int_{x_0}^x B' [N_2(\xi) - N_1(\xi)] P(\nu) h \nu d\xi \right] dx_0$$

A la suite de COWAN et DIEKE (11) posons :

$$d_2 = \int_0^L N_2(x) dx \quad d_1 = \int_0^L N_1(x) dx$$

$$\overline{N}_2(x) = \frac{1}{d_2} N_2(x) \quad \overline{N}_1(x) = \frac{1}{d_1} N_1(x) \quad p = h \nu_0 B' P(\nu) (d_2 - d_1)$$

Il vient alors pour un tube de longueur L

$$I(\nu, L) = A' d_2 h \nu P(\nu) \int_0^L \overline{N}_2(x_0) \left\{ \exp \left[p \frac{P(\nu)}{P(\nu_0)} \int_{x_0}^L \frac{d_2 \overline{N}_2(\xi) - d_1 \overline{N}_1(\xi)}{d_2 - d_1} d\xi \right] \right\} dx_0$$

Nous voyons que si p est positif, il y a amplification

si p est négatif, il y a absorption.

Comparons cette quantité p à la quantité $c_0 L$ définie précédemment qui présentait cette même qualité.

On avait $c_0 L = c_0 L f(\nu) = h \nu_0 B' (N_2 - N_1) L f(\nu) P(\nu_0)$

et l'on a $p \frac{P(\nu)}{P(\nu_0)} = h \nu_0 B' P(\nu_0) \int_0^L [N_2(x) - N_1(x)] dx \frac{P(\nu)}{P(\nu_0)}$

Remarquons que $f(\nu) = \frac{P(\nu)}{P(\nu_0)}$

Nous voyons alors que dans le cas de la distribution uniforme, p devient égal à $c_0 L$, et dans les autres cas, p est une quantité jouant le même rôle, mais ne dépendant plus linéairement de la longueur.

Si nous considérons un cas un peu moins particulier, celui où les atomes ne sont plus distribués uniformément, mais où N_2/N_1 est indépendant de x , nous allons trouver un résultat très semblable au précédent :

$$N_2(x) = K N_1(x) \quad d_2 = K d_1 \quad \overline{N}_2(x) = \overline{N}_1(x)$$

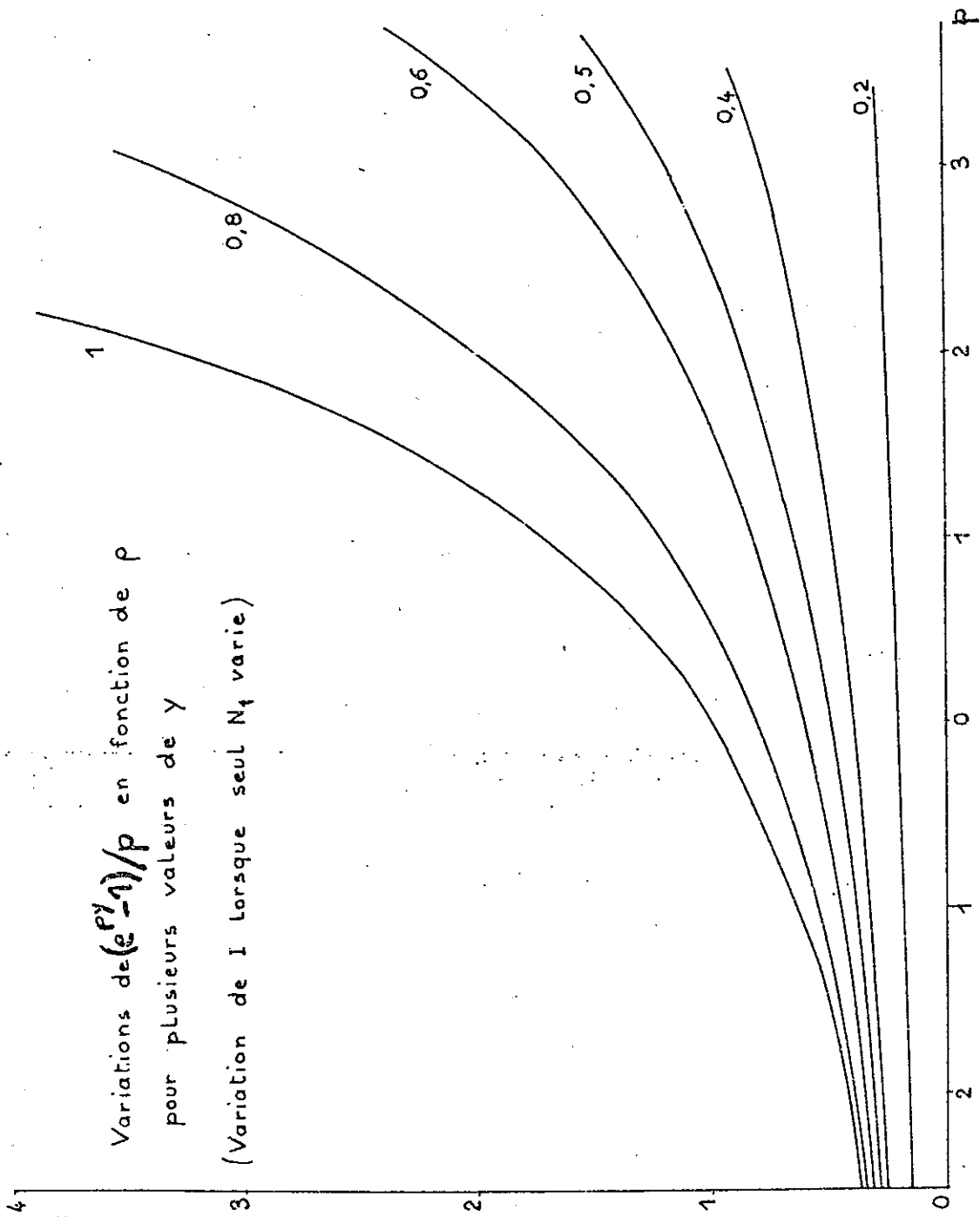
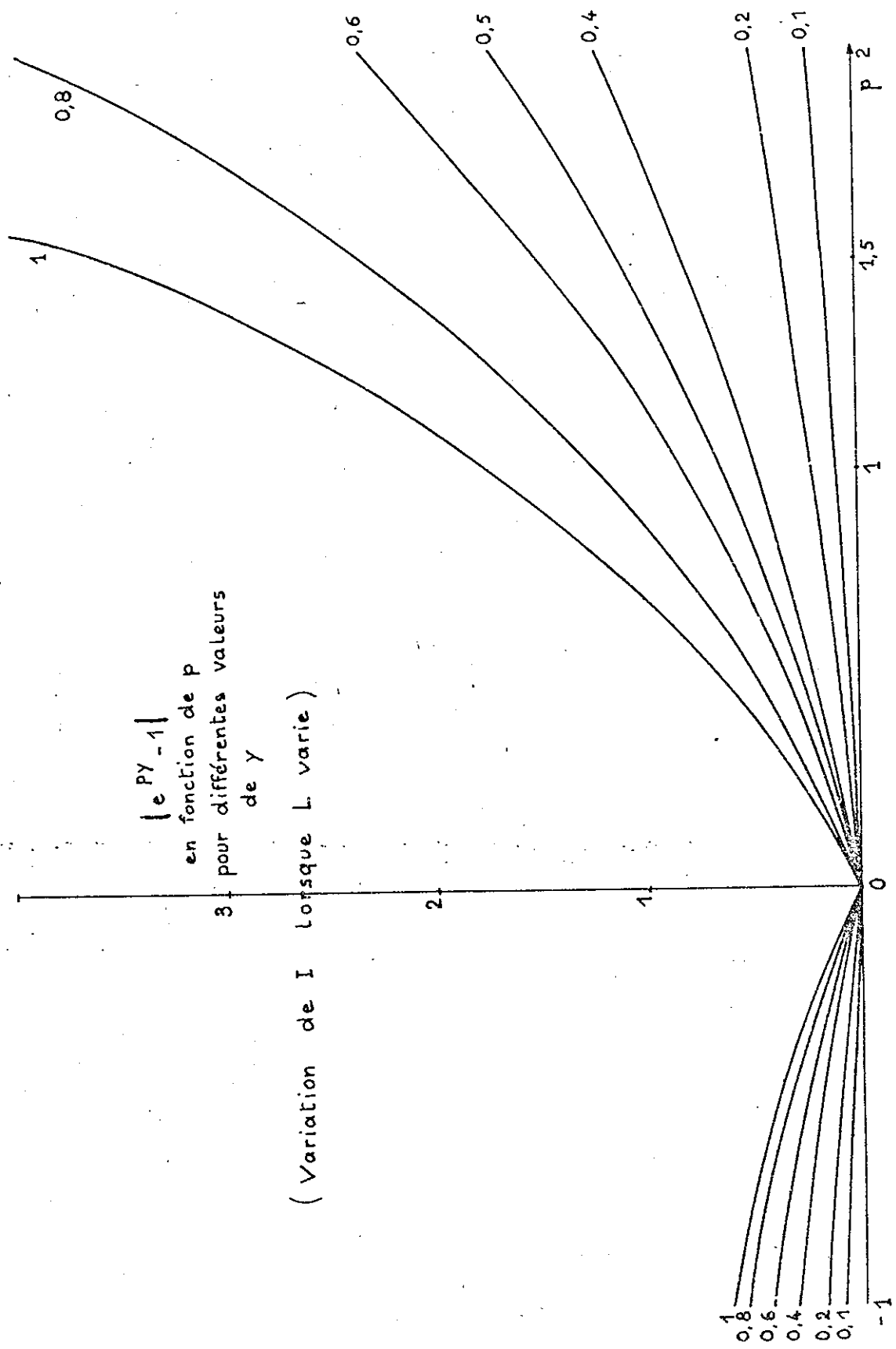


Fig. 8



$|e^{PY-1}|$
 en fonction de p
 pour différentes valeurs
 de γ
 (Variation de I lorsque L varie)

Fig. 9

$$I(\nu, L) = A' N_2^0 h \nu P(\nu) (c_2^0 - c_1^0) \int_{x_0}^L \frac{-1}{(1-k)P(\nu)} \frac{1}{c_1^0} \exp \left[p \frac{P(\nu)}{P(\nu_0)} \int_{x_0}^L \frac{(1-k)N_1(z) dz}{c_2^0 - c_1^0} \right] dx \quad \begin{matrix} x_0=L \\ x_0=0 \end{matrix}$$

$$I(\nu, L) = \frac{A' c_2^0 h \nu P(\nu_0)}{p} \left[\exp \left(p \frac{P(\nu)}{P(\nu_0)} \right) - 1 \right]$$

On trouve la même expression que dans le cas d'une distribution uniforme, mais p n'est plus proportionnel à L. Par exemple, si $N_1(x) = N_1(0) (1 - \lambda x)$

on a $c_1^0 = N_1(0) L (1 - \frac{\lambda}{2} L)$ et $p = h \nu_0 B' P(\nu_0) (1-k) N_1(0) (L - \frac{\lambda}{2} L^2)$

Afin que les résultats trouvés soient applicables à ce cas, nous employerons dans la suite la notation p, plus générale que la notation $c_2^0 L$.

III, 1.3 - Variations de I en fonction de p

Nous nous plaçons à une fréquence donnée ; nous posons :

$$y = \frac{P(\nu)}{P(\nu_0)}$$

Il nous faut distinguer plusieurs cas :

A) Variation de N_1 (fig. 8)

N_2 et A et L sont des constantes.

C'est le cas général de l'autoabsorption, lorsque N_2 est négligeable devant N_1 . Alors I varie comme :

$$(exp py - 1)/p$$

On verra ci-contre les courbes représentant cette variation pour différentes valeurs de y.

B) Variation de L (fig. 9)

Alors N_1 et N_2 varient. Mais dans l'hypothèse où nous nous sommes placés

$N_1 = K N_2$, d'où :

$$I = A'/B' \cdot 1/(1-K) \cdot (exp py - 1)$$

I varie avec p comme

$$| exp py - 1 |$$

Nous voyons sur les courbes que l'intensité est nulle pour $p = 0$, ce qui est bien normal, puisqu'il s'agit alors d'un milieu de longueur nulle. De même l'intensité croît toujours avec la valeur absolue de p, ce qui est aussi tout à fait logique.

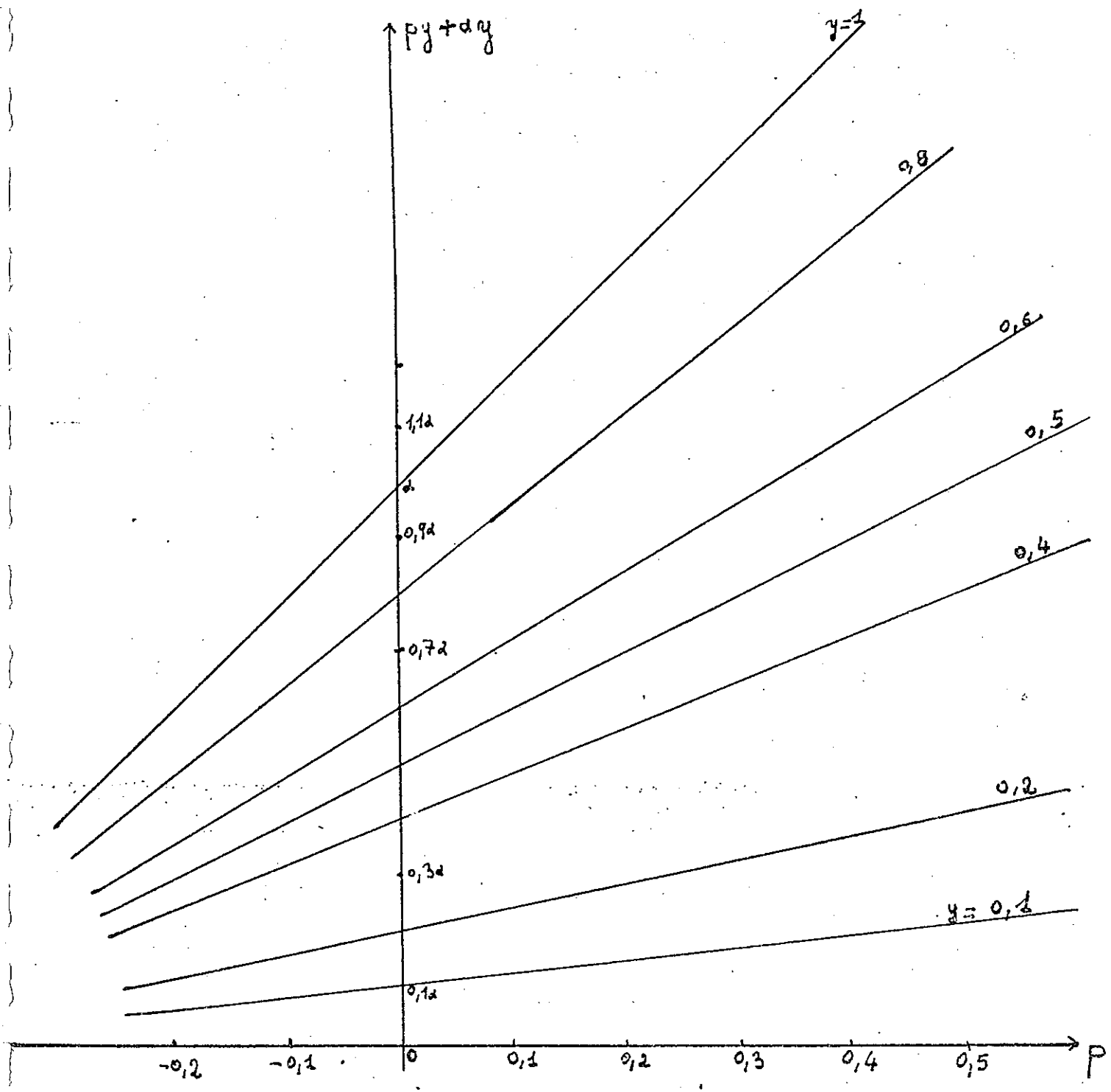


Fig. 10

C) Variation de B

Ceci peut se produire dans le cas de raies de multiplets, pour lesquelles la fréquence est sensiblement la même, ainsi que la population

