

M E M O I R E

présenté à la

F A C U L T E D E S S C I E N C E S
D E
L'U N I V E R S I T E D E P A R I S

pour obtenir le

DIPLOME D'ETUDES SUPERIEURES DE SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean-Claude BRIGOT

1er SUJET : Etude d'un effet photoélectrique anormal avec un laser à gaz.

2^{ème} SUJET : Utilisation des supra-conducteurs à la production de champs magnétiques intenses.

Soutenu le 15 Oct. 63 devant la Commission d'Examen

MM. P.JACQUINOT ... Président
R.CHABBAL)
P.CONNES) ... Examineurs.

I N T R O D U C T I O N . -

L'objet de ce Diplôme d'Etudes Supérieures est l'étude expérimentale d'une émission photoélectrique anormale observée sur une photocathode césium-antimoine. Cette émission imprévue fut constatée lors de la recherche des harmoniques de la lumière émise par un laser. Elle se produit pour des fréquences très inférieures à celle du seuil photoélectrique des corps considérés.

Après avoir initialement constaté l'existence et la reproductibilité d'un courant photoélectrique émis par le photomultiplicateur 1 P 21, à $T = 77^{\circ}\text{K}$, sous l'action de la raie laser $1,15 \mu$, nous avons étudié les variations de ce courant en fonction du flux laser incident à différentes températures, et pour deux longueurs d'onde laser différentes ($1,15 \mu$ et $2,05 \mu$). Une variation franchement non linéaire a été trouvée dans la plupart des cas. En outre, les courants photoélectriques mesurés augmentaient d'une façon considérable lorsque la température diminuait. Or un effet photoélectrique normal est d'une part parfaitement linéaire, et d'autre part, le très faible effet photoélectrique normal résiduel en-dessous du seuil photoélectrique doit diminuer rapidement lorsque la température baisse pour s'annuler à 0°K (CHAPITRE II). Nous avons donc pensé que cet effet franchement anormal pourrait être dû aux propriétés spéciales de la lumière cohérente.

Pour le vérifier il était essentiel de mesurer les énergies des électrons émis. Un essai fut tenté avec une cellule photoélectrique possédant une anode de forme convenable qui se trouvait disponible, mais il ne conduisit à aucun résultat avec le laser, car sa cathode, une fois refroidie, présentait une résistance superficielle extrêmement grande. Par contre, à la température ordinaire, quelques mesures d'énergie correctes furent effectuées pour quelques longueurs d'onde de lumière incohérentes. Une cellule photoélectrique spéciale (de forme sphérique, et facile à refroidir à basse température) a dû être commandée dans ce but : elle n'est malheureusement pas encore réalisée.

Enfin, un peu désorientés par nos premiers résultats qui se sont révélés assez incohérents, et difficiles à comprendre, nous avons alors eu connaissance de travaux récents effectués sur la sensibilité des couches $\text{Cs}_3 - \text{Sb}$ dans l'infrarouge proche. La courbe de distribution spectrale (figure 1) pour une couche $\text{Cs}_3 - \text{Sb}$ portée à différentes températures a été étudiée par TAFT et PHILIPP [1]. A 300°K , cette courbe ne présente aucune anomalie. Par contre, à 90°K , ils ont constaté la présence d'un petit pic correspondant à $1,2 \text{ eV}$, soit $\lambda = 1,03 \mu$, donc très voisin, par pure coïncidence de la raie du laser Hélium-Néon. La

hauteur relative de ce pic varie selon que l'émetteur a été soumis ou non préalablement à une radiation correspondant à une valeur de $h\nu$ supérieure à 1,2 eV. TAFT considère que ce phénomène est dû à des électrons portés dans des états métastables par l'éclairement préalable. Sous l'effet d'une illumination prolongée à 1,2 eV, ce pic disparaît comme l'indique la courbe (en pointillés) présentant un seuil voisin de 1,6 eV.

L'influence d'une illumination préalable par de la lumière blanche, de la cathode $Cs_3 - Sb$ d'un photomultiplicateur, pour rendre cet appareil plus sensible à l'infra-rouge a aussi été constaté par W. BAUMGARTNER et N. SCHAEFFLI [2].

Connaissant ces résultats qui démontrent que l'effet anormal constaté n'était pas spécifique au laser, nous avons néanmoins continué nos mesures. En effet, le laser, permettant de disposer de puissances relativement considérables dans l'infra-rouge, offre des possibilités nouvelles. Il nous a permis de mettre en évidence deux phénomènes non signalés par ces auteurs : la non linéarité de la réponse, déjà mentionnée, et le fait que l'effet photoélectrique anormal paraît localisé en quelques zones de très petites dimensions irrégulièrement réparties sur la photocathode. Enfin quelques mesures ont pu être effectuées à $2,05 \mu$, soit nettement plus loin qu'aucun effet photoélectrique signalé jusqu'ici à notre connaissance.

Nous avons, en outre, non sans difficultés, effectué quelques mesures à $20^\circ K$, soit sensiblement plus bas que TAFT et PHILIPP, et constaté une nouvelle augmentation de l'effet photoélectrique anormal.

Dans le CHAPITRE I, nous commencerons par étudier le principe du Laser : exposé que nous restreindrons parfois à l'étude de cas particuliers.

Puis, après avoir rappelé dans le CHAPITRE II la théorie générale de l'effet photoélectrique normal, tant du point de vue de la variation de la sensibilité spectrale, que du point de vue de la distribution d'énergie des photoélectrons émis, nous examinerons, dans le CHAPITRE III, les différents appareils utilisés pour effectuer nos mesures. Enfin, le CHAPITRE IV exposera les quelques résultats obtenus.

2 bis

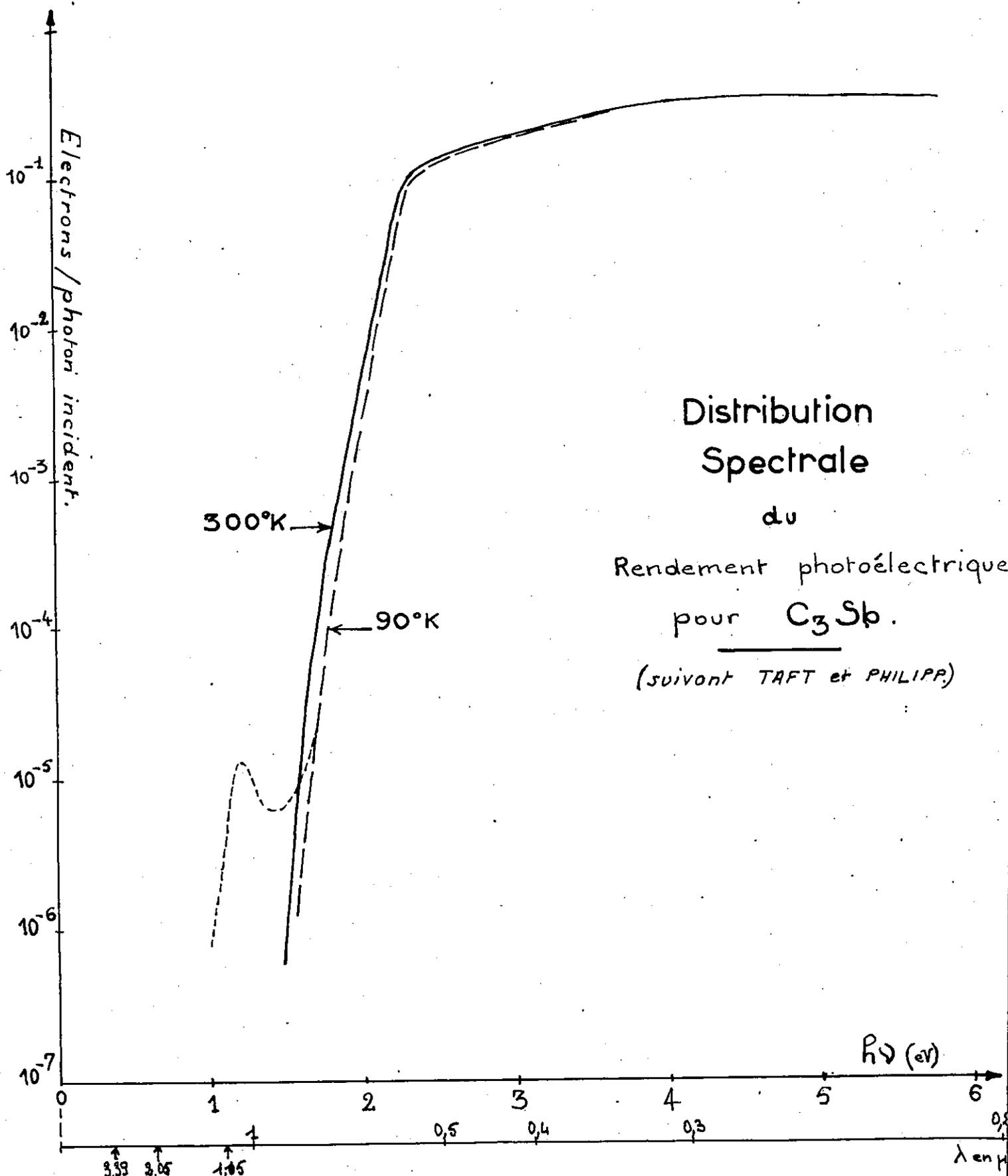


Figure 1.

CHAPITRE I - PRINCIPE DU LASER

I - A - EMISSION INDUITE

Dans cette étude, nous nous intéresserons aux interactions du rayonnement électromagnétique avec la matière, interaction se manifestant par des transitions entre niveaux énergétiques quantifiés [3].

I.A-1 - Nécessité de l'émission induite

Supposons que les seuls états énergétiques possibles d'un système d'atomes ou de molécules dont la seule agitation soit d'origine thermique, soient caractérisés par les énergies E_1 et E_2 ($E_2 > E_1$) ; les populations de ces états sont respectivement N_1 et N_2 .

Le nombre dN_1 d'atomes par unité de volume qui retournent à l'état 1 pendant un temps dt en effectuant une transition radiative est :

$$dN_1 = A_{21} \cdot N_2 \cdot dt$$

De même, le nombre de photons absorbés par unité de volume pendant le même temps dt est

$$dN_a = B_{12} \cdot N_1 \cdot \rho(\nu) \cdot dt$$

où $\rho(\nu)$ est la densité d'énergie sur la fréquence ν correspondant à la transition : $E_2 - E_1 = h\nu$

Les probabilités A_{21} et B_{12} sont les coefficients d'EINSTEIN et sont liés par la relation :

$$\frac{A_{21}}{B_{12}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3}$$

Mais ces hypothèses sont insuffisantes pour rendre compte des variations de $\rho(\nu)$ avec la fréquence. (Elles conduisent en effet non pas à la loi de Planck mais à celle de Wien.) C'est pour expliquer ce phénomène qu'EINSTEIN a été amené à postuler l'existence d'une émission induite par le champ électromagnétique. Lors de cette émission induite (ou stimulée) :

$$dN_2^i = B_{21} \cdot N_2 \cdot \rho(\nu) \cdot dt$$

B_{21} étant la probabilité d'absorption induite. Dans ces conditions, l'équilibre thermique se traduit par :

$$[A_{21} + B_{21} \cdot \rho(\nu)] \cdot N_2 = B_{12} \cdot N_1 \cdot \rho(\nu)$$

En outre, les populations des niveaux obéissent à une statistique de BOLTZMANN :

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(\frac{-h\nu}{kT}\right)$$

ce qui nous permet de déduire que :

$$\begin{cases} B_{12} = B_{21} \\ \rho(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{21}} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \end{cases}$$

$\rho(\nu)$ suit alors la loi de Planck.

I.A-2 - Relation entre coefficient d'absorption et probabilité d'absorption

Expérimentalement, l'absorption peut être décrite par un coefficient k défini par :

$$k = - \frac{1}{\Phi} \frac{d\Phi}{dx} \quad \text{ou} \quad \Phi = \Phi_0 \cdot \exp(-kx)$$

Φ_0 étant le flux incident sur la matière absorbante, Φ ce qu'il en reste quand le faisceau a traversé l'épaisseur x .

Si W est l'énergie par unité de volume, transportée par le faisceau, et Φ le flux par unité de surface :

$$\Phi = c \cdot W$$

$$\frac{d\Phi}{dx} = \frac{c \cdot dW}{c \cdot dt} = \frac{dW}{dt}$$

$$\text{soit} \quad k = - \frac{1}{c \cdot W} \cdot \frac{dW}{dt}$$

Or l'énergie dW perdue pendant le temps dt , provient de l'absorption par les atomes dans l'état 1 :

$$dW_a = h\nu \cdot dN_a = - h\nu \cdot B_{12} \cdot N_1 \cdot \rho(\nu) \cdot dt$$

Sous l'action du champ se produit également l'émission induite :

$$dW_i = h\nu \cdot dN_i = h\nu \cdot B_{21} \cdot N_2 \cdot \rho(\nu) \cdot dt$$

Finalement :

$$dW = dW_a + dW_i$$

ce qui conduit à

$$k = \frac{h\nu}{c} \cdot B_{21} \cdot (N_1 - N_2) \cdot \frac{\rho(\nu)}{W}$$

Or tout se passe comme si la raie était rectangulaire avec une largeur $\Delta\nu$.

$$\text{Donc :} \quad W = \rho(\nu) \cdot \Delta\nu$$

et par suite :

$$k = \frac{1}{\Delta\nu} \cdot \frac{h\nu}{c} \cdot B_{21} \cdot (N_1 - N_2)$$

Sans action extérieure, N_1 est supérieur à N_2 ; k est positif : il y a bien absorption.

4 bis

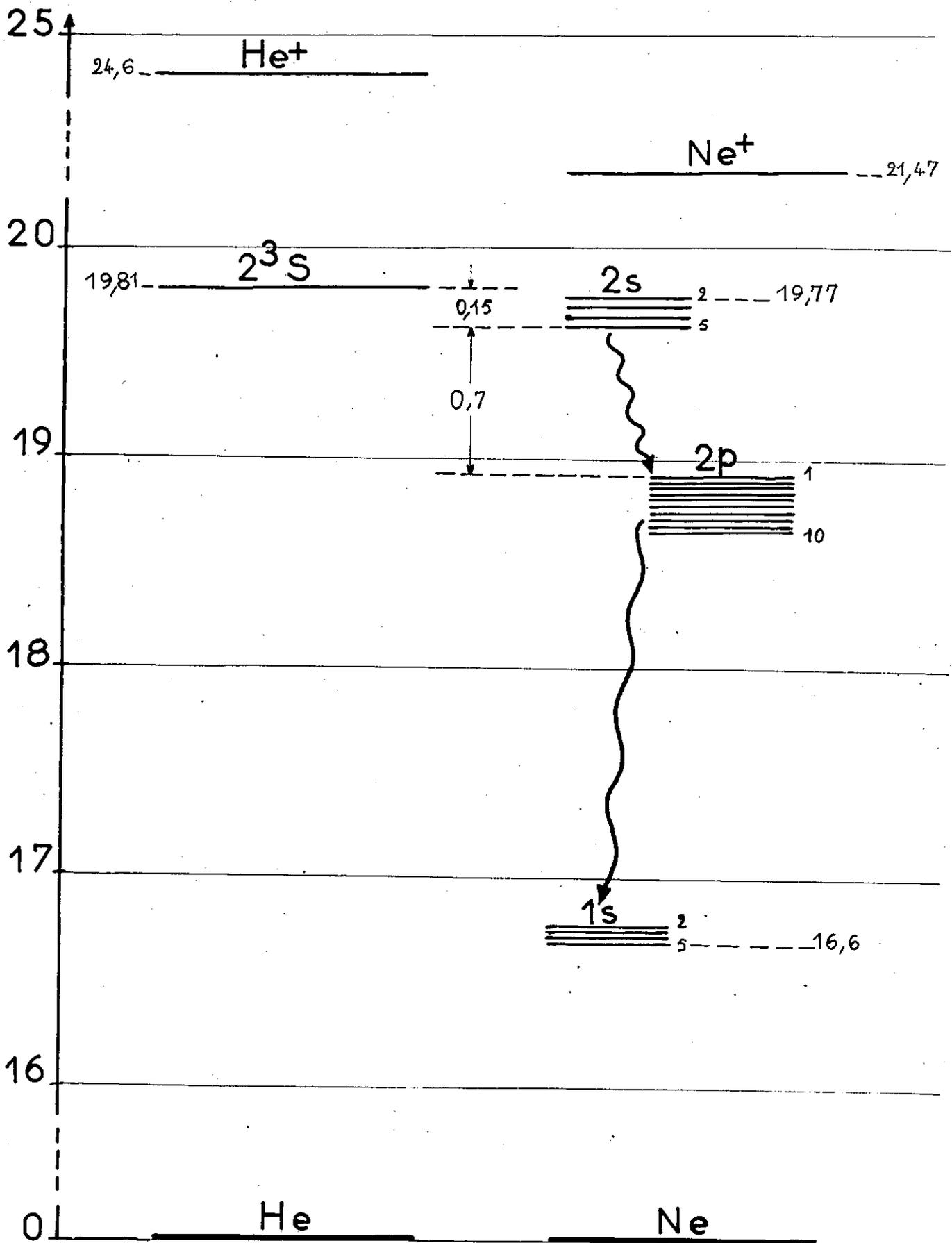


Diagramme des Niveaux d'énergie des atomes Hélium et Néon.

Figure 1 bis.

I.A-3 - Application de l'émission induite

Lorsque l'excitation est purement thermique, la population relative des différents états d'énergie d'un atome suit une distribution de BOLTZMANN où chaque état a une population plus faible que celles des états de moindre énergie. C'est pourquoi, on nomme souvent la condition : $N_2 > N_1$ si $E_1 < E_2$: inversion de population ; le milieu n'est plus alors en équilibre thermique.

Mais dans les calculs précédents, aucune hypothèse restrictible n'a été faite sur les nombres N_1 et N_2 . Si nous savons réaliser une répartition entre les deux niveaux de manière que $N_2 > N_1$, c'est-à-dire l'inversion de population, nous aurons alors k négatif, et le flux ϕ sera une fonction croissante de l'épaisseur traversée.

Le milieu se comportera comme un amplificateur de flux lumineux.

I - B - INVERSION DE POPULATION

Différents procédés sont employés pour réaliser cette inversion de population.

Le pompage optique est utilisé dans le cas des lasers à solide (ex : laser à rubis), et pour certains lasers à gaz comme le laser à vapeur de césium.

En général, pour les lasers à gaz, les mécanismes d'excitation sont les suivants : [4]

- impact électronique (lasers à gaz rares purs).
- transfert d'excitation dans des collisions atome-atome non élastiques (laser hélium-néon)
- dissociation moléculaire dans des collisions atome-molécule (laser argon-oxygène)

A titre d'exemple, nous traiterons le cas du mélange Hélium-Néon [5], couramment employé pour obtenir l'effet laser de manière continue.

I.B-1 - Diagramme des niveaux d'énergie des atomes d'Hélium et de Néon (figure 1 bis).

I.B-1.a - Hélium

Le niveau 2^3S de l'hélium est métastable et se situe au voisinage de 19,8 eV par rapport à l'état fondamental. C'est le premier état excité et sa durée de vie est grande.

5 bis

TRANSITIONS pour lesquelles des oscillations optiques continues ont été
obtenues, pour le mélange He - Ne :

λ dans l'air en μ .	Transition L S.
0,6328	$3s_2 - 2p_4$
1,0798	$2s_3 - 2p_7$
1,0845	$2s_2 - 2p_6$
1,1143	$2s_4 - 2p_8$
1,1177	$2s_5 - 2p_9$
1,1390	$2s_2 - 2p_8$
1,1409	$2s_2 - 2p_5$
1,1523	$2s_2 - 2p_4$ ← dominante pour le même état supérieur
1,1601	$2s_2 - 2p_3$
1,1614	$2s_3 - 2p_5$
1,1767	$2s_2 - 2p_2$
1,1985	$2s_3 - 2p_2$
1,2066	$2s_5 - 2p_6$
1,5231	$2s_2 - 2p_1$
3,3913	$2s_2 - 3p_4$ ← dominante pour le même état supérieur

Durée de vie des états 2s et 2p du Néon en nanosecondes :

$2s_2$	$2s_3$	$2s_4$	$2s_5$	$2p_1$	$2p_2$	$2p_3$	$2p_4$	$2p_5$	$2p_6$	$2p_7$	$2p_8$	$2p_9$	$2p_{10}$
96	160	98	110	<8	<10	<13	12	<11	13	13	16	17	<20

FIGURE 2

I.B-1.b - Néon

Les niveaux de plus faible énergie (1 s) se trouvent au voisinage de 16,6 eV et sont séparés les uns des autres par quelques dixièmes d'électron-volts. Il existe ensuite dix niveaux (2p) régulièrement espacés, puis les niveaux (2 s) près de 19,7 eV. d'autres états excités se situent au-dessus de ces quatre niveaux (2s).

I.B-2 - Réalisation de l'inversion de population dans le cas du mélange Hélium-Néon :

C'est entre les niveaux (2s) - (2p) du néon que nous allons réaliser l'inversion de population. Il faut pour cela :

- peupler le niveau supérieur préférentiellement
- dépeupler le niveau inférieur pendant le phénomène pour que celui-ci puisse se produire de manière continue.

La deuxième condition est remplie par le fait que la durée de vie des niveaux (2p) est très inférieure à celle des niveaux (2s) et à la durée des transitions $2s \rightarrow 2p$ (figure 2).

Lors d'une collision entre un atome d'hélium excité dans l'état métastable (2^3S), et un atome de néon dans l'état fondamental, He a suffisamment d'énergie pour exciter un atome de Néon dans un état d'énergie inférieure à 19,8 eV. Après la collision, He retombe dans l'état fondamental tandis que Ne est porté dans un des états (2s) puisque la probabilité d'excitation des niveaux (2s) est alors supérieure à celle des niveaux (2p). L'énergie supplémentaire possédée initialement par les atomes He (2^3S) contribue aux mouvements des atomes.

Ces collisions permettent ainsi de peupler sélectivement le niveau supérieur.

I.B-3 - Excitation du mélange actif

Cette excitation se produit par décharge électrique. Une décharge haute fréquence permet d'employer des électrodes externes, ce qui assure convenablement la pureté du mélange de gaz.

Par contre, une décharge continue nécessitant des électrodes internes a l'avantage de ne pas rayonner et d'offrir la possibilité éventuelle du contrôle facile de la puissance.

I.C - CAVITE RESONNANTE

Tout amplificateur peut être transformé en auto-oscillateur en ramenant à l'entrée du système une partie de l'énergie sortante dans des conditions convenables. Une façon de réaliser ce couplage rétro-actif (feedback) consiste à enfermer l'amplificateur dans une cavité à parois semi-réfléchissantes de telle sorte qu'une partie seulement de l'énergie

puisse s'échapper et que le reste soit réinjecté dans le système. Ce dernier produit alors des oscillations entretenues si la fréquence qu'il est capable d'amplifier coïncide avec l'une de celles sur lesquelles la cavité peut résonner.

Dans la domaine optique, la cavité peut être constituée par un interféromètre Fabry-Perot à l'intérieur duquel est placé le milieu actif.

I. C-1 - Rappel des propriétés classiques de l'interféromètre Fabry-Perot

Appelons R, T et A les facteurs respectivement de réflexion, de transmission et d'absorption des miroirs du Fabry-Perot, tels que :

$$R + T + A = 1$$

I.C.1.a - Amplitudes des rayons successifs

En prenant l'amplitude et l'intensité du rayon incident pour unité, les amplitudes (modules) des rayons successifs qui traversent le Fabry-Perot sont indiquées sur la figure (3 - a).

ρ_1 et ρ_2 sont les facteurs de réflexion intérieure pour les amplitudes, τ_1 et τ_2 , les facteurs de transmission.

Le $q^{i\text{ème}}$ rayon transmis a donc comme amplitude :

$$\tau^2 (\rho^2)^{(q-1)}$$

$$\text{avec } \begin{cases} \tau = \sqrt{\tau_1 \cdot \tau_2} \\ \rho = \sqrt{\rho_1 \cdot \rho_2} \end{cases}$$

soit encore :

$$T R^{(q-1)}$$

$$\text{avec } \begin{cases} R = \sqrt{R_1 \cdot R_2} \\ T = \sqrt{T_1 \cdot T_2} \end{cases}$$

$$\begin{aligned} R_1 &= \rho_1^2 \\ R_2 &= \rho_2^2 \\ T_1 &= \tau_1^2 \\ T_2 &= \tau_2^2 \end{aligned}$$

I.C.1.b - Composition des rayons

Comme les pouvoirs réflecteurs des miroirs sont élevés, tous les rayons transmis doivent être envisagés pour faire le calcul.

En tenant compte de tous les déphasages, l'amplitude complexe du $q^{i\text{ème}}$ rayon transmis est :

$$A_q = t_1 t_2 [R \cdot e^{-j\varphi'}]^{(q-1)}$$

$$\text{avec } \begin{cases} \varphi' = \varphi + \delta_1 + \delta_2 \end{cases}$$

$$\varphi = 2\pi \sigma \Delta = 2\pi \sigma \times 2ne \cdot \cos(\theta)$$

e = épaisseur de l'interféromètre.