A'/B' étant constant, I varie ici encore comme

$$| \exp p\gamma - 1 |$$

D) Variation de N_2

C'est le cas des milieux actifs lorsque l'on fait varier les conditions expérimentales.

a) Si N_1 est négligeable devant N_2 (p positif, assez grand), on retrouve encore l'expression précédente

$$\exp p\gamma - 1$$

b) Lorsque N_2 et N_1 sont très voisins, on a :

$$I = \left[\frac{A'}{B'} + \frac{A' \mathcal{A}_1 h\nu P(\nu_0)}{p} \right] [\exp p\gamma - 1]$$

Comme p est petit

$$I \approx \left[\frac{A'}{B'} + \frac{A' \mathcal{A}_1 h\nu P(\nu_0)}{p} \right] p\gamma$$

$$\text{Soit } I \approx \frac{A'}{B'} p\gamma + A' \mathcal{A}_1 h\nu_0 P(\nu)$$

I est donc proportionnel à :

$$p\gamma + B' \mathcal{A}_1 h\nu_0 P(\nu) \gamma$$

Les courbes représentatives sont donc des droites affines l'une de l'autre pour différentes valeurs de γ .

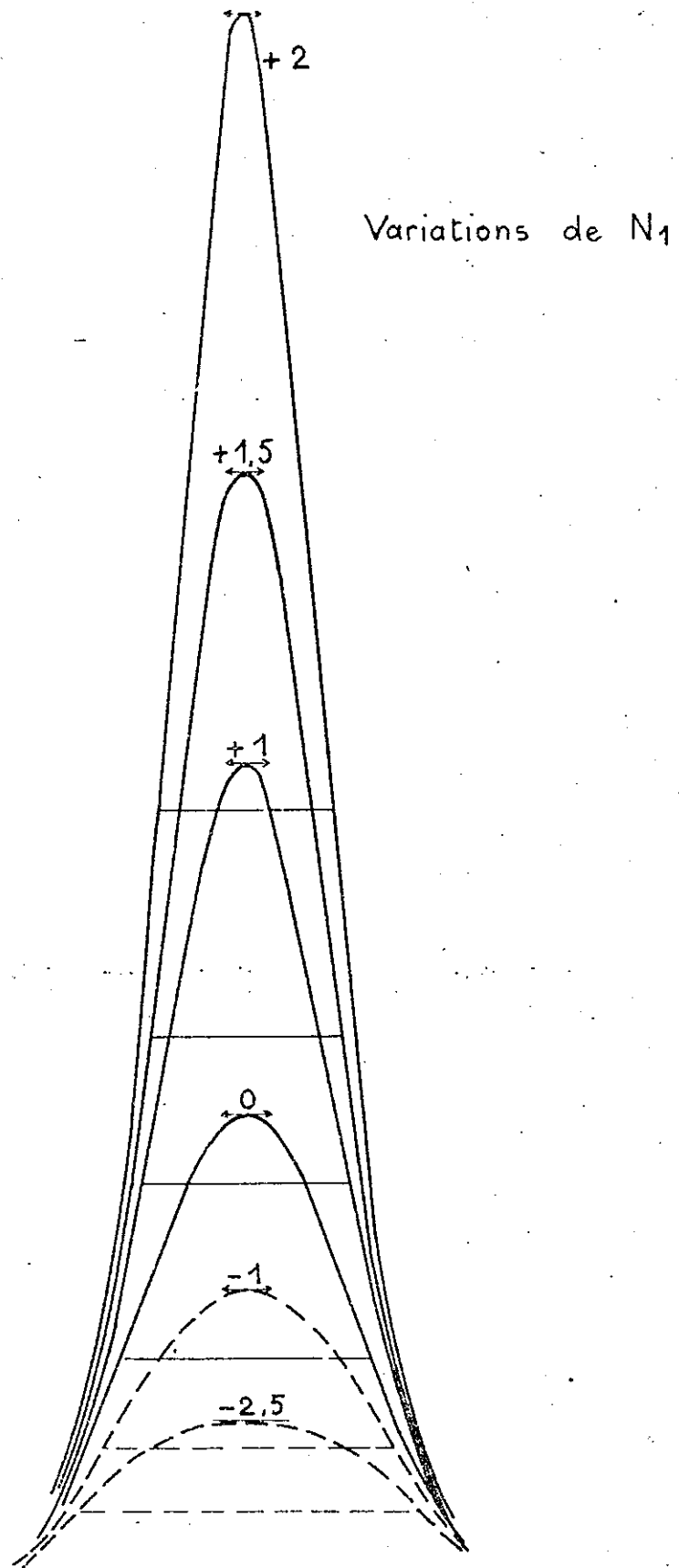


Fig. 11

Variations de L
ou de B

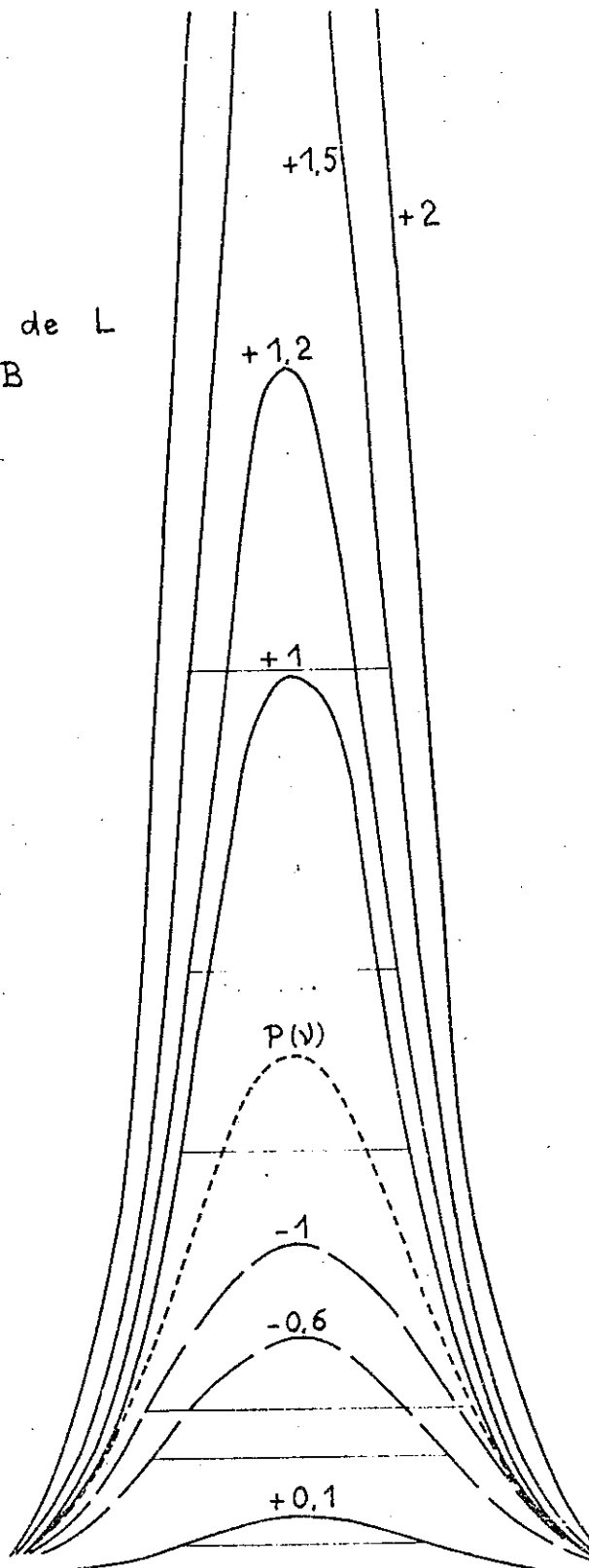


Fig. 12

III,2 - Etude du profil de raie

III,2.1 - Il nous faut maintenant faire une hypothèse sur la fonction $P(\nu)$.
Nous savons qu'il existe diverses causes d'élargissement des raies :

- la largeur naturelle de la raie est due à la durée de vie finie des niveaux ;
- l'élargissement Doppler, dû aux mouvements des atomes ;
- les divers élargissements variant avec la pression, dûs aux collisions des atomes excités avec les autres atomes ;
- l'élargissement Stark.

Dans les conditions où nous nous trouvons, l'élargissement Doppler est prédominant. Nous nous y bornerons donc.

$$\text{Alors } P(\nu) = \left[\frac{\text{Log } 2}{\pi \sigma_D^2} \right]^{1/2} \exp \left[- \frac{\text{Log } 2}{\sigma_D^2} (\nu - \nu_0)^2 \right]$$

$$\text{avec } \sigma_D^2 = \text{Log } 2 \cdot 2 k T \nu_0^2 \frac{1}{m c^2}$$

$$\text{D'où } y = \exp \left[- \frac{\text{Log } 2}{\sigma_D^2} (\nu - \nu_0)^2 \right]$$

Les courbes de variation de l'intensité à une fréquence donnée nous permettent, connaissant la fonction $P(\nu)$, de tracer le profil de raie pour toutes les valeurs de p . (fig. 11 et 12)

Le profil de raie ne dépend que de p , mais la succession des intensités dépend, nous l'avons vu, de la manière dont varie p . Les figures montrent les successions obtenues, dans les deux cas principaux examinés : I variant comme $\exp p y - 1$ et I variant comme $(\exp p y - 1)/p$. Si l'on effectue sur chacune de ces figures une affinité qui ramène les intensités maximales à la même valeur, on se trouvera devant la même figure dans les deux cas.

Lorsque N_1 varie, le profil pour $p = 0$ est la fonction $P(\nu)$. Dans l'autre cas, la fonction $P(\nu)$ est représentée en pointillés.

Nous avons représenté sur ces figures la largeur à mi-hauteur. Nous remarquons que cette largeur diminue lorsque p augmente par valeurs positives et augmente dans le cas contraire (lorsque p augmente par valeurs négatives). Nous allons faire une étude de l'évolution de la largeur.

III,2.2 - Evolution de la largeur de raie

$$\text{Soit } I_0 = I(\nu_0)$$

$$\text{Soit } \nu_z \text{ une fréquence telle que } I(\nu_z) / I_0 = z$$

$$\text{Nous appellerons largeur la quantité } \sigma_z = |\nu_z - \nu_0|$$

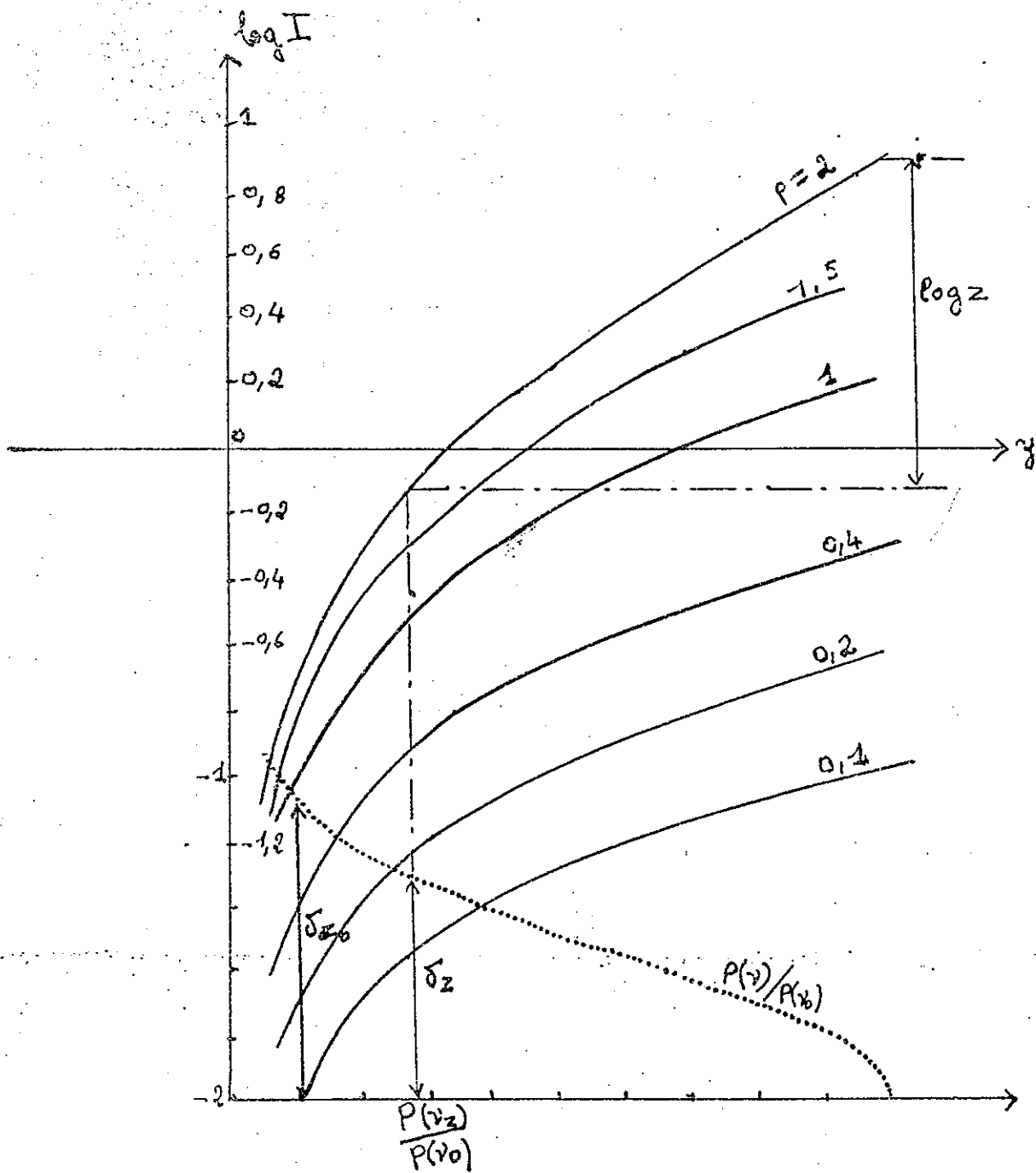


Fig. 13

Et nous appellerons δ_{z_0} la quantité définie de manière identique pour la fonction $P(y)$.

Nous pouvons étudier graphiquement la variation avec p du rapport δ_z/δ_{z_0} . En effet, nous avons tracé à la page précédente les courbes représentant les variations de I en fonction de p , pour différentes valeurs de y . Nous pouvons en déduire les courbes représentant les variations de $\log I$ en fonction de y , pour différentes valeurs de p ; suivons l'une de ces courbes. L'abscisse y_z du point de la courbe qui présente une différence d'ordonnées égale à $\log z$ avec le point d'abscisse 1, est $P(y_z)/P(y_0)$. Si nous avons tracé sur la même figure la fonction $P(y)/P(y_0)$, nous obtenons immédiatement la valeur de δ_z . La figure montre cette détermination pour $z = 0.1$.

Nous aurions pu également, ayant tracé les profils de raie pour différentes valeurs de p , mesurer tout simplement ces largeurs. Les courbes obtenues nous montrent que plus z est voisin de 1, plus la largeur varie rapidement avec p . Cependant les procédés graphiques sont peu précis, spécialement au voisinage de $p = 0$. Nous allons donc faire un développement limité au voisinage de 0.

$$z = \frac{Py + P^2 y^2/2}{P + p^2/2}$$

$$\frac{p}{2} y^2 + y = z \left(1 + \frac{p}{2}\right)$$

$$y^2 + \frac{2}{p} y - z \left(\frac{2}{p} + 1\right) = 0$$

D'où
$$y = -\frac{1}{p} \pm \sqrt{\frac{1}{p^2} + z \left(\frac{2}{p} + 1\right)}$$

Comme on sait que y tend vers z quand p tend vers 0, il vient :

$$y = \frac{1}{p} \sqrt{1 + 2pz + p^2 z} - \frac{1}{p}$$

$$y = \frac{1}{p} \left[1 + pz + \frac{p^2 z}{2} (1-z) \right] - \frac{1}{p}$$

D'où
$$y = z + \frac{pz}{2} (1-z)$$

Or $y = \exp\left[-\log 2 \frac{\delta_z^2}{\delta_{z_0}^2}\right]$ et $z = \exp\left[-\log 2 \frac{\delta_{z_0}^2}{\delta_{z_0}^2}\right]$

D'où
$$-\log 2 \frac{\delta_z^2}{\delta_{z_0}^2} = \log z + \log \frac{1+p(1-z)}{2} \approx \log z + p \frac{(1-z)}{2}$$

.../...

$$\frac{\delta_z^2}{\delta_0^2} = -\frac{\text{Log } z}{\text{Log } 2} - \frac{p(1-z)}{2 \text{Log } 2} \qquad \frac{\delta_0^2}{\delta_0^2} = -\frac{\text{Log } z}{\text{Log } 2}$$

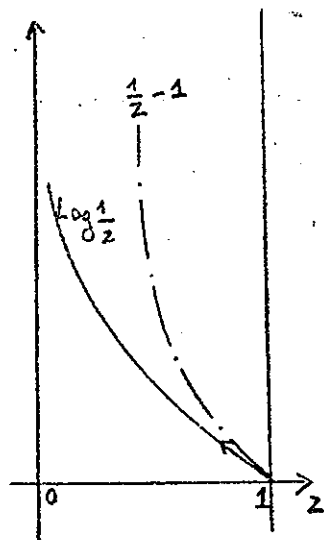
d'où
$$\frac{\delta_z^2}{\delta_0^2} = 1 + \frac{p(1-z)}{2 \text{Log } 2}$$

$$\frac{\delta_z}{\delta_0} = 1 + \frac{p(1-z)}{4 \text{Log } 2}$$

Les tangentes aux courbes pour $p = 0$ sont bien des droites de pente négative. Cherchons comment varie leur pente avec z .

$$\frac{d \frac{1-z}{4 \text{Log } 2}}{dz} = \frac{-\text{Log } z - \frac{1-z}{z}}{(\text{Log } z)^2} = \frac{\text{Log } \frac{1}{z} - \frac{1-z}{z}}{(\text{Log } z)^2}$$

Lorsque z varie entre 0 et 1, la courbe représentant les variations de $\log z$



est constamment au-dessous de la courbe représentant les variations de $1/z - 1$. La dérivée est donc négative, et la pente des droites considérées décroît constamment en fonction de z . Ceci contrôle le résultat que nous avons signalé, à savoir que la largeur varie d'autant plus vite (la valeur absolue de la pente droite augmente), que z se rapproche de 1. Nous verrons plus loin que ceci ne veut pas dire que la détermination de p est plus facile par une mesure près du sommet. Remarquons que tant que p n'est pas très grand, l'affinement des raies n'est pas très important.

Nous allons étudier maintenant ce qui se passe lorsque l'on considère des densités totales, c'est-à-dire quand on intègre l'intensité I sur toute la largeur de la raie.

Etude de l'intensité totale

Nous supposons que la largeur de la bande passante de l'appareil avec lequel on analyse la lumière émise est assez grande devant celle de la raie pour que l'on puisse admettre que l'intégration est effectuée de moins l'infini à plus l'infini.

Alors
$$J(L) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{A' d^2 h \nu_0 P(\nu_0)}{r} \left[\exp p \frac{P(\nu)}{P(\nu_0)} - 1 \right] d\nu$$

$$J(L) = \frac{A' d^2 h \nu_0 P(\nu_0)}{r} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\exp p \frac{P(\nu)}{P(\nu_0)} - 1 \right] d\nu$$

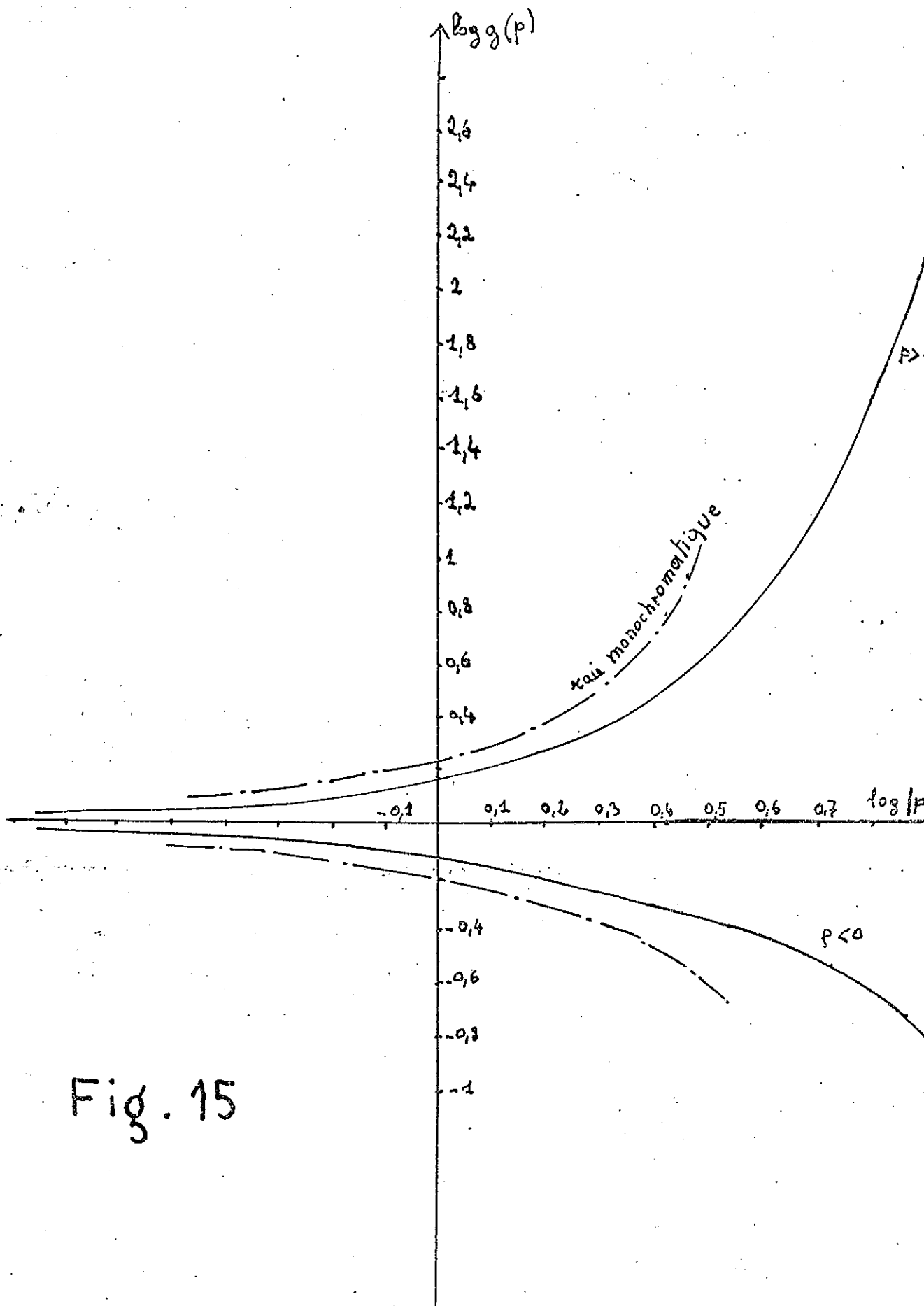


Fig. 15

On est dans le cas d'un profil Doppler, donc $\frac{P(\nu)}{P(\nu_0)} = \exp -K(\nu - \nu_0)^2$.
 Posons $\nu - \nu_0 = u$. Il vient

$$\frac{P(\nu)}{P(\nu_0)} = \exp -Ku^2$$

Déterminons l'intégrale

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \exp [p \exp(-Ku^2)] - 1 \right\} du$$

Nous savons que :

$$\exp [p \exp(-Ku^2)] - 1 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{p^n}{n!} \exp(-nKu^2)$$

et d'autre part que :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-nKu^2) du = \sqrt{\frac{\pi}{nK}}$$

d'où

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \exp [p \exp(-Ku^2)] - 1 \right\} du = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{p^n}{n!} \sqrt{\frac{\pi}{nK}}$$

D'où

$$J(L) = A' \mathcal{N}_2^2 h \nu_0 P(\nu_0) \sqrt{\frac{\pi}{K}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{p^{n-1}}{n! \sqrt{n}}$$

$J(L)$ varie comme

$$\mathcal{N}_2^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{p^{n-1}}{n! \sqrt{n}}$$

Nous allons étudier les variations de $g = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{p^{n-1}}{n! \sqrt{n}}$

Lorsque la variation de p est produite par une variation de N_1 , $J(L)$ varie comme g . Dans les autres cas, il faudra penser à la variation du facteur \mathcal{N}_2^2 .

La courbe représentant les variations de $\log g$ en fonction de $\log |p|$ est représentée figure (15).

Nous avons esquissé sur ce graphique la courbe représentant les variations de l'intensité au sommet, dans le même cas. Nous voyons, ce qui était prévisible, que l'intensité totale varie moins vite que l'intensité au sommet.

Après avoir exposé ces généralités, nous pouvons maintenant les appliquer au sujet qui nous occupe : la mesure d'un coefficient d'amplification.

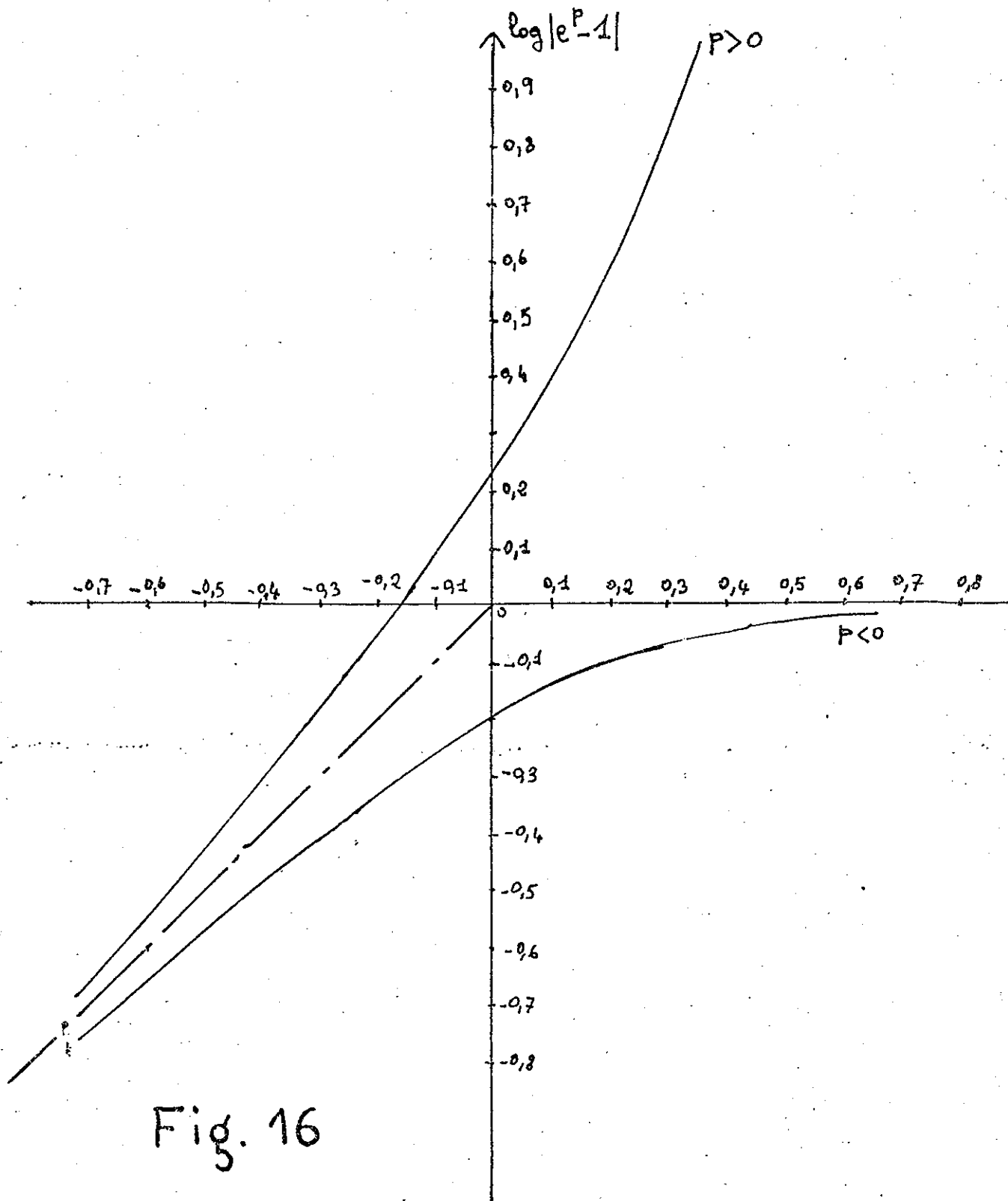


Fig. 16

I V - MESURE D'UN COEFFICIENT D'AMPLIFICATION PAR L'AUTOAMPLIFICATION

IV, 1 - Principe de la méthode

On analyse la lumière émise par un tube contenant le mélange actif ou présumé tel, excité suivant différentes longueurs. La variation de longueur du milieu entraîne une variation de p (cf. Chapitre précédent), donc une variation de l'intensité, d'où l'on peut déduire la valeur de p .