On en déduit que l'intensité est, en sommant sur tous les rayons, de $q = 1$ à q infini :

$$I = I_0 \cdot \frac{T^2}{1 + R^2 - 2R \cos \varphi'}$$

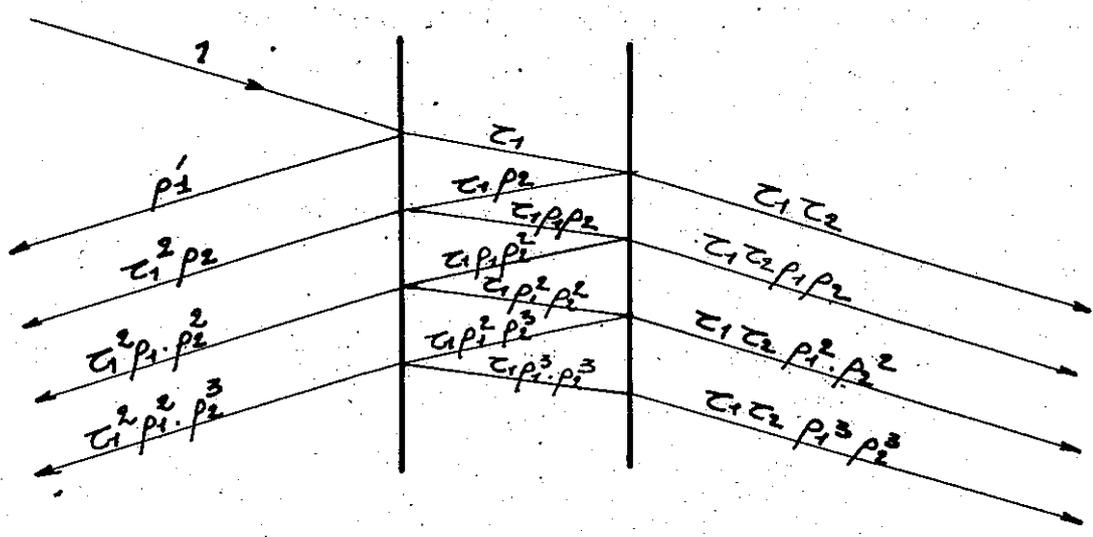
I_0 = intensité du rayon incident.

Soit encore

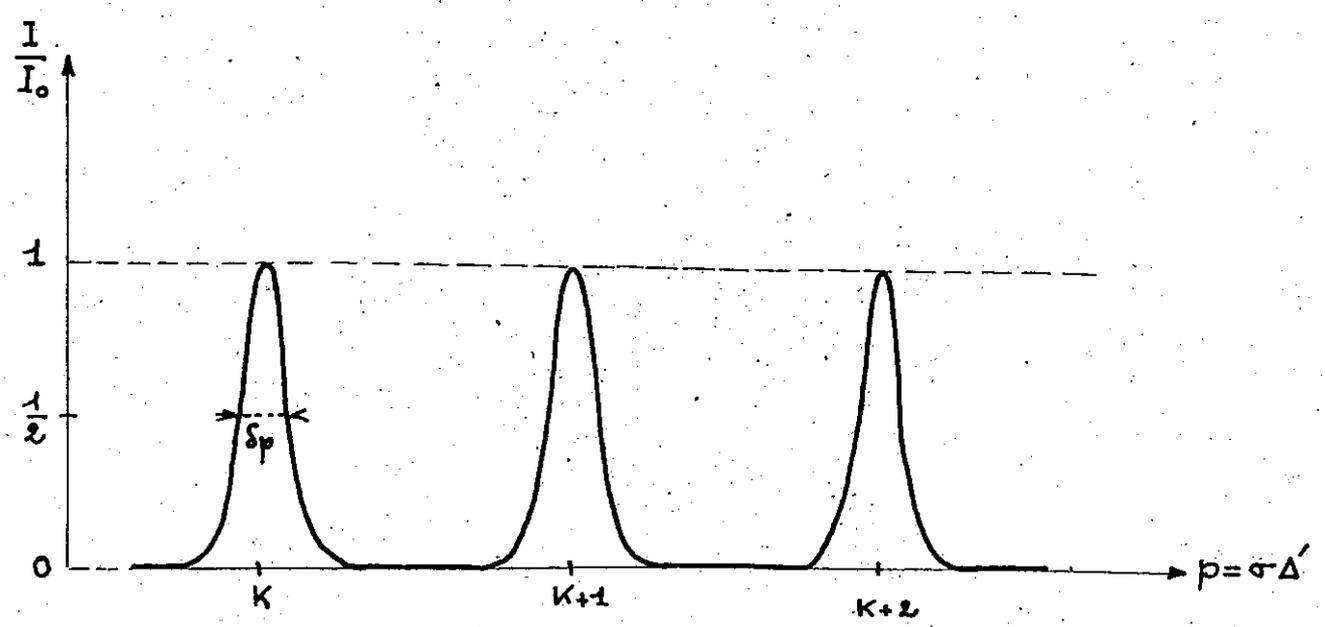
$$I = I_0 \cdot \mathcal{C} \cdot \frac{1}{1 + m \cdot \sin^2\left(\frac{\varphi'}{2}\right)}$$

.../...

6 bis



a. - Amplitudes des rayons successifs.



b. - Courbe d'AIRY.
(Avec $A = 0.$)

Figure 3.

en posant

$$\begin{cases} \mathcal{E} = \left(\frac{T}{1-R} \right)^2 \\ m = \frac{4R}{(1-R)^2} \\ p = \frac{\varphi'}{2\pi} = \sigma \cdot \Delta' \end{cases}$$

Cette fonction est celle d'Airy : $\mathcal{A} = \frac{1}{1 + m \cdot \sin^2 p\pi}$

représentée figure 3b. Les pics correspondent à toutes les valeurs entières de p : l'interféromètre éclairé en lumière blanche contenant toutes les fréquences, se comporte comme un filtre.

I.C.1.c - Coefficient de finesse

Si m est grand, ce qui se produit pour R élevé, avec une bonne approximation, nous pouvons considérer que la largeur d'un pic est :

$$\delta p = \frac{2}{\pi \sqrt{m}} = \frac{1-R}{\pi \sqrt{R}}$$

On en déduit immédiatement le coefficient de finesse :

$$N = \frac{1}{\delta p} = \frac{\pi \sqrt{R}}{1-R}$$

N augmente très vite avec R, et à la limite nous aurions :

$$N \rightarrow \infty \text{ si } R \rightarrow 1.$$

I.C-2 - Qualités de la lumière émise par un Laser

I.C.2.a - Largeur de raie

Supposons maintenant que les deux miroirs de l'interféromètre soient séparés par un milieu dont le coefficient d'absorption soit égal à k. Alors, à chaque traversée, l'amplitude d'un rayon se voit modifiée dans un rapport $G = \exp(-k \cdot e)$.

tout revient donc à considérer que le nouveau facteur de réflexion est GR, au lieu de R comme il était précédemment. Par suite, les termes précédents deviennent :

$$\begin{cases} \mathcal{E} = \left(\frac{T}{1-GR} \right)^2 \\ N = \frac{\pi \sqrt{GR}}{1-GR} \end{cases}$$

Or, nous avons vu que le milieu actif se comporte comme un amplificateur, c'est-à-dire avec :

$$k < 0$$

$$\boxed{G > 1}$$

Si $G \rightarrow \frac{1}{R}$, nous constatons que :

$$G \rightarrow \infty$$

$$N \rightarrow \infty$$

Donc, après l'accrochage du Laser ($G = \frac{1}{R}$) l'intensité lumineuse devrait être infiniment grande et les raies infiniment fines. Mais, comme dans tout oscillateur, un phénomène de saturation se produit : le taux de pompage, cause de l'amplification ne peut être infini. En outre, l'émission spontanée, qui existe toujours, limite également la finesse qui ne peut devenir ainsi infiniment petite.

En fonctionnement, une fois le régime permanent établi, les approximations linéaires que nous avons faites pour établir nos calculs ne sont plus valables, et les différents modes d'oscillations que l'on peut constater, sont très complexes à étudier.

Nous pouvons néanmoins comprendre par ce raisonnement simpliste que le laser nous permet donc d'obtenir un rayonnement très monochromatique, l'intensité des raies obtenues étant énormément grande.

I.C.2.b - Cohérence

Sous l'action des multiples réflexions sur les miroirs, un système d'ondes stationnaires est susceptible de s'établir : la cavité oscille suivant un mode déterminé.

En régime permanent, le champ électromagnétique vibre partout en phase à l'intérieur de la cavité avec une certaine fréquence. La densité d'énergie devient alors très grande dans certains plans créant les transitions induites dont la phase et la fréquence sont les mêmes que celles du champ électromagnétique. Seules les transitions induites sont responsables de l'émission laser ; leur puissance émise ainsi est grande par rapport à la puissance spontanée.

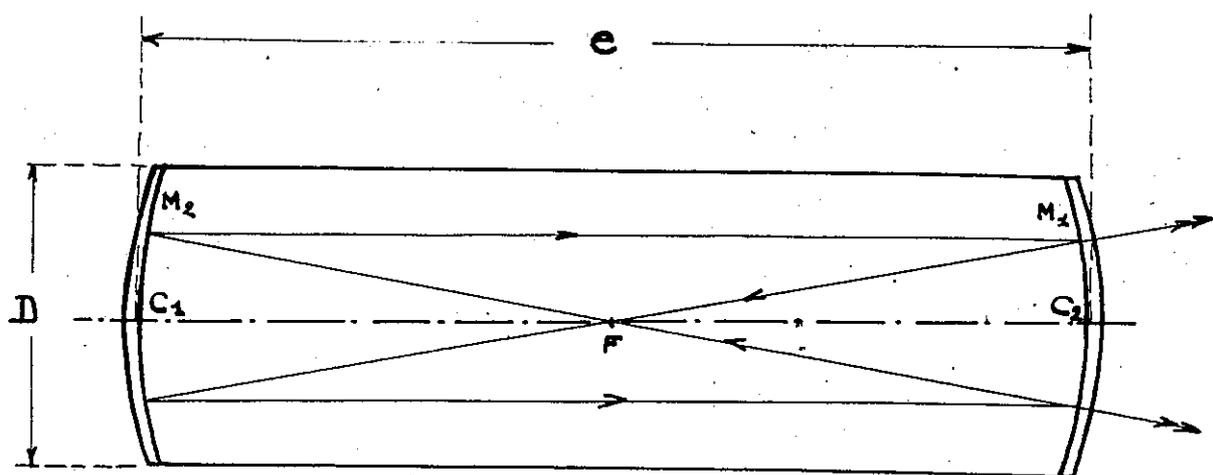
Le Laser est donc une source cohérente parce que tous les atomes émetteurs ont des phases liées.

I.C.2.c - Directivité

Le Laser est une source fortement directive.

Seuls les rayons axiaux interviennent dans l'amplification, les rayons obliques ne pouvant subir un grand nombre de réflexions. A l'extérieur de la cavité, l'onde est plane et se propage perpendiculairement à l'axe. En réalité, la répartition d'amplitude dans un plan de front n'est pas uniforme

9 bis



FABRY-PEROT confocal.

$$\begin{cases} D = 30 \text{ mm.} \\ e = 2598 \text{ mm.} \end{cases}$$

Figure 4 .

et présente un maximum au centre.

Négligeons cet effet ^{que} et appliquons la théorie de la diffraction de PRAUNHOFER. Nous trouvons/le rayonnement à l'infini se fait en réalité dans un cône dont l'angle au sommet est de l'ordre de :

$$\theta = \frac{\lambda}{D} \quad D = \text{diamètre des miroirs}$$

L'étendue du faisceau est alors :

$$U = \Omega \cdot S \quad \Omega = \text{angle solide du cône}$$

$$S = \text{surface du miroir}$$

$$U = \frac{\pi \theta^2}{4} \cdot \frac{\pi D^2}{4}$$

$$U = \frac{\pi^2}{16} \cdot \lambda^2$$

$$\boxed{U \approx \lambda^2}$$

Cette étendue est très petite ; par suite la luminance du laser :

$L = \frac{W}{U}$, rapport de la puissance émise par l'étendue, peut être extraordinairement grande.