Plusieurs variantes peuvent intervenir dans cette méthode : quel sera le rapport des longueurs de milieu actif utilisé ? - Mesure d'intensité au sommet de la raie ou mesure d'intensité totale ? - Détermination de p à l'aide de l'affinement de la raie étudiée ? Nous allons examiner la précision de la méthode dans chacun de ces cas, et en profiter pour la comparer avec la méthode que nous avons vue précédemment, méthode qui utilise deux tubes contenant le mélange actif.

IV,2 - Mesure d'intensité au sommet de la raie

IV,2.1 - Considérons la courbe représentant les variations de $\log |e^p - 1|$ en fonction de $\log |p|$.

Lorsque nous excitons le milieu actif suivant deux longueurs L_1 et L_2 , p prend deux valeurs p_1 et p_2 telles que p_1/p_2 soit égal à $f(L_1/L_2)$, avec $f(L_1/L_2) = L_1/L_2$ dans le cas d'une distribution uniforme.

$$\text{Donc } \log p_2 - \log p_1 = \log f$$

En mesurant les intensités au sommet dans les deux cas, on obtient $I(p_1)$ et $I(p_2)$ telles que

$$I(p_1)/I(p_2) = (\exp p_1 - 1) / (\exp p_2 - 1)$$

Donc

$$\log (\exp p_1 - 1) - \log (\exp p_2 - 1) = \log I(p_1)/I(p_2)$$

Il faut donc trouver sur la courbe précédente deux points, connaissant leur différence d'abscisses et leur différence d'ordonnées.

IV,2.2 - Précision de la méthode

Nous calculons l'erreur commise de la même manière que dans le chapitre concernant les autres méthodes de mesure du coefficient d'amplification.

Nous posons $1/L = u$

Soit N_f le nombre de photons émis par seconde par la longueur L du milieu actif dans la bande de fréquences $d\nu$ autour du centre de la raie. N_f correspond à l'intensité

$$I(p_L) = A' \mathcal{K}_{2L}^2 h\nu_0 P(\nu_0) [\exp p_L - 1] / p_L$$

.../...

Nous mesurons $R = I(P_L)/I(P_1)$

avec $I(P_1) = A' \mathcal{A}_{2e} h\nu_0 P(x_0) [\exp P_1 - 1] / P_1$

On a
$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta I(P_L)}{I(P_L)} + \frac{\Delta I(P_1)}{I(P_1)}$$

$$\frac{\Delta I(P_1)}{I(P_1)} = \frac{1}{\sqrt{N_f} \frac{I(P_1)}{I(P_L)}} \quad \frac{I(P_1)}{I(P_L)} \approx f\left(\frac{1}{L}\right) = f(u)$$

$$\frac{\Delta I(P_1)}{I(P_1)} = \frac{1}{\sqrt{N_f} f(u)}$$

D'où
$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{\sqrt{N_f}} \left[1 + \frac{1}{\sqrt{f(u)}} \right]$$

Mais
$$R = \frac{I(P_L)}{I(P_1)} = \frac{\mathcal{A}_{2L}}{\mathcal{A}_{21}} \frac{P_1}{P_L} \frac{\exp P_L - 1}{\exp P_1 - 1} \approx \frac{P_L + P_L^2/2}{P_1 + P_1^2/2}$$

$$R \approx \frac{P_L}{P_1} \left[1 + \frac{P_L - P_1}{2} \right] = \frac{1}{f(u)} \left[1 + \frac{P_L}{2} (1 - f(u)) \right]$$

D'où
$$\Delta R = \frac{1 - f(u)}{2f(u)} \Delta P_L$$

D'où
$$\frac{\Delta P_L}{P_L} = \frac{2f(u)}{1 - f(u)} \frac{1}{P_L} \frac{\Delta R}{R} \frac{1}{f(u)} \left[1 + \frac{P_L}{2} (1 - f(u)) \right]$$

$$\frac{\Delta P_L}{P_L} \approx \frac{2}{1 - f(u)} \frac{1}{P_L} \frac{\Delta R}{R}$$

$$\frac{\Delta P_L}{P_L} = \frac{2}{P_L \sqrt{N_f}} \frac{1}{1 - f(u)} \frac{1 + \sqrt{f(u)}}{\sqrt{f(u)}}$$

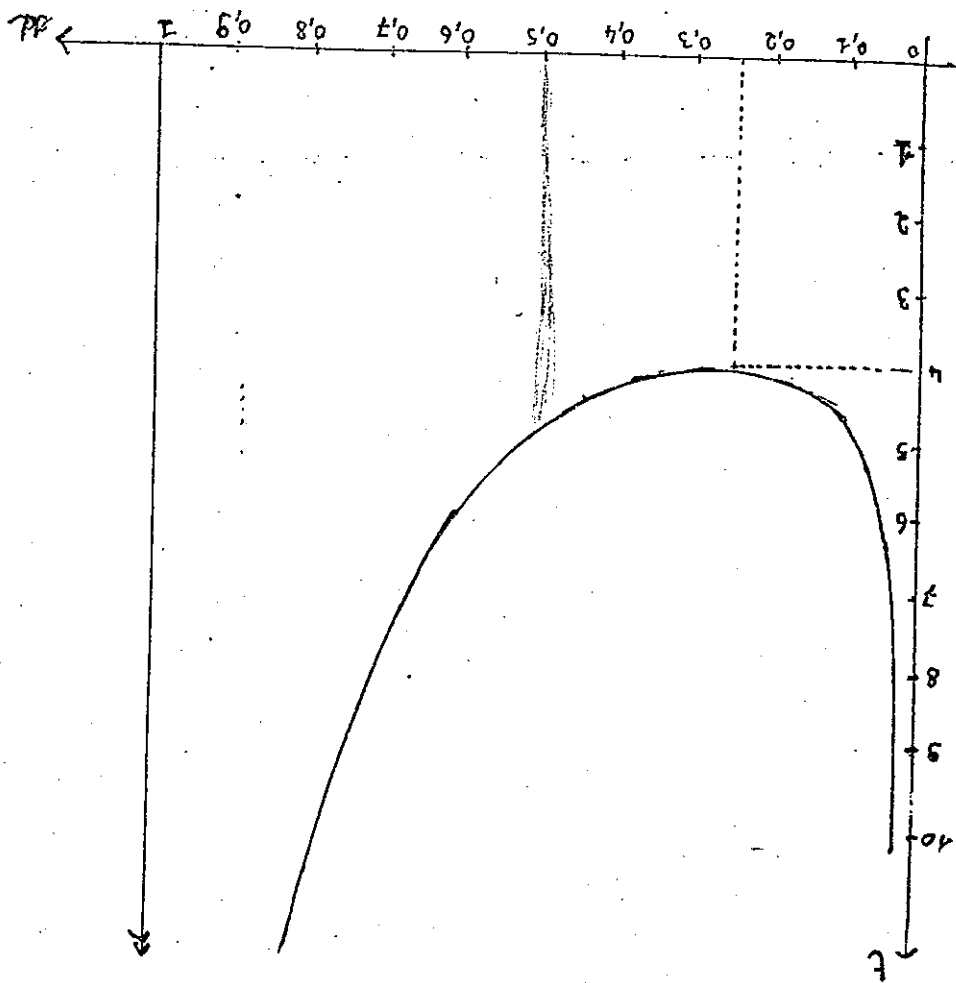
$$\frac{\Delta P_L}{P_L} = \frac{2}{P_L \sqrt{N_f}} \frac{1}{[1 - \sqrt{f(u)}] \sqrt{f(u)}}$$

Cette expression appelle plusieurs remarques :

A) Le second facteur ne dépend que de $f(u)$. Nous pouvons donc trouver pour quelle valeur de u , toutes choses égales d'ailleurs, l'erreur est minimale.

.../...

FIG. 17



Soit
$$t = \frac{1}{\sqrt{f(u)} [1 - \sqrt{f(u)}]}$$

$$dt/du = \frac{f'(u) [1 - 2\sqrt{f(u)}]}{2 f(u) \sqrt{f(u)} [1 - \sqrt{f(u)}]^2}$$

$f(u)$ est toujours une fonction croissante de u , donc t est minimum pour

$$f(u) = 1/4$$

alors $t = 4$

Dans le cas particulier d'une répartition uniforme, $f(u) = u$

L'erreur est donc minimale quand $l = L/4$.

La courbe représentant les variations de t en fonction de u dans ce cas, nous montre que le minimum est très aplati. En particulier, pour $l/L = \frac{1}{2}$, on a $t = 4,8$. Donc on augmente l'erreur de 20 % seulement en prenant $l/L = \frac{1}{2}$.

Dans le cas d'une mesure effectuée à l'aide de deux tubes, pour le même encombrement total, nous avons trouvé (en nous ramenant aux mêmes notations).

$$\frac{\Delta p_L}{p_L} = \frac{1}{p_L} \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{1}{f(u) [1 - \sqrt{f(u)}]}$$

Dans ce dernier cas, la lumière est modulée, d'où $N = 2N'$

$\frac{\Delta p_L}{p_L}$ est minimum pour $u = 4/9$ et vaut alors

$$\left(\frac{\Delta p_L}{p_L}\right)_2 = \frac{1}{p_L} \frac{1}{\sqrt{\frac{N}{2}}} \frac{27}{4}$$

alors que

$$\left(\frac{\Delta p_L}{p_L}\right)_1 = \frac{8}{p_L \sqrt{N}}$$

On a donc

$$\left(\frac{\Delta p_L}{p_L}\right)_1 \left/ \left(\frac{\Delta p_L}{p_L}\right)_2 \right. = \frac{8 \times 4}{27 \sqrt{2}} = \frac{1}{1,2}$$

Nous voyons que les deux méthodes sont, de ce point de vue là, à peu près équivalentes.

B) Le premier facteur dépend de p_L , et décroît rapidement quand p croît (comme $p_L^{-3/2}$)

IV,3 - Mesure de la largeur de raie

Nous avons tracé, au chapitre précédent, les courbes représentant les variations de la largeur (prise à une hauteur z), en fonction de p . Si nous traçons ces courbes en coordonnées logarithmiques, on conçoit qu'une mesure de l'affinement de la raie conduise à une détermination de p .

Cherchons dans le cas où p est voisin de 0, quelle est alors l'erreur relative commise sur p .

$$\text{On a : } \frac{\delta z_L}{\delta z_0} = 1 + \frac{p_L (1-z)}{4 \text{ Log } z}$$

$$\text{et } \frac{\delta z_e}{\delta z_0} = 1 + \frac{p_e (1-z)}{4 \text{ Log } z}$$

$$\text{D'où l'affinement } \alpha = \frac{\delta z_e}{\delta z_L} = 1 + p_L \frac{1-z}{4 \text{ Log } z} - p_e \frac{1-z}{4 \text{ Log } z}$$

$$\alpha = 1 + p_L \frac{1-z}{4 \text{ Log } z} [1 - f(u)]$$

$$\alpha = 1 - p_L \frac{1-z}{4 \text{ Log }^{1/2} z} [1 - f(u)]$$

$$\text{D'où } \frac{\Delta p_L}{p_L} \approx \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \frac{1}{p_L} \frac{4 \text{ Log }^{1/2} z}{[1 - f(u)](1-z)}$$

Nous pouvons distinguer quatre facteurs dans cette expression.

A) un facteur dépendant de z

Nous avons vu qu'il est une fonction décroissante de z . Il est minimum quand z tend vers 1. Par exemple pour $z = 0.9$, il vaut 4.15.

B) un facteur dépendant de u

Il est visiblement une fonction croissante de u . L'erreur est donc minimum si l'on arrive à mesurer directement $\frac{\delta z_L}{\delta z_0}$

C'est ce qu'a réalisé V.K.ABLEKOV (10) dans la méthode que nous avons citée précédemment (utilisation d'une mesure en travers).

C) Le facteur $1/p_L$

Cette fois-ci encore, l'erreur tend vers l'infini quand p tend vers 0. Observons cependant que cette croissance est moins rapide que dans le cas d'une mesure au sommet de la raie.

D) Le facteur $\Delta t/t$

Il est très grand au voisinage du sommet de la raie.

Par exemple si nous mesurons la largeur à l'aide d'une mesure d'intensité, en suivant la définition, on aura

$$\frac{\Delta t}{t} = 2 \frac{\Delta \delta_z}{\delta_z}$$

avec $I_L = \exp [p_L \exp (-k \delta_z^2)]$

D'où $\frac{\Delta I}{I} = 2 p_L k \delta_z \Delta \delta_z \exp (-k \delta_z^2)$

d'où $\frac{\Delta t}{t} = \frac{1}{p_L k} \frac{1}{\delta_z^2 \exp (-k \delta_z^2)} \frac{\Delta I}{I}$

On voit que quand δ_z tend vers 0, (z tend vers 1), l'erreur devient infinie. Il en est de même quand δ_z tend vers l'infini, (z tend vers 0). L'erreur est minimale lorsque z est voisin de $\frac{1}{2}$.

Si l'on évalue la largeur par un autre procédé, par exemple le contraste des franges d'un Michelson, le facteur z n'intervient pas.

Mais de toutes façons, il apparaît qu'une détermination de p à l'aide d'une mesure d'affinement, qui nécessite quatre mesures d'intensité, sera moins précise qu'une détermination à partir d'une mesure directe d'intensité.

IV,4 - Mesure de l'intensité totale

C'est ce que l'on effectue lorsque l'on se contente d'isoler la raie avec un monochromateur.

Nous avons tracé au chapitre précédent, les courbes représentant les variations de $\log g$ en fonction de $\log |p|$, en posant :

$$J(p_L) = \mathcal{N}_{2L} g(p_L)$$

On a donc :

$$\frac{J(p_L)}{J(p_f)} = \frac{1}{b(u)} \frac{g(p_L)}{g(p_f)}$$

.../...

Les deux points représentant les deux mesures effectuées ont, sur la courbe précédente, une différence d'abscisses égale à $\log f(u)$, et une différence d'ordonnées égale à $\log \frac{J(p_L)}{J(p_c)}$

Il est donc possible de les placer sur cette courbe, et d'en déduire la valeur de p_L .

L'erreur commise sur p par ce procédé est, comme dans le cas de la mesure de l'intensité au sommet de la raie, minimum pour $f(u) = 1/4$.

Cherchons quelle est l'influence de l'intégration sur l'erreur commise.

Plaçons-nous par exemple dans le cas d'une répartition uniforme, avec $u = \frac{1}{2}$

$$\text{Nous mesurons } G = \frac{J(L)}{J(L/2)} = 2 \frac{g(L)}{g(L/2)}$$

On trouve comme précédemment :

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{\Delta J_L}{J_L} \left[1 + \frac{1}{\sqrt{u}} \right] = (1 + \sqrt{2}) \frac{\Delta J_L}{J_L}$$

$$\text{Maintenant } \frac{\Delta J_L}{J_L} = \frac{1}{\sqrt{N_t}}$$

N_t étant le nombre total de photons émis par seconde sur toute la largeur de la raie.

$$\text{Et dans le cas d'une mesure d'intensité au sommet } \frac{\Delta I}{I} = \frac{1}{\sqrt{N_g}}$$

N_g étant le nombre de photons émis par seconde dans la bande de fréquences $\delta \nu$ autour de ν_0 .

$$\text{On aura } N_t = M \times N_g$$

M étant vraisemblablement compris entre 4 et 10.

$$\text{D'où } \frac{\Delta G}{G} = \sqrt{\frac{N_g}{N_t}} \frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{\sqrt{M}} \frac{\Delta R}{R}$$

$$\text{D'autre part, on avait } \left(\frac{\Delta p_L}{p_L} \right)_\delta = \frac{2}{1 - f(u)} \frac{1}{p_L} \frac{\Delta R}{R}$$

$$\text{soit } \left(\frac{\Delta p_L}{p_L} \right)_\delta = \frac{4}{p_L} \frac{\Delta R}{R}$$

$$\text{Ici } G = 2 \frac{g(L)}{g(L/2)} \approx 2 \left(1 + \frac{p_L}{4\sqrt{2}} \right)$$

$$\text{d'où } \left(\frac{\Delta p_L}{p_L}\right)_t = \frac{4\sqrt{2}}{p_L} \frac{\Delta G}{G}$$

Ceci nous conduit à

$$\left(\frac{\Delta p_L}{p_L}\right)_t / \left(\frac{\Delta p_L}{p_L}\right)_\sigma = \sqrt{\frac{2}{M}}$$

Nous voyons que la mesure d'une intensité totale est, toutes les autres causes d'erreur mises à part, plus précise que la mesure de l'intensité au sommet.

IV,5 - Autres possibilités de la méthode

Imaginons un tube de longueur L possédant $n + 2$ électrodes placées aux abscisses $0, L/2, \dots, L/2, L$. On pourra alors, en combinant les électrodes de différentes manières, obtenir plusieurs déterminations de p , ce qui diminue d'autant l'erreur. Par exemple, si $n = 3$ (5 électrodes), si on se limite aux longueurs doubles les unes des autres, on peut faire trois déterminations de p . Et si l'on ne s'y limite pas, on peut en faire 21. C'est là le grand avantage de cette méthode par rapport à la méthode utilisant deux tubes, qui a d'autres égards lui est presque équivalente

IV,6 - Conclusion

Avec les multiples possibilités, la méthode paraît remplir le but que nous nous sommes fixés.

Il nous faut maintenant essayer de mettre la méthode à l'oeuvre et d'abord décrire l'appareil que nous avons utilisé. Chemin faisant, nous rencontrerons des causes expérimentales d'erreur, que nous essayerons de réduire.

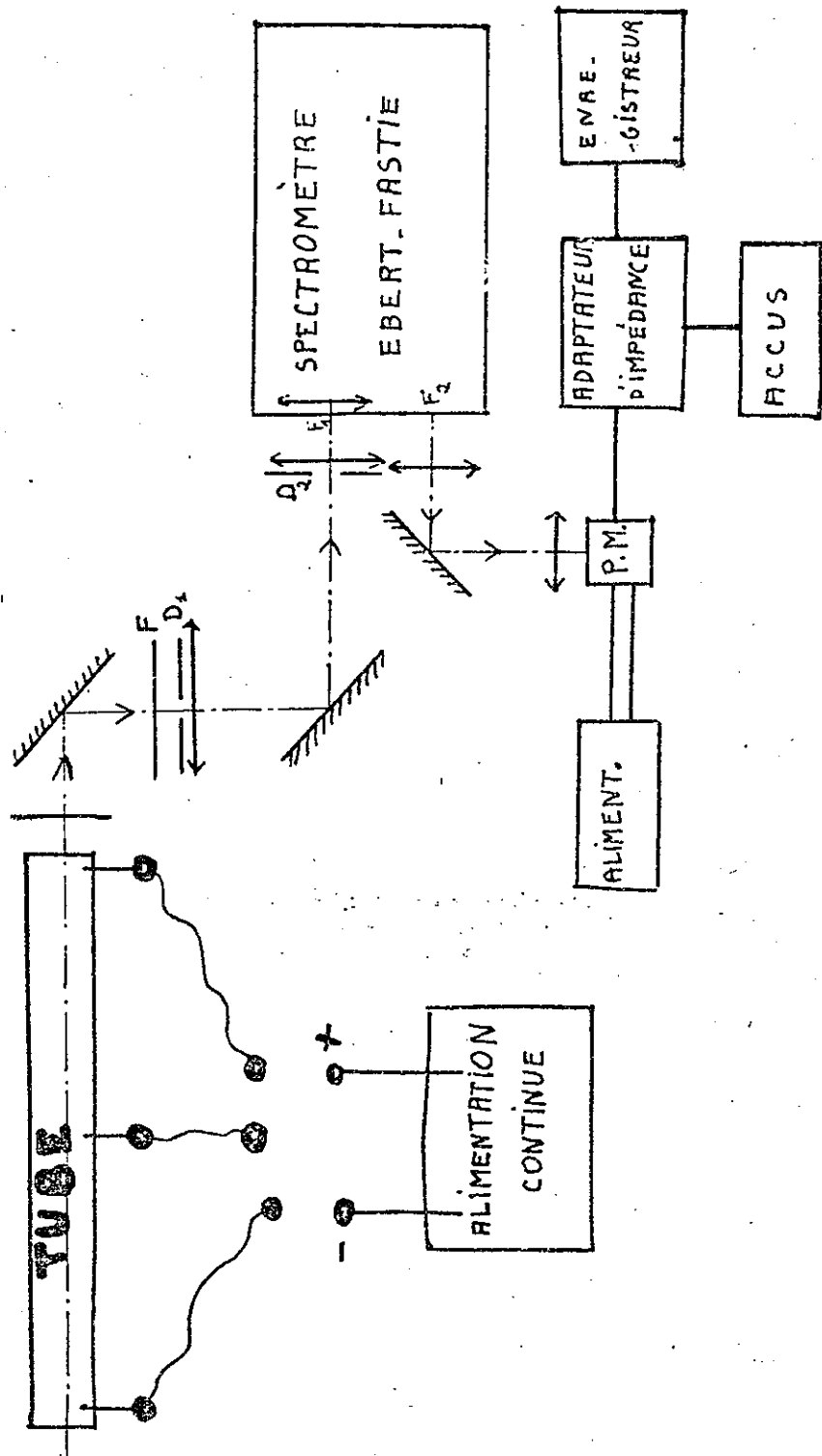


Fig. 18

V - DESCRIPTION DE L'APPAREIL

Le tube que nous utilisons est alimenté en courant continu par une alimentation stabilisée, pouvant fournir 1 ampère sous 10000 volts. Il possède trois électrodes, dont chacune est reliée au moyen d'un système de broches, soit au pôle positif, soit au pôle négatif. Ces électrodes sont prolongées par un morceau de tube de 20 cm environ et aboutissent dans le tube aux abscisses 0,1 m, 2 m ; ceci afin que seule la colonne positive soit présente dans le tube, et surtout que les impuretés capturées par la cathode soient éloignées du tube. Le tube est en quartz. La lumière sortant du tube est focalisée sur la fente d'entrée d'un monochromateur à réseau, type Ebert-Fastie, au moyen d'un système de lentilles. Le réseau du monochromateur est animé d'un mouvement de rotation au moyen d'un moteur. A la sortie du monochromateur, la lumière est dirigée sur un photomultiplicateur (ECA 7102), refroidi à la carboglace. Les résultats sont ensuite enregistrés.

Reprenons quelques points.

V,1 - Utilisation du courant continu

En H F, il faudrait avoir des signaux parfaitement rectangulaires sous peine d'augmenter sérieusement l'erreur dans la détermination de p . Un courant sinusoïdal ne donnerait aucun résultat significatif. Un courant simplement redressé présenterait les mêmes inconvénients.

Nous avons utilisé une alimentation de radar, fournissant un courant très bien filtré, à laquelle un filtre est encore adjoint (cf. schéma).

Un kénotron est en série avec le tube. Lorsqu'on fait varier le chauffage du filament du kénotron, la résistance de ce dernier varie et c'est par ce moyen que l'on fait varier l'intensité du courant passant dans le tube. Le kénotron a également un rôle stabilisateur. Cependant c'est cette variation d'intensité qui a fourni la principale erreur dans les mesures que nous avons effectuées.

V,2 - Schéma des électrodes

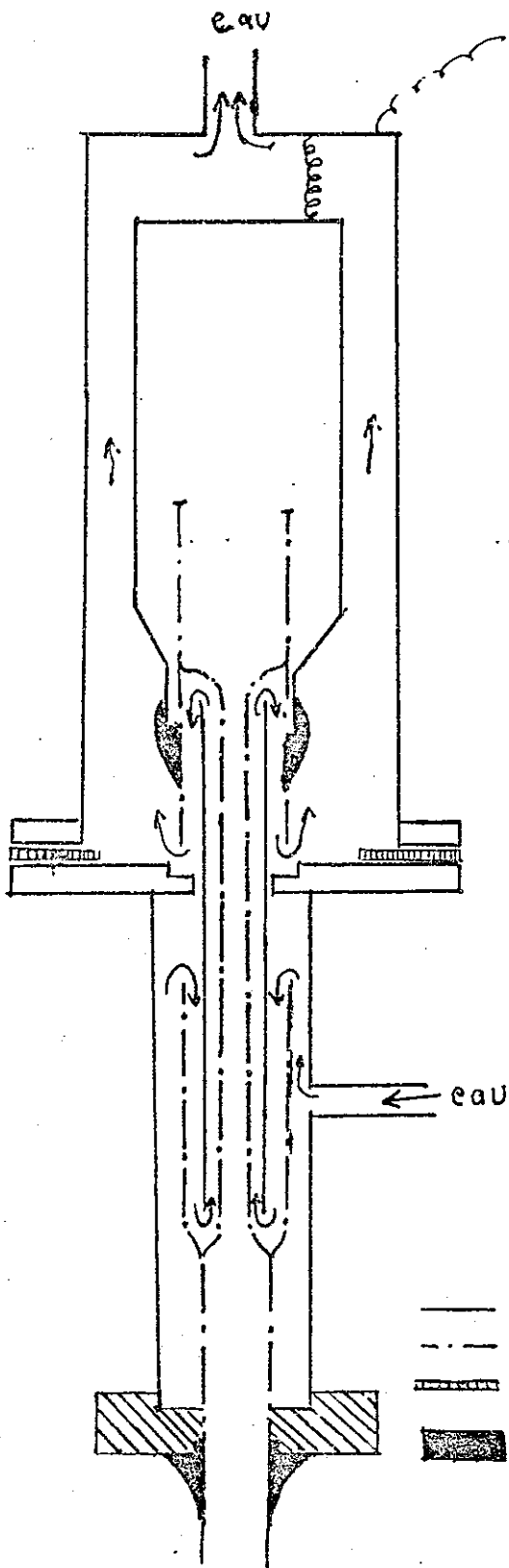
Afin d'éviter qu'elles ne s'échauffent, les électrodes sont refroidies par une circulation d'eau (cf. schéma : les flèches indiquent le sens de circulation de l'eau).

Pour éviter la formation par l'eau d'une résistance en parallèle avec le tube, l'eau est amenée aux électrodes et les quitte par de très longs tuyaux enroulés sur des rouets.

V,3 - Le système optique conjuguant le tube et le spectromètre

Il s'agit de former l'image de l'une des faces du tube sur la fente d'entrée du spectromètre et l'image de l'autre face sur le miroir. Le gain d'ouverture à réaliser est énorme.