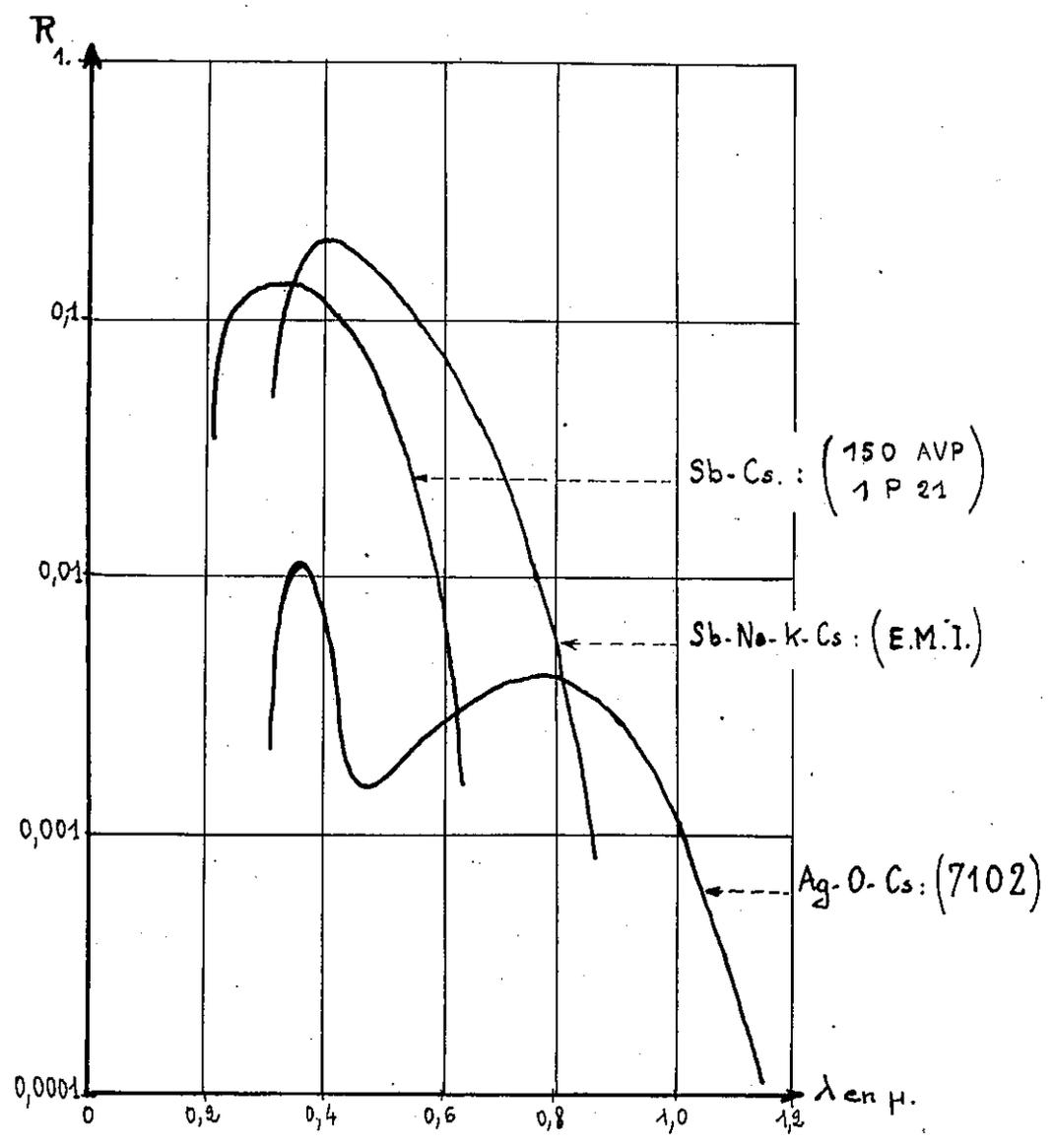
I.C-3 - Autres cavités utilisées :

Pour des raisons de commodité de réglage, on préfère souvent remplacer un ou les deux miroirs plans de l'interféromètre classique.

Dans le cas du Fabry-Perot confocal (fig.4) les deux miroirs concaves centrés sont placés de telle manière que leurs foyers soient confondus ; le système est réglé quand le centre de l'un coïncide avec le sommet de l'autre, ce qui s'obtient en superposant les différentes images de croisées de fils placées sur les miroirs. Ce réglage est beaucoup plus facile que celui du parallélisme de deux miroirs plans.

Avec des miroirs sphériques, les pertes d'énergie par diffraction sont, en outre plus faibles que dans le cas de miroirs plans, et l'on peut considérer qu'elles proviennent essentiellement du fait que les miroirs n'ont pas volontairement un coefficient de réflexion égal à 1. Les pertes dues au déplacement latéral créé par la diffraction sont en effet négligeables devant celles-ci.

10 bis



Rendement quantique
des différentes
photocathodes

Figure 5.

CHAPITRE I I - THEORIE DE L'EFFET PHOTOELECTRIQUE

II - A - CONSIDERATIONS GENERALES

Découvert par HERTZ et HALLWACHS en 1887 - 1888, l'effet photoélectrique fut interprété par EINSTEIN au moyen de l'hypothèse des quanta en 1905. L'essentiel de la théorie moderne fut élaboré vers 1935 - 1937.

Il consiste en l'éjection des électrons de la surface d'un solide soumis à un rayonnement visible ou ultra-violet.

Le nombre des photoélectrons émis par unité de temps est proportionnel à l'intensité du rayonnement incident : par suite, le rendement photoélectrique, qui est le nombre de photoélectrons par quantum incident, est indépendant de l'intensité.

Les facteurs les plus importants qui déterminent le rendement photoélectrique sont :

- 1 - la fréquence du rayonnement
- 2 - l'état de polarisation et l'angle d'incidence dans le cas de surfaces présentant un poli optique
- 3 - la nature du corps
- 4 - l'état de contamination de la surface par les gaz absorbés.

II - B - DISTRIBUTION SPECTRALE

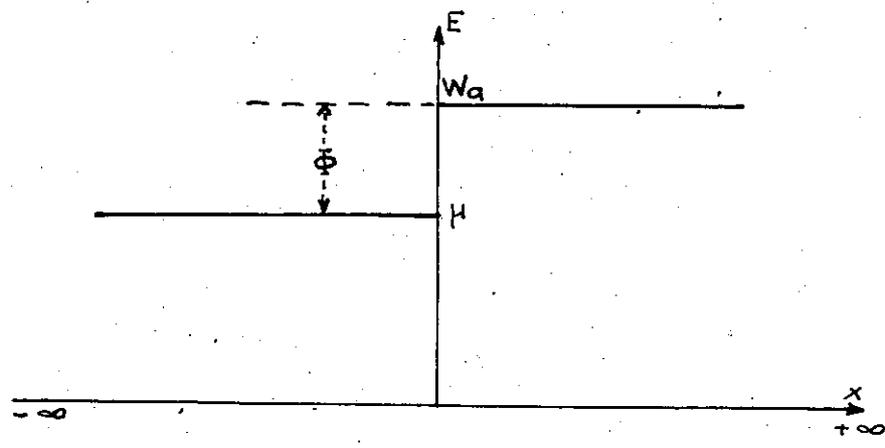
II.B.1 - Existence du seuil photoélectrique

La courbe de distribution spectrale représente les variations du rendement photoélectrique en fonction de la fréquence de la radiation incidente (figure 5).

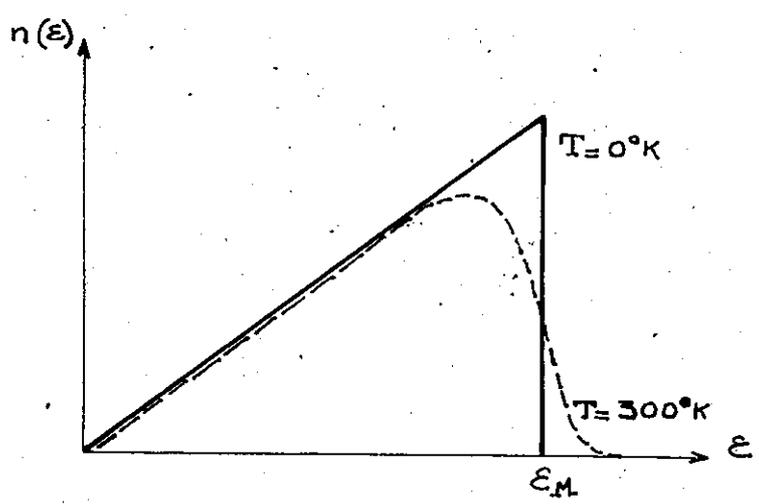
Un fait caractéristique est un seuil apparent en fréquence, c'est-à-dire une fréquence minimum de radiation au-dessous de laquelle l'effet n'est plus décelable. L'évaluation de ce seuil apparent, puisque le rendement décroît rapidement, mais ne devient pas nul, dépend évidemment de la sensibilité de l'appareil utilisé.

En outre, l'étude de la distribution d'énergie des photoélectrons émis prouve qu'il existe une énergie cinétique maximum d'émission E_M ; ce maximum d'énergie est indépendant de l'intensité, mais dépend de la fréquence de la radiation. Ces résultats conduisirent EINSTEIN à supposer que l'émission photoélectrique pouvait s'expliquer par l'hypothèse des quanta de PLANCK : l'énergie $h\nu$ d'un quantum de la radiation est absorbée

11 bis



a. Modèle de Sommerfeld
pour un métal.



b. Distribution théorique d'énergie
des photoélectrons,
(selon la théorie de Du Bridge.)

Figure 6.

par un électron du métal.

Si Φ est la fonction-travail du métal, c'est-à-dire la perte d'énergie cinétique pour l'électron sortant, le maximum d'énergie cinétique peut s'écrire :

$$\mathcal{E}_M = h\nu - \Phi$$

Par suite, le seuil est défini par :

$$\nu_0 = \frac{\Phi}{h} \quad \text{pour} \quad \mathcal{E}_M = 0$$

II.B.2 - Variations du rendement quantique

Nous allons rappeler ici, brièvement, les éléments de la théorie de FOWLER-DUBRIDGE en suivant l'exposé de R.J. MAURER [6] ; nous développerons ensuite les calculs, en nous intéressant spécialement aux régions voisines du seuil photoélectrique.

La théorie de FOWLER-DUBRIDGE concernant la courbe de distribution spectrale rend compte de la variation du rendement γ avec la température et permet de donner un sens physique et non ambigu au seuil existant en fréquence. Cette théorie concerne l'émission essentiellement en surface : elle a été développée en utilisant le modèle de SOMMERFELD d'un métal, (figure 6a), qui exclut automatiquement la possibilité d'absorption optique en volume, et elle prend bien compte du phénomène près du seuil ν_0 . ($\nu_0 = c \cdot \sigma_0$).

Dans ces conditions :

$$h \cdot \nu_0 = W_0 - \mu.$$

W_0 représente la hauteur de la barrière de potentiel existant à la surface du métal ; μ est l'énergie du niveau de Fermi dont les variations avec la température pourront être négligées.

Ainsi, FOWLER et DUBRIDGE ont montré que la rendement quantique est donné par :

$$\gamma = \alpha \cdot A \cdot T^2 \cdot \Phi(x)$$

avec $x = \frac{h\nu - (W_0 - \mu)}{kT}$

La constante : $A = \frac{4\pi m k^2}{h^3}$ est proportionnelle à la constante

universelle de l'émission thermoionique. La constante α indéterminée théoriquement est égale à la fraction d'électrons qui, par unité de temps

et par unité d'aire, arrivent à la surface de la cathode, absorbent un quantum d'énergie et s'échappent, ceci quand nous prenons l'intensité de la radiation incidente égale à l'unité.

$\Phi(x)$ représente les séries :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi(x) = \left[\exp(x) - \frac{1}{2^2} \exp(2x) + \frac{1}{3^2} \exp(3x) \dots \right] \quad \text{si } x \ll 0 \\ \Phi(x) = \left[\frac{x^2}{2} + \frac{\pi^2}{6} - \left\{ \exp(-x) - \frac{1}{2^2} \exp(-2x) + \frac{1}{3^2} \exp(-3x) \dots \right\} \right] \quad \text{si } x \gg 0 \end{array} \right.$$

Enfin :

- W_a est la barrière de potentiel,
- μ est l'énergie du niveau de Fermi
- ν est la fréquence du rayonnement incident
- T est la température absolue
- h est la constante de PLANCK
- k est la constante de BOLTZMANN

Dans ces conditions, nous pouvons écrire :

$$x = \frac{h(\nu - \nu_0)}{kT}$$

soit encore, compte-tenu de $\begin{cases} \nu = c \cdot \sigma \\ \nu_0 = c \cdot \sigma_0 \end{cases}$

$$x = \frac{hc}{k} \cdot \frac{(\sigma - \sigma_0)}{T}$$

Posons: $B = \frac{hc}{k}$

$$B = \frac{6,55 \cdot 10^{-34} \times 2,997 \cdot 10^8}{1,38 \cdot 10^{-23}} = 1,42 \cdot 10^{-2}$$

donc : $x = 1,42 \cdot \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{T} \right)$ avec $\begin{cases} \sigma \text{ en cm}^{-1} \\ T \text{ en } ^\circ \text{K} \end{cases}$

Donnons maintenant des formes approchées de l'expression du rendement quantique pour des valeurs de fréquences très supérieures, voisines et très inférieures à celle du seuil.

II.B.2.a - Fréquences très supérieures à ν_0 :

L'inégalité : $\sigma - \sigma_0 \gg T$ traduit cette hypothèse, qui entraîne $x \gg 1$.

Pour des fréquences suffisamment grandes, $\Phi(x)$ tendra donc vers $\left(\frac{x}{2}\right)^2$ puisque chaque exponentielle tend vers zéro. Alors :

$$Y \simeq \alpha \cdot A \cdot T^2 \left(\frac{x^2}{2}\right)$$

$$Y \simeq \alpha \cdot A \cdot T^2 \frac{(1,42)^2}{2} \frac{(\sigma - \sigma_0)^2}{T^2}$$

soit
$$Y \simeq \alpha \cdot A \cdot (\sigma - \sigma_0)^2$$

Le rendement quantique est donc indépendant de la température et proportionnel au carré de l'écart :

(fréquence du rayonnement - fréquence du seuil.)