Schéma d'une électrode



Circuit électrique

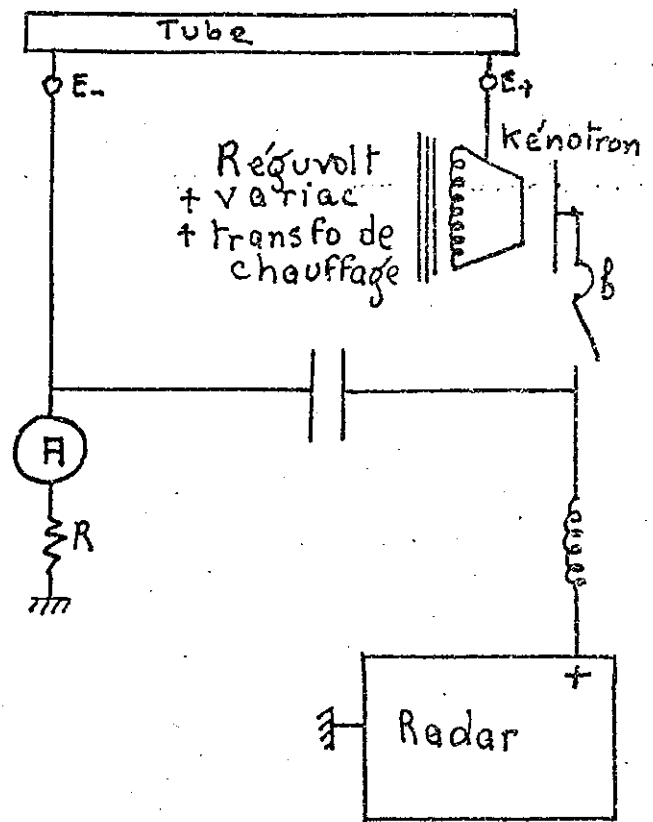
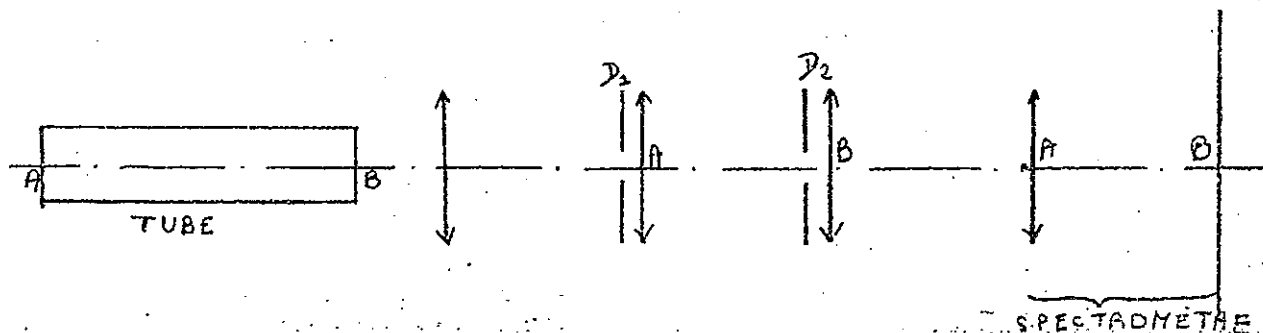


Fig. 19

En effet, l'ouverture du tube est $7/2000$, et celle du spectromètre est $1/8$. D'après la relation d'Abbe, il faut donc réaliser un grandissement de :

$$7/2000 \times 8 = 0.028$$

Pour arriver à ce résultat, nous disposons de 180 cm environ entre la face de sortie du tube et la fente d'entrée du spectromètre. C'est pourquoi nous avons dû utiliser quatre lentilles convergentes. Les deux lentilles centrales sont placées sur les images intermédiaires, ce qui conduit au schéma suivant :



Deux miroirs (prismes à réflexion totale) d'inclinaison variable, remédient au non-alignement des axes du tube et du spectromètre. Les diaphragmes D_1 et D_2 , percés aux dimensions des images intermédiaires, éliminent la lumière parasite due aux réflexions sur les parois du tube.

Un filtre est placé devant D_1 pour éliminer la lumière visible.

On dispose librement de trois paramètres ; cependant peu de combinaisons sont réellement possibles, étant donné qu'on ne peut prendre n'importe quelle valeur pour la convergence. Il peut arriver qu'un réglage parfait soit impossible. Un défaut de réglage se manifeste immédiatement par la non identité des intensités recueillies pour les deux moitiés du tube. Voyons quelle correction nous pouvons effectuer pour remédier à cet état de fait.

Faisons l'hypothèse qu'une fraction K_1 de la lumière émise par la première moitié, et une fraction K_2 de la lumière émise par la seconde moitié sont reçues.

Soient $J_1(1)$, $J_2(1)$ et $J'(21)$ les intensités détectées lorsqu'on excite chaque moitié du tube et le tube entier. On a donc :

$$J_1(1) = K_1 J(1) \quad J_2(1) = K_2 J(1)$$

$$\text{et} \quad J'(21) = K_1 \int_{-\infty}^{+\infty} I(1) \exp \rho \frac{P(\nu)}{P(\nu_0)} d\nu + K_2 J(1)$$

L'intensité correcte pour le tube entier devrait être :

$$J(21) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(1) \exp \rho \frac{P(\nu)}{P(\nu_0)} d\nu + J(1)$$

.../...

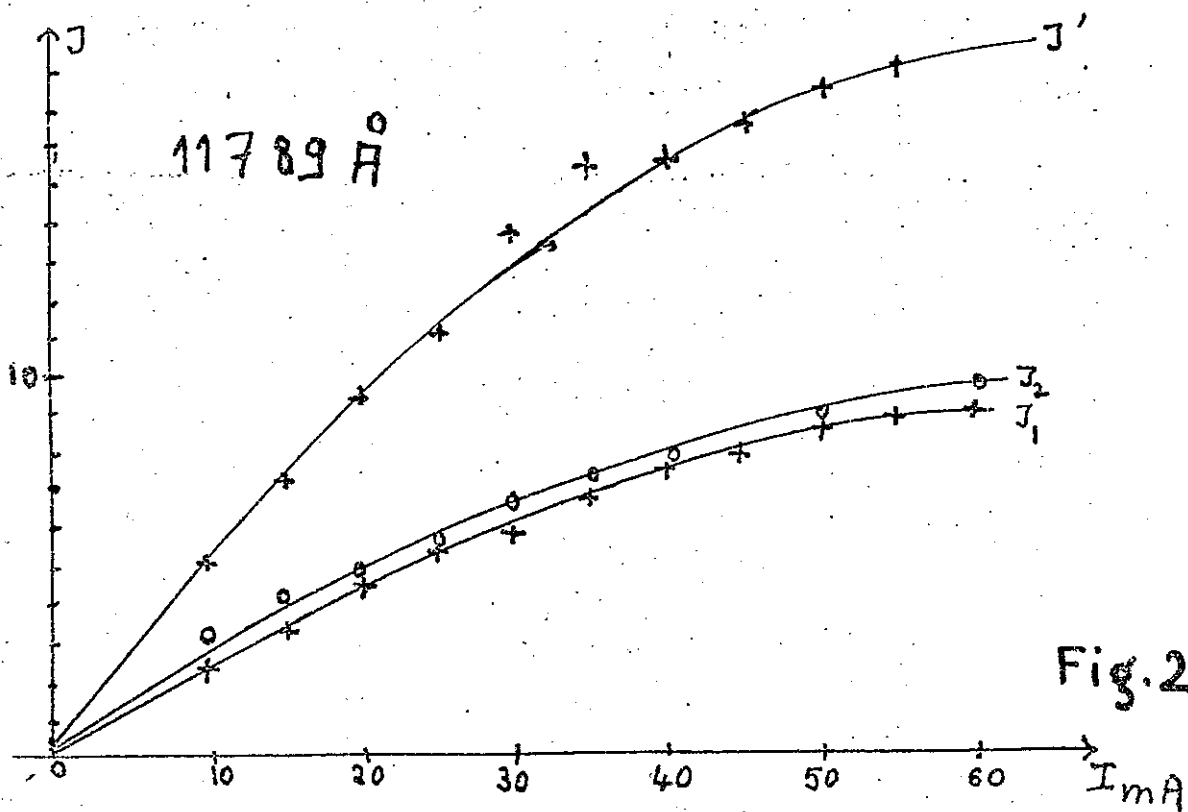
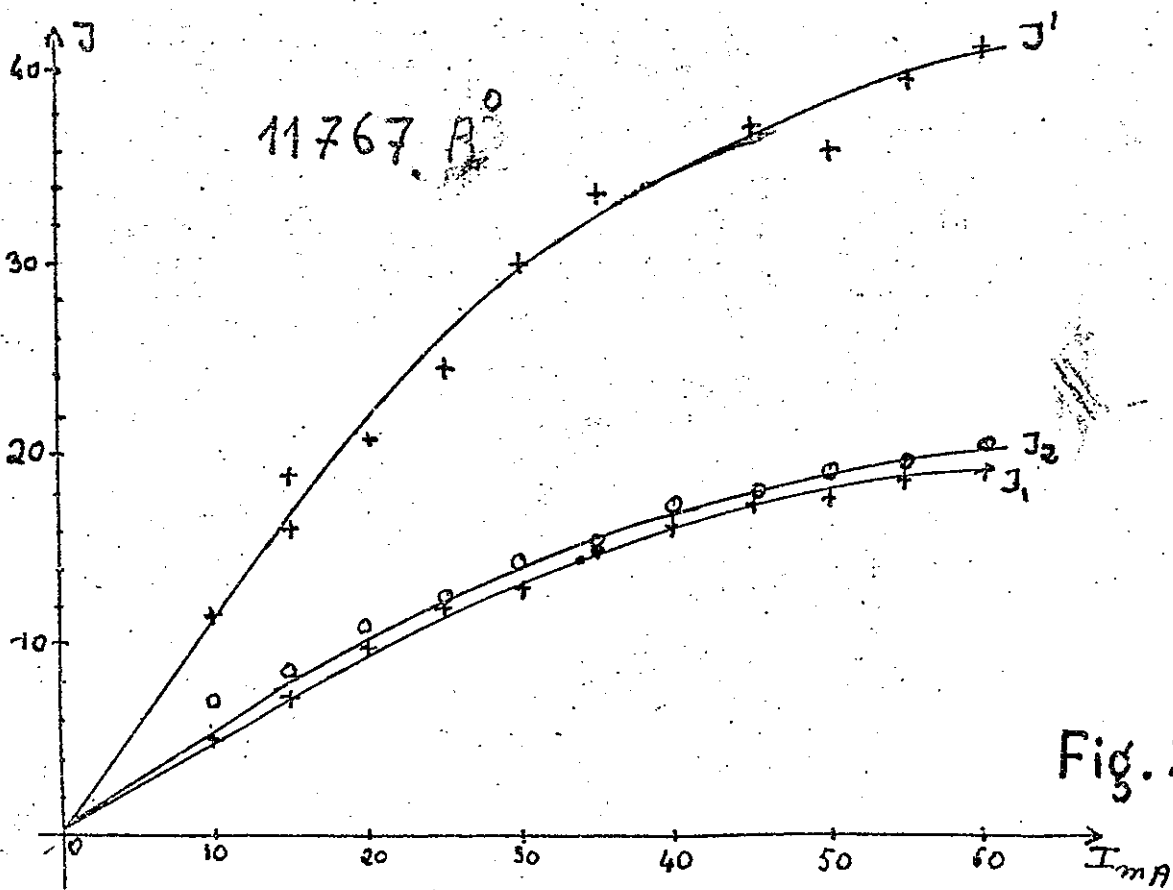
$$\text{D'où : } J'(2l) - J(2l) = (K_1 - 1) [J(2l) - J(l)] + (K_2 - 1) J(l)$$

$$R = \frac{J(2l)}{J(l)} = \frac{J'(2l)}{K_1 J(l)} + 1 - \frac{K_2}{K_1}$$

$$R = 1 + \frac{J'(2l) - J_2(l)}{J_1(l)}$$

Donc, dans la limite où l'hypothèse faite est valable, nous pouvons ainsi supprimer l'influence des défauts de réglage.

Nous allons maintenant décrire quelques mesures et évaluer l'erreur commise.



VI - MESURES EFFECTUEES

Nous décrirons complètement une série de mesures, puis nous indiquerons brièvement les autres résultats obtenus.

VI,1 - Analyse d'une série de mesures

VI,1.1 - Résultats expérimentaux

Ces mesures ont été effectuées sur un mélange de 0,1 mm de Hg de néon et 1,2 mm de Hg d'hélium. Elles concernent la raie 11767 Å ($2s_2 - 2p_2$), et la raie 11879 Å ($2s_4 - 2p_6$). Nous avons effectué un enregistrement pour chaque moitié du tube et pour le tube entier en faisant varier l'intensité du courant d'excitation d'abord par valeurs croissantes, puis par valeurs décroissantes. Ceci conduit au tableau suivant :

I mA	11767 Å			11879 Å		
	$J_1(1)$	$J'(21)$	$J_2(1)$	$J_1(1)$	$J'(21)$	$J_2(1)$
10	5,2	11,4	7	2,4	5,15	3,2
15	7,7	18,7	8	3,4	8,6	3,7
20	9,9	20,75	10,6	4,6	9,5	4,8
30	13	29,9	13,85	5,9	13,9	6,5
40	16,2	34,2	16,8	7,65	15,6	7,75
50	17,7	37,6	18,7	8,4	17,4	8,7
60	19,1	41	20,3	9,1	18,6	9,6
55	18,9	39,2	19,45	8,75	18	8,9
45	17,4	36,8	17,1	7,9	16,6	7,9
35	14,9	33,5	15,2	6,7	15,4	6,85
25	11,85	24,3	12,3	5,35	11	5,6
15	7,3	16	8,8	3,3	7,2	4,1

Puis nous traçons les courbes représentant les variations de $J_1(1)$, etc en fonction de I, ce qui nous permet de corriger ces valeurs. Les courbes sont tracées ci-contre. C'est à partir de ces valeurs corrigées que nous déterminons R et p_1 . D'où les tableaux :