Expérimentalement, la courbe de distribution spectrale présente un maximum à une fréquence égale à un peu moins du double de la fréquence du seuil. Puisque, pour la majorité des métaux, le seuil se situe au voisinage de 4 eV, ce maximum appartient ordinairement à une région relativement inaccessible de l'ultra-violet. Toutefois, les alcalins et les alcalino-terreux ont des seuils à des fréquences suffisamment basses pour permettre d'observer convenablement le maximum dans la courbe de distribution spectrale.

II.B.2.b - Fréquences voisines de ν_0 :

Si $(\nu - \nu_0)$ tend vers zéro, x tend vers zéro et par suite :

$$\begin{aligned} \Phi(x) \simeq & \left(1 + \frac{x}{1!} + \dots\right) \\ & - \frac{1}{2^2} \left(1 + \frac{2x}{1!} + \dots\right) \\ & + \frac{1}{3^2} \left(1 + \frac{3x}{1!} + \dots\right) \\ & + \dots + \frac{(-1)^{n+1}}{n^2} \left(1 + \frac{nx}{1!} + \dots\right) + \dots \end{aligned}$$

ou :

$$\Phi(x) \simeq \left[1 - \frac{1}{4} + \frac{1}{9} + \dots + \frac{(-1)^{n+1}}{n^2} + \dots\right] + x \left[1 - \frac{1}{2} + \frac{1}{3} + \dots + \frac{(-1)^{n+1}}{n} + \dots\right]$$

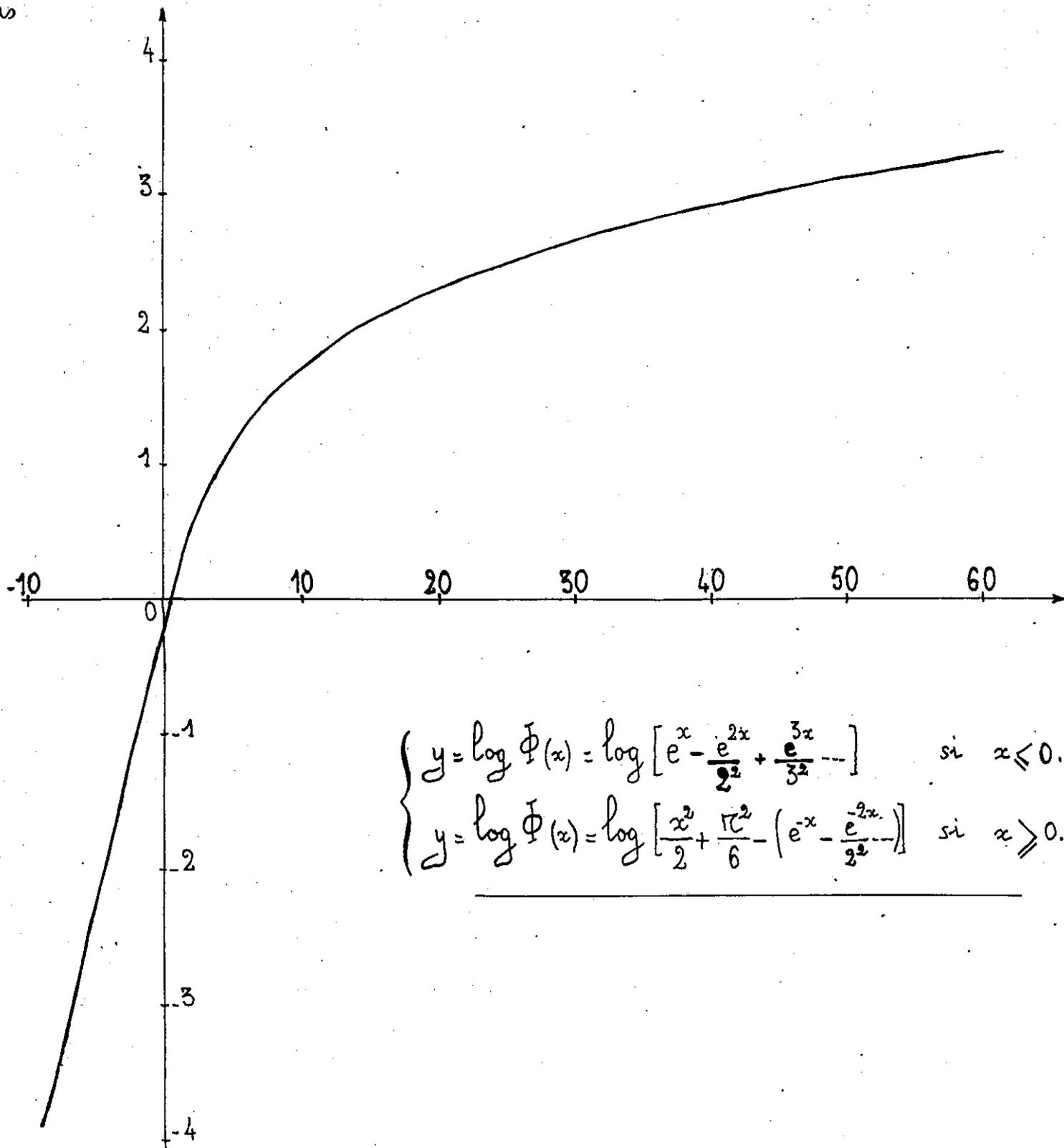
$$\Phi(x) \simeq \frac{\pi^2}{12} + x \cdot \text{Log}(2).$$

soit :

$$\Phi(x) \simeq 0,822 + 0,693 \cdot x$$

.../...

14 bis



$$\begin{cases} y = \log \Phi(x) = \log \left[e^x - \frac{e^{-2x}}{2^2} + \frac{e^{3x}}{3^2} \dots \right] & \text{si } x \leq 0. \\ y = \log \Phi(x) = \log \left[\frac{x^2}{2} + \frac{\pi^2}{6} - \left(e^{-x} - \frac{e^{-2x}}{2^2} \dots \right) \right] & \text{si } x \geq 0. \end{cases}$$

Fonction de FOWLER.

Figure 7.

$\Phi(x)$ reste voisin de la valeur (0,8) pour un domaine très restreint de fréquences entourant ν_0 , domaine d'autant plus petit que T se rapproche de 0°K.

Pour $\nu = \nu_0$: le rendement quantique est proportionnel au carré de la température :

$$\gamma \simeq \alpha \cdot A \cdot \frac{\pi^2}{12} T^2$$

II.B.2.c - Fréquences très inférieures à ν_0 :

Si $(\sigma_0 - \sigma) \gg T$, $x \ll -1$

et $\Phi(x) \simeq \exp(x)$

Donc :

$$\gamma \simeq \alpha \cdot A \cdot T^2 \cdot \exp\left[-1,42 \cdot \frac{(\sigma_0 - \sigma)}{T}\right]$$

Le rendement quantique a ici une valeur d'autant plus faible que l'écart $(\sigma_0 - \sigma)$ est grand. Cherchons les variations de γ avec la température :

$$\frac{d\gamma}{dT} = \alpha A \cdot [2T + 1,42(\sigma_0 - \sigma)] \cdot \exp\left[-1,42 \frac{(\sigma_0 - \sigma)}{T}\right]$$

$\frac{d\gamma}{dT}$ est positif : le rendement quantique augmente avec la température.

le terme exponentiel varie très vite avec la température, d'autant plus vite que $(\sigma_0 - \sigma)$ est grand.

$\frac{d\gamma}{dT}$ augmente donc très rapidement avec T. Par conséquent, le rendement γ croît de manière encore plus rapide avec la température et ceci d'autant plus que l'on est loin du seuil.

II.B.2.d - Cas général

Lorsque l'on ne peut donner des formes approchées du rendement :

$$\gamma = \alpha A T^2 \Phi(x)$$

Il est commode d'employer comme représentation graphique :

$$\log\left[\frac{\gamma}{T^2}\right] = \log[\alpha A] + \log[\Phi(x)]$$

$\log\left[\frac{\gamma}{T^2}\right]$ ne diffère alors que d'une constante de la fonction universelle $\log[\Phi(x)]$, connue sous le nom de Fonction de Fowler. (figure 7).

II - C - DISTRIBUTION D'ENERGIE DES ELECTRONS

II.C.1 - Etude théorique

La distribution d'énergie des photoélectrons émis par un métal de SOMMERFELD a été calculée par DU BRIDGE, en supposant :

- le coefficient de transmission de la barrière superficielle indépendant de l'énergie cinétique des électrons émis ,
- les collisions négligées puisque les électrons sont émis à la surface,
- la probabilité d'absorption d'un quantum indépendante de l'état initial des électrons,
- le mouvement des électrons non altéré par l'absorption d'un quantum.

Dans ces conditions, le calcul est identique à celui de la distribution d'énergie des électrons émis par effet thermoionique, pour un métal de Sommerfeld, mais en supposant que la barrière de potentiel a comme valeur $(W_0 - h\nu)$.

A l'intérieur du métal, le nombre d'électrons par unité de volume, d'énergie comprise dans l'intervalle $(E, E + dE)$, qui peuvent venir à la surface, par unité de temps est :

$$v_x \cdot n(E) \cdot dE$$

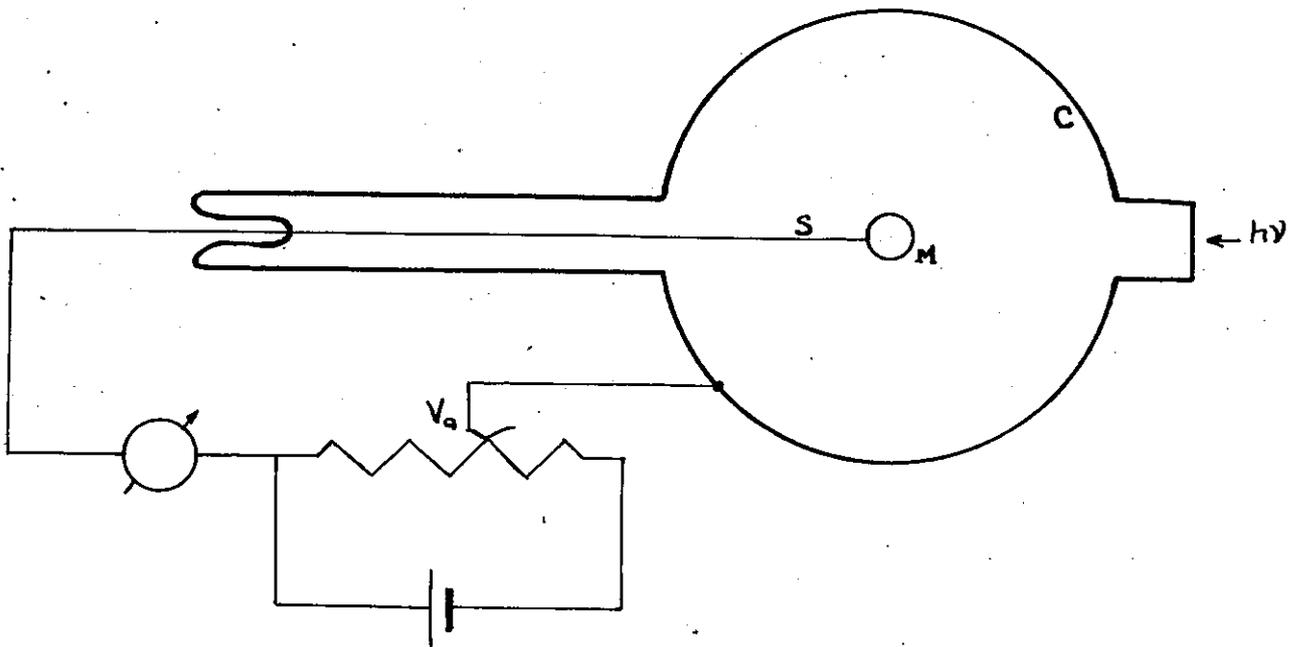
où v_x est la composante perpendiculaire à la surface de la vitesse de l'électron et $n(E)$ la distribution d'énergie des électrons à l'intérieur du métal soit :

$$n(E) = \frac{E^{3/2}}{\exp\left(\frac{E - \mu}{kT}\right) + 1} \cdot 4\pi \cdot \left(\frac{2m}{h^2}\right)^{3/2}$$

Seuls, les photoélectrons dont l'énergie cinétique normale $\left(\frac{1}{2} m v_x^2\right)$ est supérieure à la hauteur de la barrière $(W_0 - h\nu)$ peuvent quitter le métal. Comme l'énergie cinétique des électrons, associée à la composante de la vitesse parallèle à la surface reste inchangée quand les électrons traversent cette surface, l'énergie cinétique totale d'un électron à l'extérieur est :

$$E = E - (W_0 - h\nu)$$

16 bis



Cellule photoélectrique

pour des mesures de distribution d'énergie.