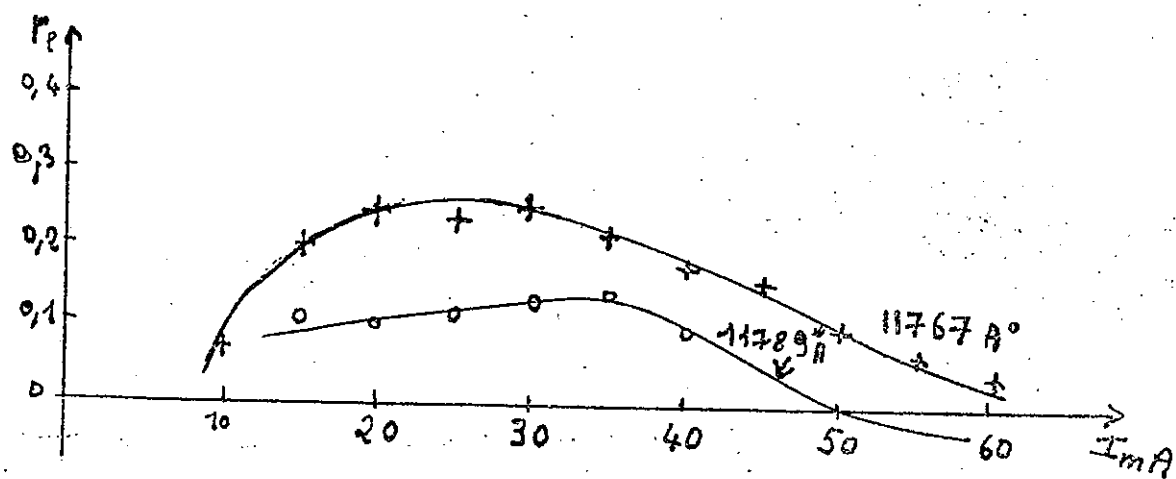


Fig 22

$$\lambda = 11767 \text{ \AA}$$

I	$J_1(\ell)$	$J_2(\ell)$	R	log R	$\log P_\ell $	P_ℓ
10	5	11	5,6	2,08	0,318	$< \bar{1}$: $< 0,1$
15	7,4	16,6	8,1	2,15	0,332	$\bar{1},31$: 0,204
20	9,7	22	10,3	2,205	0,342	$\bar{1},4$: 0,25
25	11,6	26	12,3	2,18	0,338	$\bar{1},36$: 0,23
30	13,3	29,8	13,8	2,20	0,342	$\bar{1},4$: 0,25
35	14,9	32,6	15,3	2,16	0,334	$\bar{1},34$: 0,22
40	16,2	34,8	16,5	2,13	0,328	$\bar{1},23$: 0,175
45	17,2	36,6	17,5	2,11	0,324	$\bar{1},18$: 0,15
50	18	38	18,5	2,08	0,318	$< \bar{1}$: 0,1
55	18,7	39,4	19,4	2,07	0,316	
60	19,2	41	20,3	2,07	0,316	

La courbe représentant les variations de P_ℓ en fonction de I montre que le point correspondant à I = 25mA est certainement aberrant et qu'il doit y avoir probablement un maximum pour I voisin de 25 mA.

Pour $\lambda = 11789 \text{ \AA}$

I	$J_1(\ell)$	$J_2(\ell)$	R	log R	$\log P_\ell $	P_ℓ
10	2,4	5,15	2,6	2,06	0,314	$< \bar{1}$: $< 0,1$
15	3,4	7,6	3,9	2,09	0,32	$\bar{1},03$: 0,107
20	4,5	9,6	4,9	2,045	0,31	$\bar{1},1$: $< 0,1$
25	5,3	11,5	5,7	2,09	0,32	$\bar{1},03$: 0,107
30	6,1	13,1	6,4	2,1	0,322	$\bar{1},1$: 0,125
35	6,7	14,5	7,1	2,105	0,323	$\bar{1},15$: 0,14
40	7,4	15,6	7,7	2,065	0,314	$< \bar{1}$: $< 0,1$
45	8	16,6	8,5	2,01	0,302	$\approx -\infty$: $+\varepsilon$
50	8,4	17,4	8,9	2,01	0,302	$\approx -\infty$: $+\varepsilon$
55	8,8	18	9,4	1,98	0,296	$-\varepsilon$
60	9,1	18,6	9,7	1,98	0,296	$-\varepsilon$

La courbe présente encore un maximum mais moins accusé et situé environ vers 35 mA.

$J_1 (l)$

Raie 11767

I	Valeur mesurée	Valeur corrigée	écart	écart relatif
10	5,2	5	0,2	0,04
15	7,7	7,4	0,3	0,0405
20	9,9	9,7	0,2	0,0206
25	11,85	11,6	0,15	0,0129
30	13	13,3	0,3	0,0222
35	14,9	14,9	0	0
40	16,2	16,2	0	0
45	17,4	17,2	0,2	0,0116
50	17,7	18	0,3	0,0166
55	18,9	18,7	0,2	0,0108
60	19,1	19,2	0,1	0,0052

 $J_2 (l)$

I	valeur mesurée	valeur corrigée	écart	écart relatif
10	7	5,6	1,4	0,25
15	8,4	8,1	0,3	0,037
20	10,6	10,3	0,3	0,029
25	12,3	12,3	0	0
30	13,85	13,8	0,05	0,004
35	15,2	15,3	0,1	0,0065
40	16,8	16,5	0,3	0,018
45	17,1	17,5	0,4	0,023
50	18,7	18,5	0,2	0,011
55	19,45	19,4	0,05	0,0026
60	20,3	20,3	0	0

 $J'(2l)$

I	valeur mesurée	valeur corrigée	écart	écart relatif
10	11,4	11	0,4	0,037
15	16	16,6	0,6	0,037
20	20,8	22,0	1,2	0,055
25	24,3	26	1,7	0,066
30	29,9	29,8	0,1	0,0033
35	33,5	32,6	0,9	0,028
40	34,2	34,8	0,6	0,017
45	36,8	36,6	0,2	0,0055
50	37,6	38	0,4	0,0105
55	39,2	39,4	0,2	0,0051
60	41	41	0	0

Ces courbes montrent qu'il y a effectivement amplification pour les raies 11767 Å et 11789 Å. Nous allons maintenant évaluer l'erreur commise.

VI, 1.2 - Evaluation de l'erreur

Pour cela faisons le tableau des écarts entre les valeurs mesurées pour J et les valeurs utilisées pour les calculs ; puis nous déterminerons l'écart relatif moyen.

Nous allons faire ce travail pour la raie 11767 Å.

Nous voyons que l'écart relatif moyen pour $J_1(\ell)$ est 0,018

l'écart relatif moyen pour $J_2(\ell)$ est 0,013

en écartant la première valeur, manifestement aberrante

l'écart relatif moyen pour $J'(2\ell)$ est 0,023

Nous adoptons ces nombres comme incertitudes relatives.

$$R = 1 + \frac{J'(2\ell) - J_2(\ell)}{J_1(\ell)}$$

$$\Delta [J'(2\ell) - J_2(\ell)] = \Delta J'(2\ell) + \Delta J_2(\ell)$$

$$= 0,023 J'(2\ell) + 0,013 J_2(\ell) \approx [0,046 + 0,013] J_2(\ell)$$

$$\frac{\Delta [J'(2\ell) - J_2(\ell)]}{J'(2\ell) - J_2(\ell)} \approx 0,059$$

D'où
$$\Delta R \approx \frac{J'(2\ell) - J_2(\ell)}{J_1(\ell)} (0,059 + 0,018) \approx 0,077$$

$$\frac{\Delta R}{R} \approx \frac{0,077}{2}$$

$$\frac{\Delta R}{R} = 0,038$$

Si l'on suppose que la détermination graphique de p_e à partir de R n'introduit pas d'erreur supplémentaire, il vient

$$\frac{\Delta p_e}{p_e} = \frac{1}{p_e} \frac{\Delta R}{R}$$

$$\frac{\Delta p_e}{p_e} = 0,04$$

L'erreur absolue sur p_e est constante, d'où une incertitude sur le signe de p_e lorsque la valeur trouvée est inférieure à 0,05.

p_e

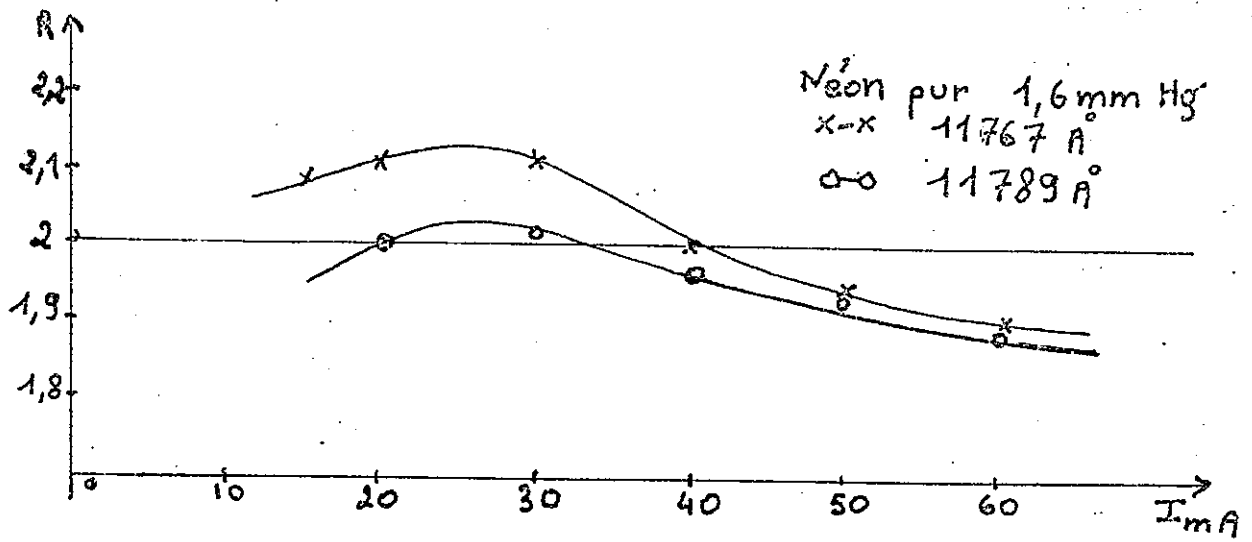


Fig. 23

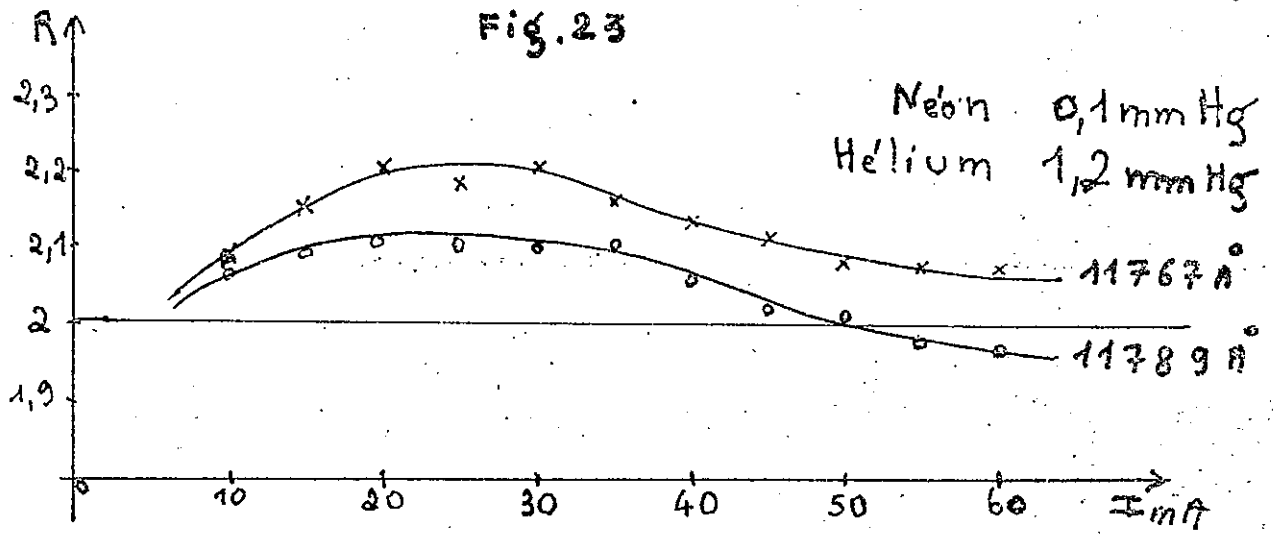


Fig. 24

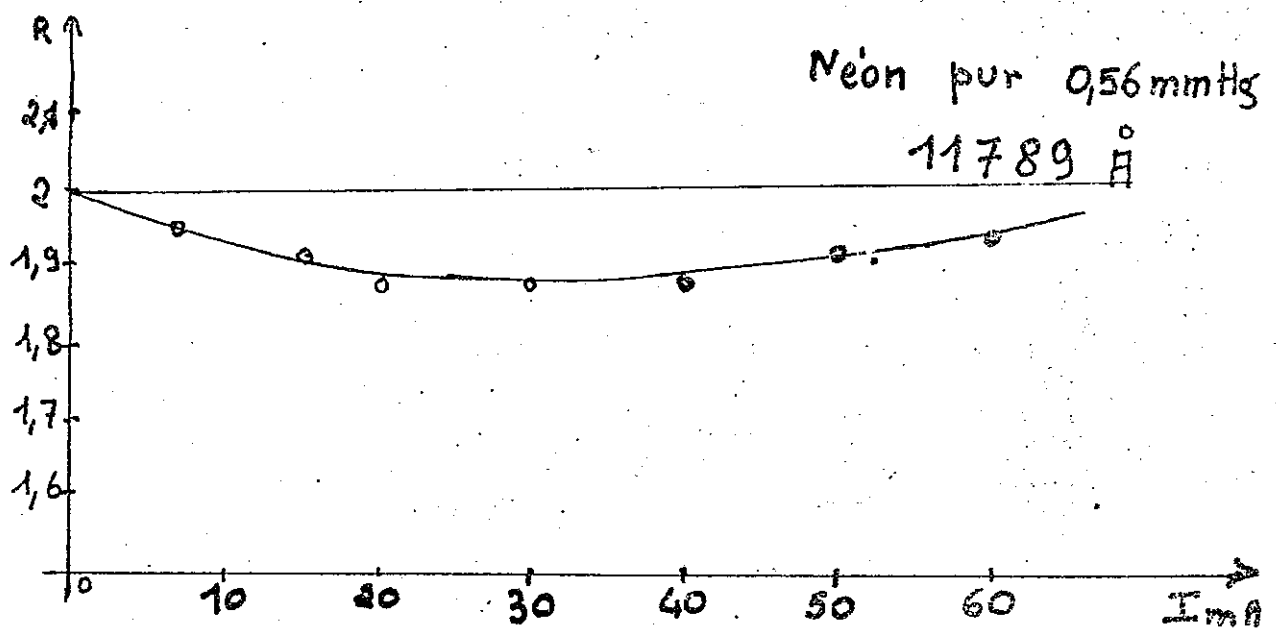


Fig. 25

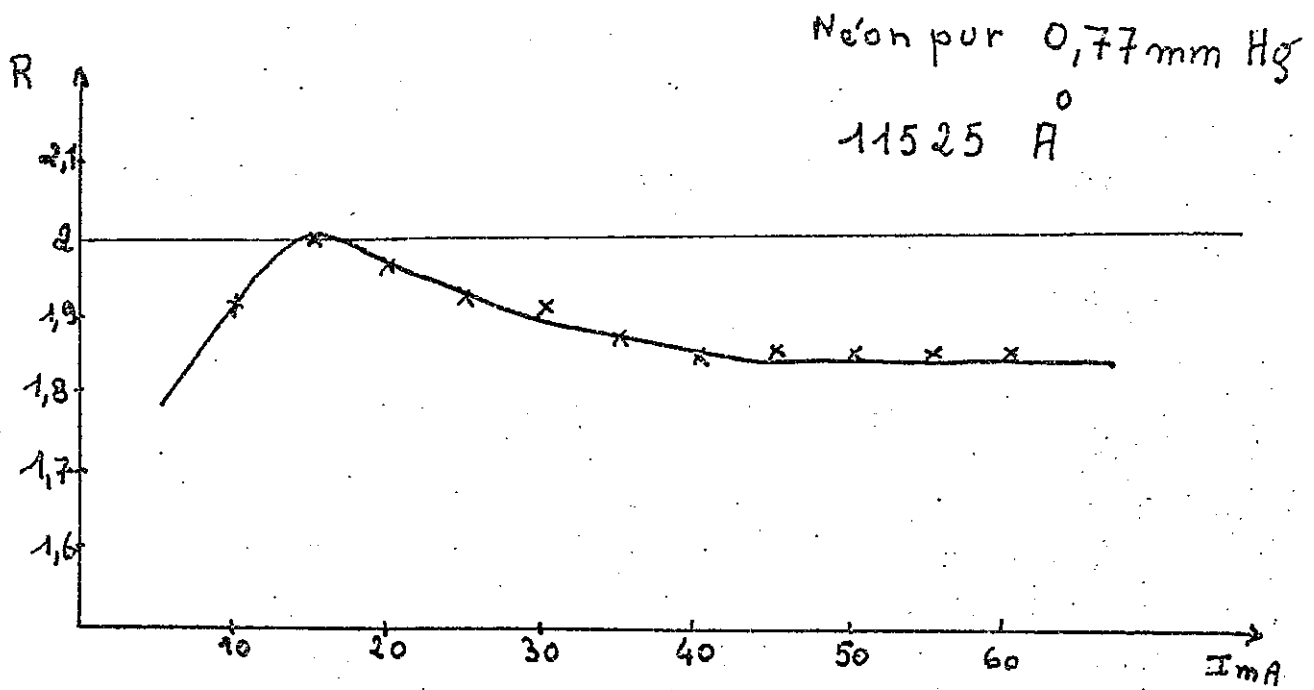


Fig. 26

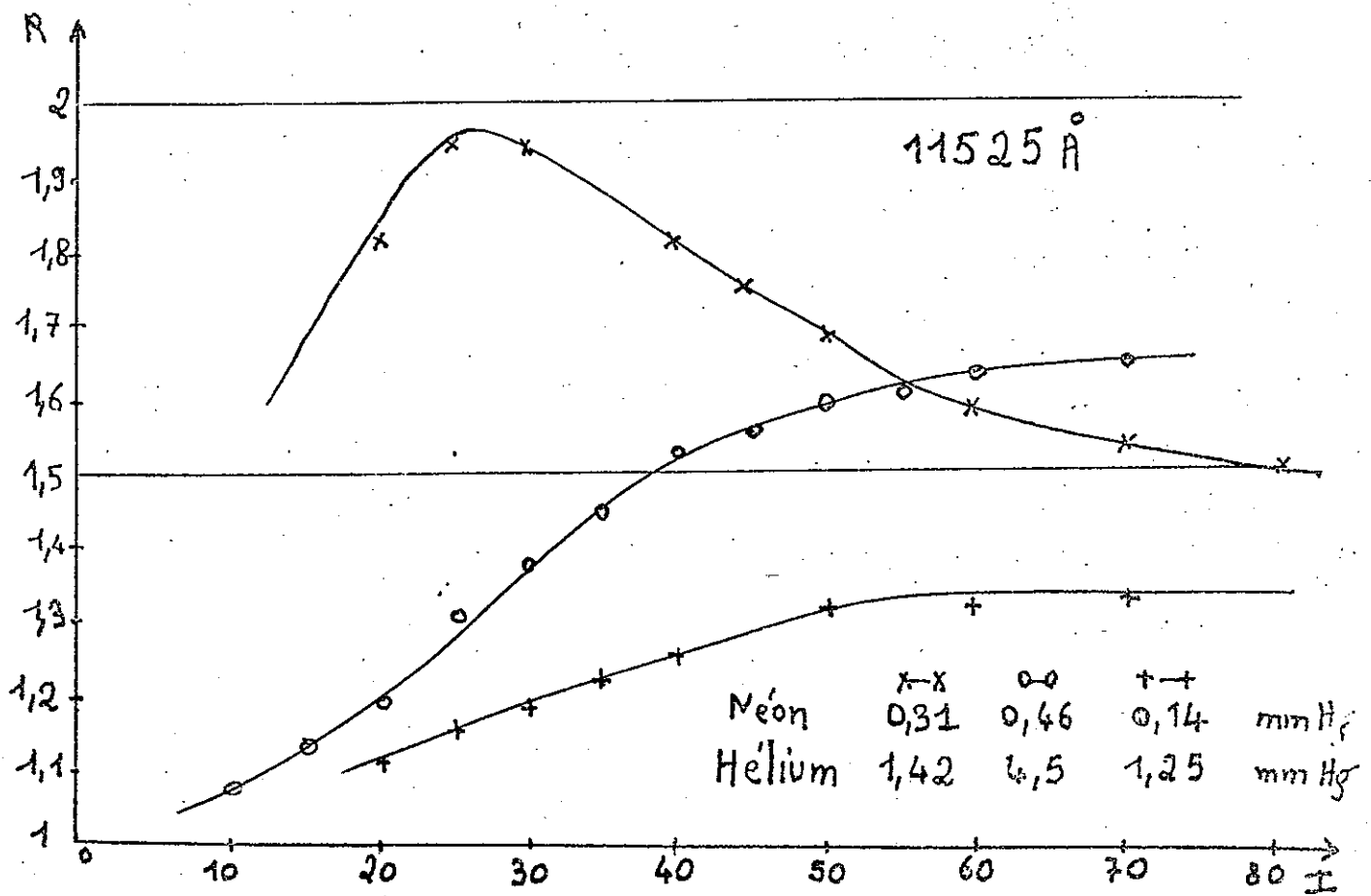


Fig. 27

Mais observons qu'il est certainement possible de diminuer cette erreur.

D'une part nous avons obtenu $\frac{\Delta J_2}{J_2} = 0.013$. Il est certainement possible d'obtenir cette valeur pour les autres mesures, en opérant plus longuement ; ce qui nous amènerait à $\Delta p_e = 0.026$.

D'autre part nous avons déjà dit que l'intensité passant dans le tube avait une stabilité imparfaite. En améliorant cette stabilité, on doit diminuer énormément l'erreur commise sur R .

VI,2 - Autres résultats obtenus (fig. 23 à 27)

Nous avons fait quelques mesures sur la raie 11525 \AA et sur les raies 11767 \AA et 11789 \AA dans du néon pur et dans des mélanges d'hélium et de néon, en faisant varier le courant d'excitation. On peut voir ci-contre les courbes obtenues pour R . Rappelons que $R = 1 + \frac{J_2(\ell) - J_1(\ell)}{J_1(\ell)}$ est supérieur à 2 s'il y a amplification.

Nous voyons que nous obtenons trois types de courbes :

- Pour les raies 11789 \AA et 11767 \AA dans le néon pur, la courbe présente un minimum. Nous n'avons pas représenté la courbe donnant les variations de R en fonction de I pour la raie 11767 \AA dans le néon pur à 0.56 mm . Elle est très voisine de $R = 2$ et tous les points obtenus se répartissent autour de la droite $R = 2$.
- Dans la plupart des autres cas, les courbes présentent un maximum, qu'il y ait amplification ou absorption. Ce maximum se situe pour une intensité voisine de 20 mA aux pressions utilisées.
- enfin, dans certaines conditions de pression, la courbe ne présente pas de maximum, mais une valeur de saturation.

Il est probable que l'on retrouve ces deux dernières formes de courbe lorsque R est supérieur à 2. La méthode permet donc d'étudier la croissance de p_e vers 0.

% d'amplification

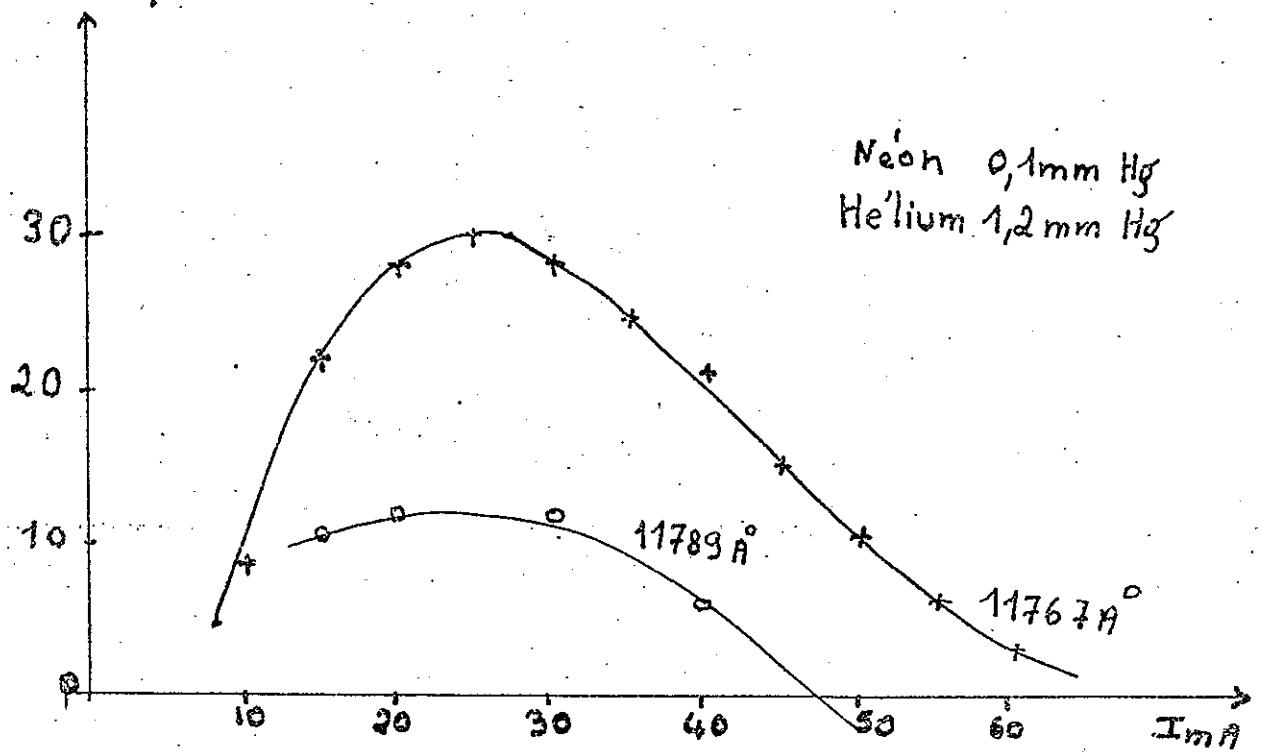


Fig. 28

Dans les cas où nous avons trouvé une amplification, nous pouvons tracer les courbes de variation de $100 (e^{\mu} - 1)$ qui représente le "pourcentage" d'amplification.

Ces quelques exemples montrent l'efficacité de la méthode pour l'étude des transitions préalable à la construction d'un laser.

- B I B L I O G R A P H I E -

- 1 A.JAVAN "Possibility of obtaining negative temperature in atoms by electron impact" dans QUANTUM ELECTRONICS edited by Ch. TOWNES - p.564.
 - 2 A.JAVAN "Optical Maser oscillations in a gaseous discharge"
"Advances in quantum electronics" edited by May R. SINGER - p.18 -
 - 3 A.JAVAN, W.R. BENNETT, Jr and D.R. HERRIOTT
"Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gaz discharge containing a He - Ne mixture"
PHYS. REV. LETT. - vol.6 - N° 3 - FEV. 1 - 1961
 - 4 W.R.BENNETT "Radiative lifetimes and collision transfer cross sections of excited atomic states" dans "ADVANCES IN QUANTUM ELECTRONICS" p.28
 - 5 G.F. KOSTLER and S.STATZ "Probabilities for the neon laser transitions"
PHYS. REV. LETT.
 - 6 S.JACOBS, G.GOULD and P.RABINOWITZ "Coherent light amplification in optically pumped Cs vapor"
PHYS. REV. LETT. - volume 7 N° 11 - DEC. 1 - 1961
 - 7 PP.KISLIUK and W.S. BOYLE "The pulsed ruby maser as a light amplifier"
 - 8 J.E. GEUSIC and H.E.D.SCOVIL " A unidirectional traveling wave optical maser"
The Bell system technical journal, JULY - 1962
 - 9 C.G.E.
 - 10 V.K.ABLEKOV "Experimental investigation of stimulated emission from a gaz mixture"
Soviet Physics J E T P - Vol. XV - N° 3 - SEPTEMBRE 1962
 - 11 R.D.COWAN and G.H. DIEKE "Self absorption of spectrum lines"
REV. of MOD. PHYS. - VOL. 20 N° 2 - APRIL 1948
-

Je voudrais en terminant exprimer ma reconnaissance à Monsieur le Professeur JACQUINOT, Directeur du laboratoire Aimé Cotton, qui a bien voulu m'y accueillir pour effectuer cette étude.

Je remercie Monsieur le Professeur BROCHARD sans les conseils et l'aide de qui ce travail n'aurait pas été mené à bien, et Mademoiselle PILON qui, dès le début de l'année, m'a encouragée et m'a initiée au fonctionnement de l'appareil.

Que tous les membres du laboratoire, que j'ai toujours trouvé prêts à m'aider, trouvent ici l'expression de ma gratitude.

Mes remerciements vont enfin à mon frère François CHAUVEL qui, pendant quinze jours d'une présence active, m'a aidée à effectuer un certain nombre de mesures.