Figure 8.

Le nombre d'électrons quittant par unité d'aire et de temps, la surface avec une énergie \mathcal{E} comprise dans l'intervalle $(\mathcal{E}, \mathcal{E} + d\mathcal{E})$ à l'extérieur du métal est proportionnel à :

$$n(\mathcal{E}) \cdot d\mathcal{E} = v_x \cdot \left\{ 1 - \left[\frac{W_a - h\nu}{\mathcal{E} + (W_a - h\nu)} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \cdot \left\{ \frac{(\mathcal{E} + W_a - h\nu)^{\frac{1}{2}}}{\exp\left(\frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}_M}{kT}\right) + 1} \right\} \cdot d\mathcal{E}$$

Le terme $\left\{ 1 - \left[\frac{W_a - h\nu}{\mathcal{E} + (W_a - h\nu)} \right]^{\frac{1}{2}} \right\}$ est la probabilité que possède un électron d'énergie \mathcal{E} à l'intérieur du métal, d'avoir son vecteur vitesse dirigé de manière que l'énergie cinétique normale $(\frac{1}{2} m v_x^2)$ soit plus grande ou égale à $(W_a - h\nu)$.

Si $(\frac{1}{2} m v_x^2)$ est pris égal à $(W_a - h\nu)$, nous obtenons une forme approchée de l'équation précédente :

$$n(\mathcal{E}) \cdot d\mathcal{E} = \frac{\mathcal{E} \cdot d\mathcal{E}}{\exp\left(\frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}_M}{kT}\right) + 1}$$

où : $\mathcal{E}_M = h\nu - (W_a - \mu)$

$$\mathcal{E}_M = h(\nu - \nu_0)$$

\mathcal{E}_M est l'énergie cinétique maximum d'émission des électrons pour une surface à 0°K (figure 6b).

II.C.2 - Etude expérimentale

On étudie expérimentalement cette distribution d'énergie des électrons en observant le courant émis en fonction de la tension appliquée dans une photocellule sphérique (figure 8).

L'émetteur (cathode) est constitué du métal M envisagé, et "l'anode" C collecte les électrons émis. La tension retardatrice appliquée entre anode et cathode sera notée V_a .

Si V_c est la différence de potentiel de contact :

$$V_c = - \frac{(\varphi_c - \varphi_M)}{e}$$

avec : $\begin{cases} \varphi_c = W_a^c - \mu^c \\ \varphi_M = W_a^M - \mu^M \end{cases}$

Il existe, quand la tension V_a est appliquée, une différence de potentiel :

.../...

$V = V_a + V_c$ entre des points juste à l'extérieur du métal et du collecteur.
Selon la théorie de DU BRIDGE, la courbe courant-tension représente les variations de l'intégrale :

$$i(V_a) = \int_{-e(V_a+V_c)}^{\infty} \frac{\mathcal{E} \cdot d\mathcal{E}}{\exp\left[\frac{\mathcal{E}-\mathcal{E}_M}{kT}\right] + 1}$$

Cherchons des formes approchées de cette intégrale.

II.C.2.a - T = 0°K

Au zéro absolu, l'exponentielle peut être négligée, et la limite supérieure d'intégration remplacée par \mathcal{E}_M :

$$i = \int_{-e(V_a+V_c)}^{\mathcal{E}_M} \mathcal{E} \cdot d\mathcal{E}$$

$$i = \left[\frac{\mathcal{E}^2}{2} \right]_{-e(V_a+V_c)}^{\mathcal{E}_M}$$

$$i = \frac{1}{2} \left[\mathcal{E}_M^2 - e^2(V_a+V_c)^2 \right]$$

Quand $V_a = -V_c$, le courant a sa valeur maximum. Ce courant est le courant de saturation obtenu pour $V_a = V_s = -V_c$:

$$i_s = \frac{1}{2} \cdot \mathcal{E}_M^2$$

Le courant photoélectrique est nul si $V_a = V_0$ telle que

$$V_0 = - \left(V_c + \frac{\mathcal{E}_M}{e} \right)$$

Par suite

$$V_0 = - \left[V_c + \frac{h(\nu - \nu_0)}{e} \right]$$

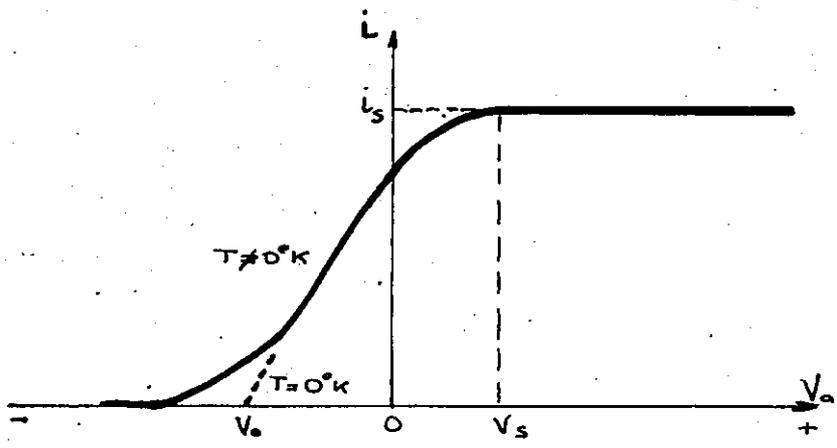
soit :

$$V_0 - V_s = \frac{h}{e} (\nu - \nu_0) = \frac{hc}{e} (\sigma - \sigma_0)$$

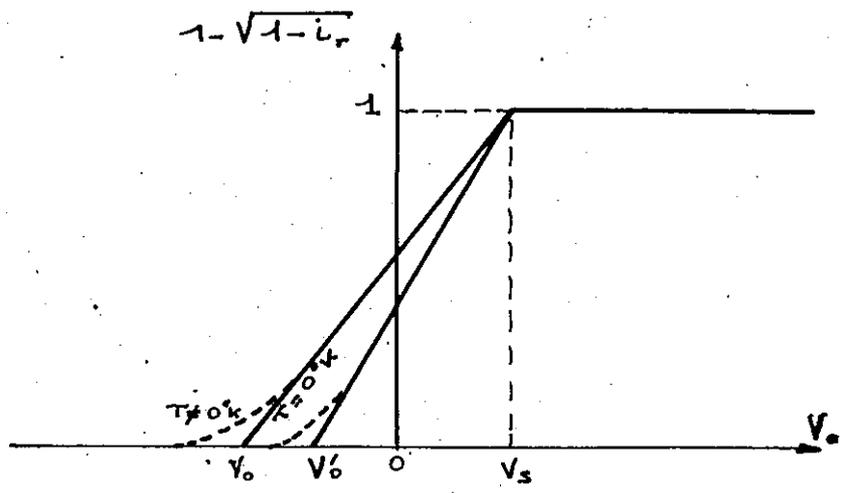
$$\boxed{V_0 - V_s = 1,24 \cdot 10^{-2} (\sigma - \sigma_0)}$$

avec $(V_0 - V_s)$ en volts si $(\sigma - \sigma_0)$ est exprimé en cm^{-1} . V_s ne dépend donc pas de la longueur d'onde de la radiation incidente alors que la différence $(V_0 - V_s)$ diminue quand cette longueur d'onde augmente.

18 bis



a.-



b.-

Figure 9.

L'allure de la courbe représentant le courant en fonction de la tension (figure 9a) est parabolique si $V_a < V_s$. Cherchons une expression faisant intervenir le courant photoélectrique observé et dont la variation en fonction des différences de potentiel appliquées entre les électrodes de la cellule soit linéaire. Pour cela, formons la différence :

$$i_s - i = \frac{e^2}{2} (V_a - V_s)^2$$

$$\sqrt{i_s - i} = \frac{e}{\sqrt{2}} (V_s - V_a)$$

soit, en introduisant le courant réduit : $i_r = \frac{i}{i_s}$

$$\sqrt{1 - i_r} = \frac{e}{\sqrt{2} i_s} (V_s - V_a)$$

Posons : $\frac{e}{\sqrt{2} i_s} = K$

$$\sqrt{1 - i_r} = K \cdot (V_s - V_a)$$

Etudions les variations de :

$$\psi = 1 - \sqrt{1 - i_r} = 1 + K (V_s - V_a)$$

en fonction de V_a .

. Si $V_a \geq V_s$: $i = i_s$, $\psi = 1$

. Si $V_0 < V_a < V_s$: la courbe représentative est une droite de pente K

. Si $V_a < V_0$: $i = 0$

Il en résulte une représentation graphique linéaire (figure 9b) dont la vérification expérimentale est commode. Comme V_s ne dépend pas de λ , les différentes droites correspondant aux différentes valeurs de la longueur d'onde, c'est-à-dire aux différentes valeurs de V_0 , seront concourantes au même point S ($i_r = 1$; $V_a = V_s$). A la limite, si $\sigma = \sigma_0$, la droite correspondante est la parallèle à l'axe des i_r menée par S.

II.C.2.b - T quelconque

Posons : $V = V_s - V_a$ (changement d'origine) et calculons dans ces conditions, le courant pour des valeurs positives de V.

Ci-dessous, nous avons vu que :

$$i = \int_{eV}^{\infty} \frac{\varepsilon \cdot d\varepsilon}{\exp\left[\frac{\varepsilon - \varepsilon_M}{RT}\right] + 1}$$

Posons :

$$\begin{cases} z = \frac{\varepsilon}{RT} \\ z_M = \frac{\varepsilon_M}{RT} = \frac{k(V - V_0)}{RT} = 1,42 \cdot \frac{(\sigma - \sigma_0)}{T} \end{cases}$$

d'où : $d\varepsilon = RT \cdot dz$

$$i = \int_{\frac{eV}{RT}}^{\infty} \frac{(RT)^2 \cdot z \cdot dz}{\exp(z - z_M) + 1}$$

Posons : $\exp(-z_M) = B$

$$i = (RT)^2 \cdot \int_{\frac{eV}{RT}}^{\infty} \frac{z \cdot dz}{B \cdot \exp(z) + 1}$$

Si nous nous plaçons très en-dessous du seuil :

$$\sigma_0 - \sigma \gg T \rightarrow z_M \ll -1$$

donc $B = \exp(-z_M)$ est très supérieur à 1.

Comme $z > 0$, $\exp(z) > 1$ et $B \cdot \exp(z) \gg 1$

Nous pouvons négliger 1 devant $B \cdot \exp(z)$.

Par suite

$$i = \frac{(RT)^2}{B} \int_{\frac{eV}{RT}}^{\infty} \frac{z \cdot dz}{\exp(z)}$$

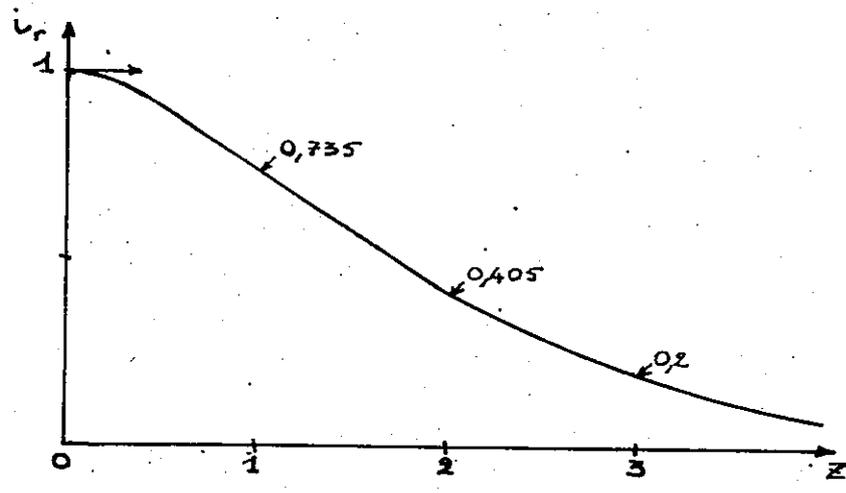
En intégrant par parties

$$i = \frac{(RT)^2}{B} \cdot \left[-(1+z) \cdot \exp(-z) \right]_{\frac{eV}{RT}}^{\infty}$$

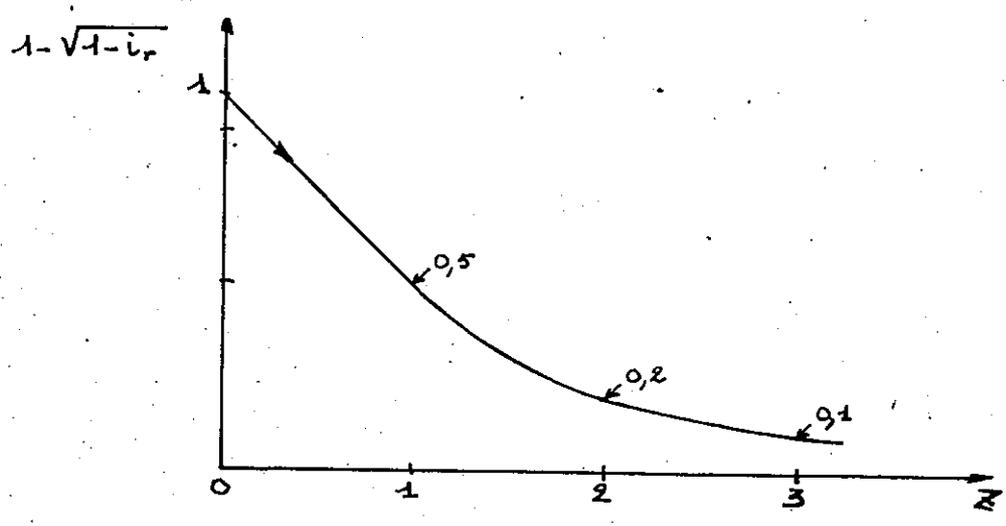
Posons $Z = \frac{eV}{RT}$, il vient :

$$i = \frac{(RT)^2}{B} \cdot (1+Z) \cdot \exp(-Z)$$

20 bis



a.-



b.-

Figure 10.

Si $V = 0$, soit si : $V_a = V_s$, nous trouvons le courant de saturation :

$$i_s = \frac{(kT)^2}{B} \quad \text{comme précédemment.}$$

A lors :

$$i_r = \frac{i}{i_s} = (1 + Z) \cdot \exp(-Z)$$

et :

$$\psi = 1 - \sqrt{1 - i_r}$$

$$\psi = 1 - \sqrt{1 - (1 + Z) \cdot \exp(-Z)}$$

$$\text{d'où : } \frac{d\psi}{dZ} = \frac{-Z \cdot \exp(-Z)}{2 \sqrt{1 - (1 + Z) \cdot \exp(-Z)}}$$

$\frac{d\psi}{dZ}$ est toujours négatif pour $Z \geq 0$, et si Z tend vers zéro, le passage à la limite nous donne :

$$\frac{d\psi}{dZ} = -\frac{1}{2}$$

Sur le graphique (figure 10a), nous constatons une décroissance rapide de i_r quand Z croît relativement peu. ψ tend asymptotiquement vers zéro quand Z tend vers l'infini (figure 10b).

A titre d'exemple, calculons une valeur de ψ ; en MKSA

$$Z = \frac{eV}{kT}$$

$$Z = 1,14 \cdot 10^4 \cdot \frac{V}{T}$$

$$Z = 2 \quad \text{si } V = 1,76 \cdot 10^{-4} \cdot T$$

C'est-à-dire pour $T = 300^\circ\text{K}$, $V = 5,3 \cdot 10^{-2}$ volts, ce qui est une valeur très accessible.

$$\text{Alors : si } Z = 2 \quad i_r = 0,405$$

$$\text{et } \psi = 1 - \sqrt{1 - i_r} \simeq 0,2$$

Conclusion - Si $\sigma_0 - \sigma \gg T$, la loi donnant la valeur du courant $[i_r = f(v)]$ est analogue à celle de la distribution thermique (exponentielle) et est pratiquement indépendante du nombre d'onde σ .

SCHEMA DU MONTAGE.

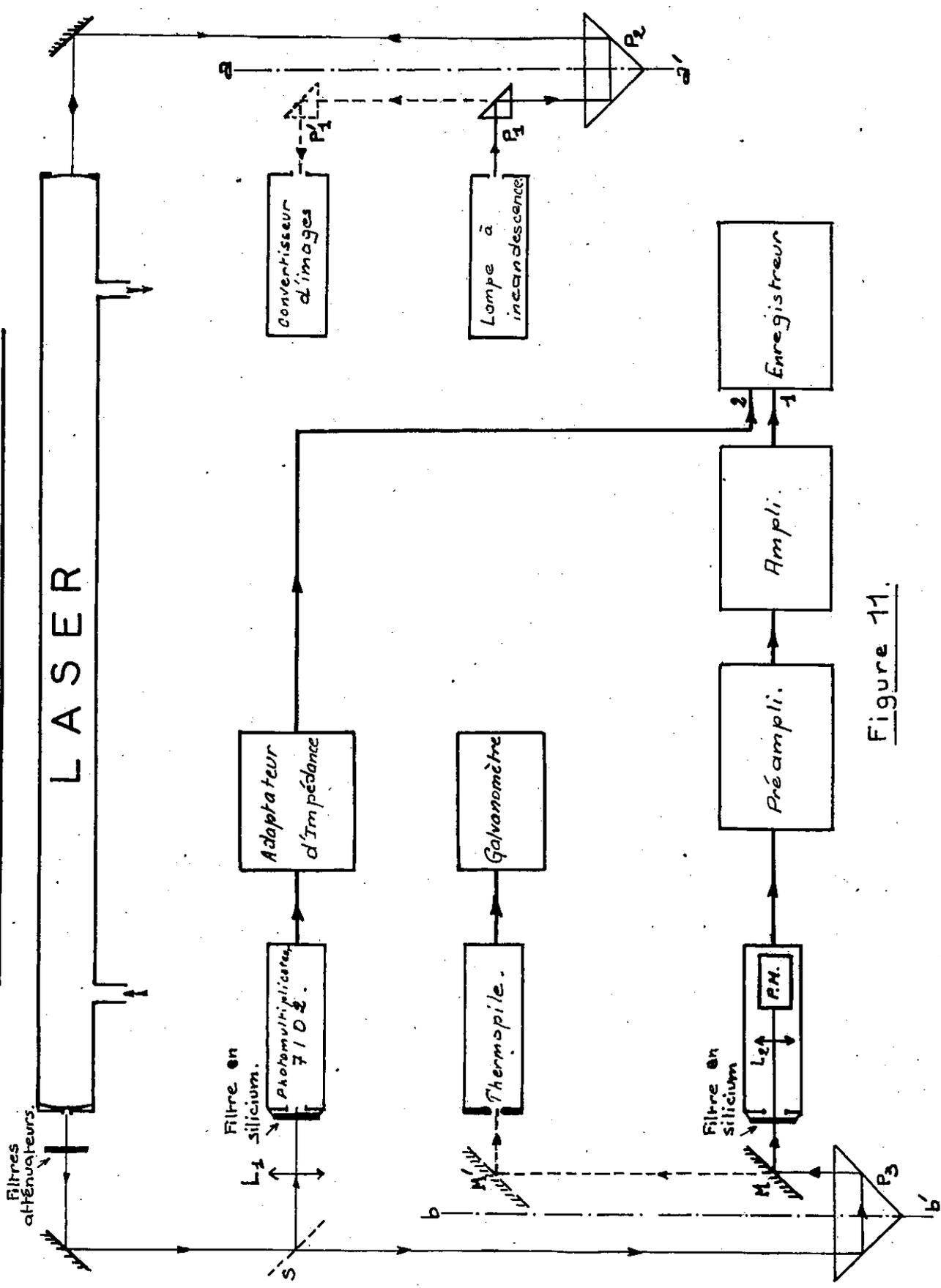


Figure 11.

CHAPITRE I I I - DESCRIPTION DU MONTAGE ET DES METHODES DE MESURES

III - A - SCHEMA DU MONTAGE (figure 11)

Le faisceau laser après s'être réfléchi dans le prisme P_3 et sur le miroir M arrive sur la cathode du photomultiplicateur. Un filtre en silicium placé à l'entrée de la boîte à cellule isole la radiation laser ($1,15 \mu$). Il sera remplacé par un filtre en germanium pour $2,05 \mu$. La lentille L_2 permet de focaliser le faisceau sur la cathode. Le déplacement du prisme P_3 parallèlement à l'axe bb' règle cette mise au point. Le déplacement du miroir M en M' permet d'envoyer le faisceau sur une thermopile.

Une lame séparatrice S en verre prélève une faible partie du faisceau et l'envoie sur le photomultiplicateur 7102. La lentille L_1 focalise le faisceau sur la cathode de ce photomultiplicateur recouvert d'un autre filtre au silicium.

Des filtres atténuateurs KODAK WRATTEN permettent de faire varier, dès la sortie du tube, l'intensité du faisceau laser dans de grandes proportions (10^4 environ).

A l'autre extrémité du tube, un convertisseur d'images contrôle en plaçant le prisme P_1 dans la position P'_1 le réglage des miroirs du laser.

Une lampe à incandescence fournit la lumière blanche lors des réglages préliminaires, le faisceau étant réfléchi par le prisme P_2 et traversant le tube laser. Le déplacement de ce prisme P_2 parallèlement à l'axe aa' fait varier la convergence du faisceau émis.

Pour les mesures d'énergie en lumière incohérente, une lampe à vapeur de mercure ou de cadmium haute-pression est placée à la place de la lampe à incandescence précédente. Des filtres convenables isolent les différentes raies.

III - B - SOURCES : LASERS A GAZ

III.B.1 - Laser à miroirs internes

Cet appareil a été conçu de manière à pouvoir effectuer facilement et rapidement les remplissages en Hélium et Néon, et les changements de miroirs ou de diaphragmes.

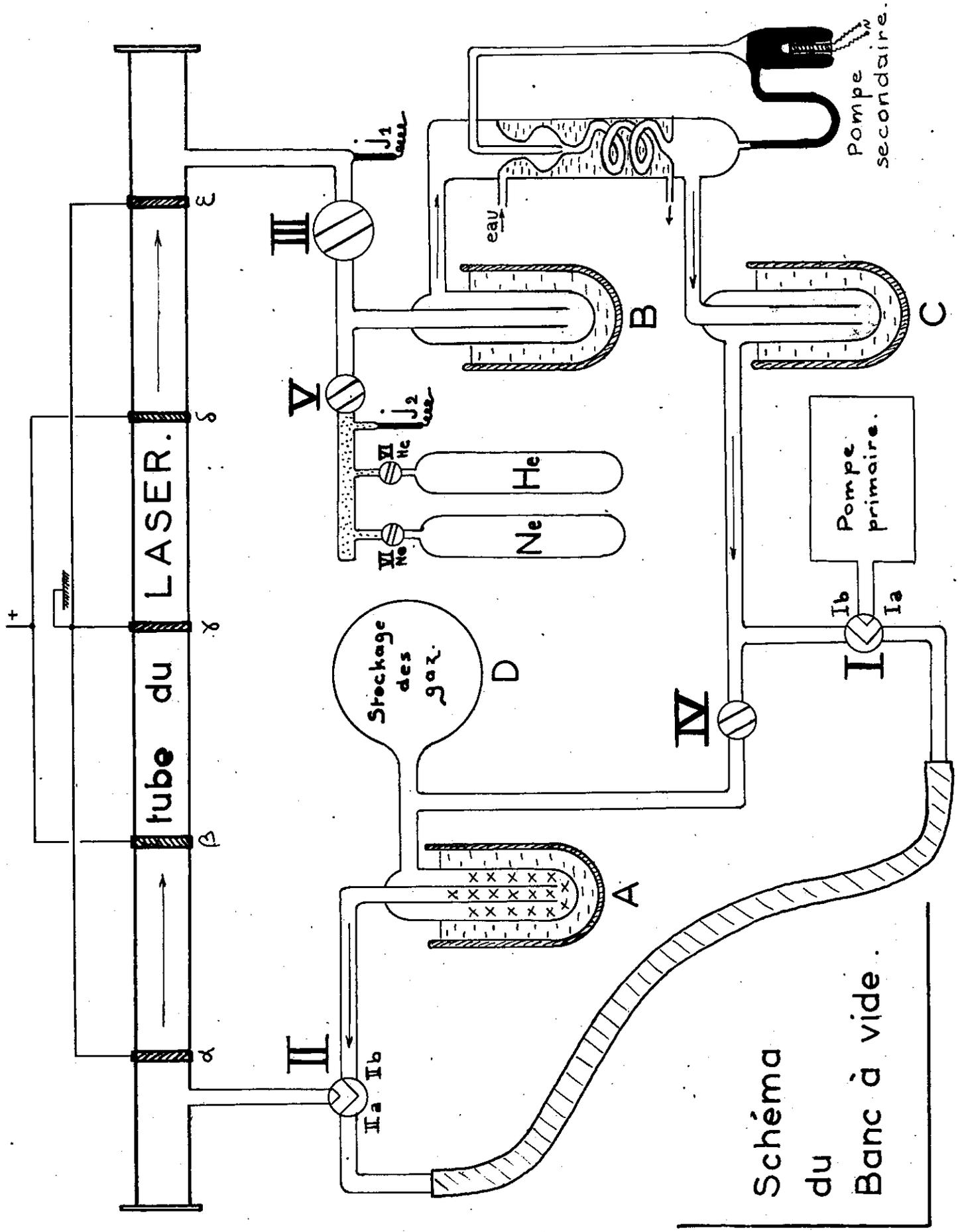


Schéma
du
Banc à vide.

Figure 12.

L'excitation des gaz est réalisée dans un tube de silice de 30 mm de diamètre, et d'environ 2,50 m de longueur, en communication permanente avec le banc à vide (figure 12).

III.B.1.a - Réalisation du vide et introduction des gaz dans le tube

La pompe primaire, à palettes, permet de réaliser un vide primaire dans tout le système ou dans chaque partie. Quand la pression atteint une valeur inférieure à 10 mm de Hg, la pompe secondaire, à diffusion (vapeur de mercure) est mise en fonctionnement jusqu'à ce que la pression dans le tube soit voisine de 10^{-4} mm Hg. Le système est alors fermé sur lui-même. Deux jauges de Pirani, J_1 et J_2 permettent de mesurer la pression aux endroits marqués sur le schéma : J_1 , en particulier donne la pression existant dans le tube.

L'introduction des gaz s'effectue en deux temps. En ouvrant le robinet VI_{Ne} , nous remplissons la cavité hachurée (J_2 indique la pression). Le robinet V permet d'introduire le néon dans le système (J_1 indique la pression p_1 de néon). On réalise ensuite le vide dans la cavité hachurée que l'on peut alors remplir d'hélium et l'on procède à l'introduction de l'Hélium dans le système par le même procédé que celui utilisé pour le néon. Soit p_2 la pression totale du gaz contenu dans le tube :

$$P_2 \gg P_1$$

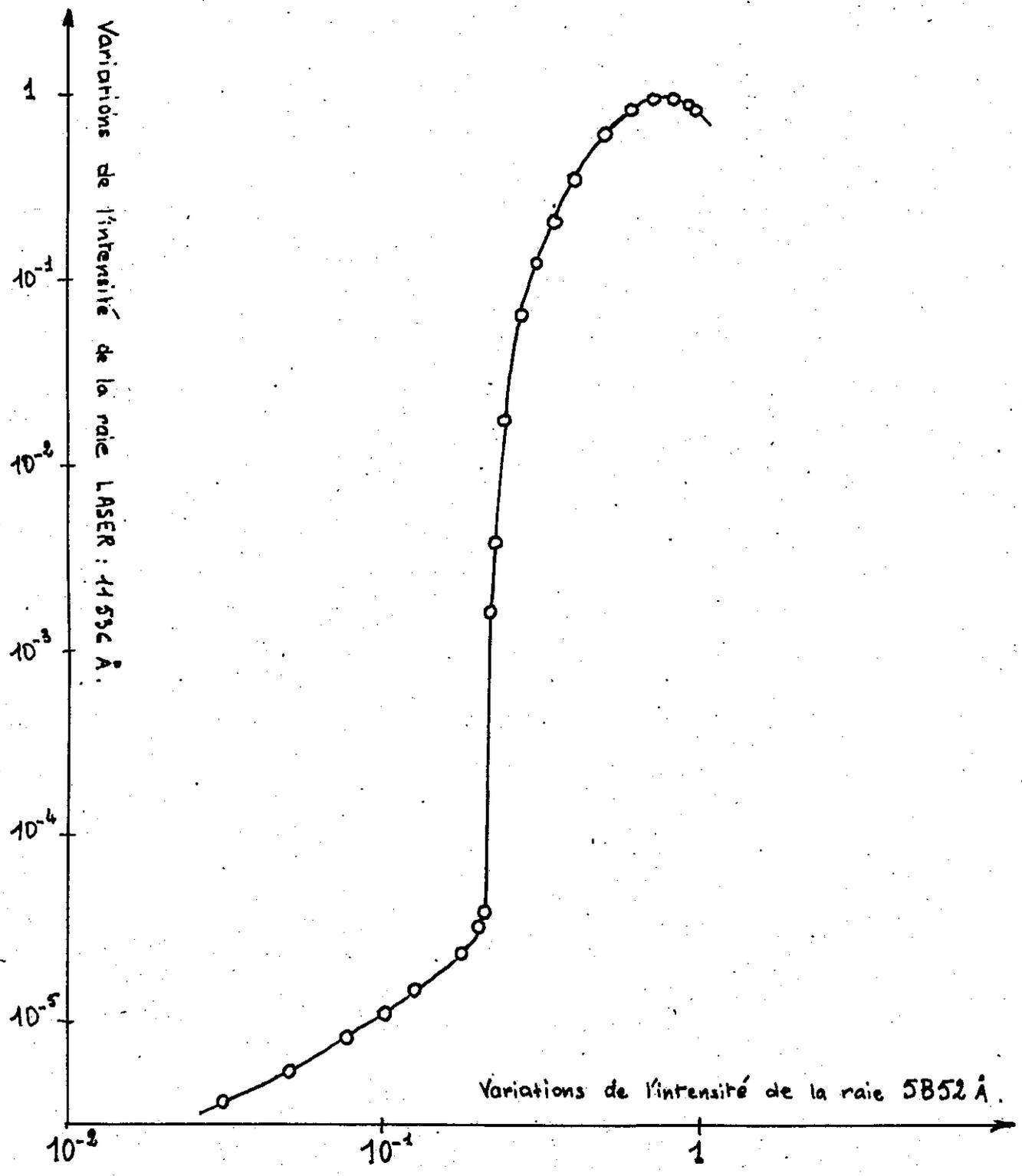
III.B.1.b - Circulation et stockage du mélange gazeux

La pompe secondaire toujours en fonctionnement permet de faire circuler le mélange gazeux. Les pièges à charbon A et B sont chargés de purifier les gaz, en retenant les impuretés. Le piège C, sans charbon, est destiné à stopper les vapeurs de mercure. (La circulation du mélange gazeux est indiqué par des flèches sur le croquis).

Quand le système est ouvert pour modifications du Laser, les gaz sont stockés dans le ballon D. La pompe secondaire comprime les gaz dans ce ballon. Le système est arrêté quand le robinet IV est fermé. Ce procédé permet de réutiliser le même mélange actif après une ouverture du tube Laser, et de remettre le système en fonctionnement d'une manière très rapide.

Différents essais ont été faits, tant au point de vue proportions Hélium-Néon, qu'au point de vue pression totale du mélange. Il s'est avéré que la puissance maximum du Laser était obtenue pour des pressions voisines:

.../...



Intensité de la raie LASER : fonction de l'intensité de la raie 5852 Å.

Figure 13.

$$\left\{ \begin{array}{l} P_1 \approx 0,01 \text{ mmHg pour le Néon} \\ P_2 \approx 0,3 \text{ mmHg pour l'Hélium} \end{array} \right.$$

La pression totale du mélange est pratiquement celle de l'Hélium. Cette pression totale est réglable légèrement en fermant plus ou moins les robinets II ou III. Ces pressions optimum sont nettement plus faibles que celles indiquées par JAVAN [5] : 0,1 mm et 1 mm. La différence semble provenir du plus grand diamètre de notre tube (30 mm au lieu de 10), ce qui entraîne une plus forte auto-absorption pour le rayonnement émis par les transitions qui permettent la dépopulation du niveau inférieur.

III.B.1.c - Cavité résonnante

La cavité résonnante est un interféromètre FABRY-PEROT confocal (figure 4) de 2,598 m de longueur. Chaque lame de l'interféromètre peut être réglée longitudinalement et transversalement dans deux directions par déplacement de la platine sur laquelle elle repose. Trois vis permettent des réglages fins.

Ces lames sont recouvertes de coatings présentant un fort pouvoir réflecteur pour la longueur d'onde désirée ($1,15 \mu$). Les coatings sont constitués de 13 couches : sulfure de Zinc-Cryolithe.

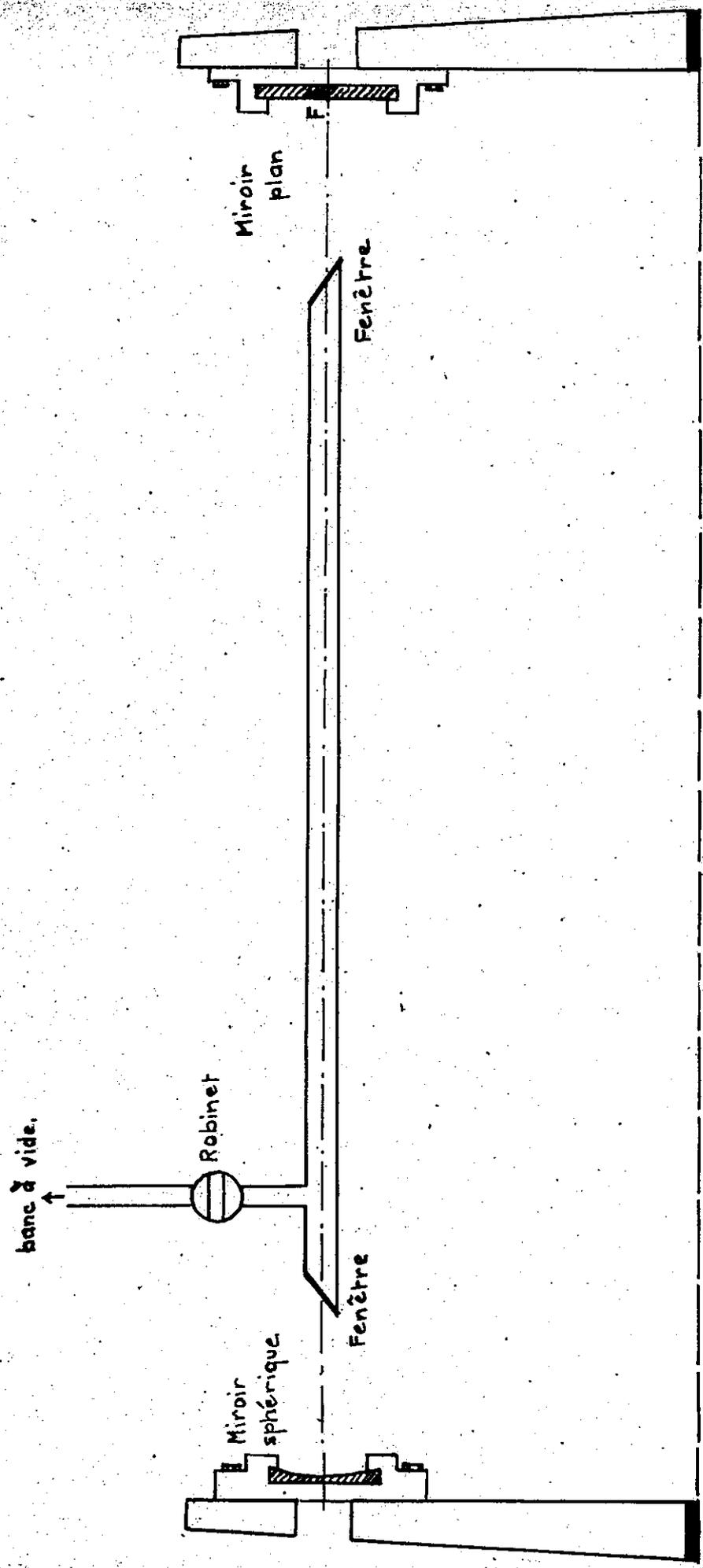
Les lames sont placées à l'intérieur du tube et peuvent être démontées et changées rapidement. Des fenêtres en verre ferment les extrémités du tube.

III.B.1.d - Excitation du mélange actif

L'excitation de l'Hélium et du Néon se produit par décharge haute-fréquence entre cinq électrodes fixés extérieurement sur la paroi du tube. Les électrodes α , γ , ε sont à la masse ; les électrodes β et δ sont alimentées par un générateur de puissance 1 KW et de fréquence 100 MHz.

La figure 13 représente l'intensité de la raie laser (11536 \AA) en fonction de l'intensité de la raie 5852 \AA ; l'intensité de cette dernière étant grossièrement proportionnelle à la puissance de la décharge, cette courbe représente à un facteur près, la puissance du laser en fonction de l'intensité de l'excitation. On constate parfaitement l'accrochage du laser et la saturation qui se produit lorsque l'on augmente l'intensité de la décharge. La puissance maximum émise est ici de l'ordre de 10^{-4} watt.

24 bis



Laser à miroirs externes.
(coupe schématique.)

Figure 14.

III.B.2 - Lasers à miroirs externes

D'autres lasers ont été également utilisés. Le diamètre des tubes est de 5 mm et leur longueur est égale à la moitié de celle du laser à miroirs internes, car ici, un des miroirs est plan. Cette longueur est de 1,30m. environ (figure 14).

III.B.2.a - Remplissage des tubes

Ces tubes sont remplis par l'intermédiaire d'un banc à vide analogue dans son ensemble à celui précédemment décrit. Par contre, une fois rempli, le tube est isolé du reste du banc par la fermeture d'un robinet : les gaz sont enfermés dans le tube et ne circulent pas de manière continue.

III.B.2.b - Fenêtres et miroirs

Le tube est fermé à ses extrémités par deux fenêtres collées à l'araldite. Elles sont placées obliquement par rapport à l'axe du tube, formant avec cet axe, l'angle de BREWSTER ; le coefficient de réflexion sur ces fenêtres est alors le plus faible possible pour une polarisation qui est seule excitée.

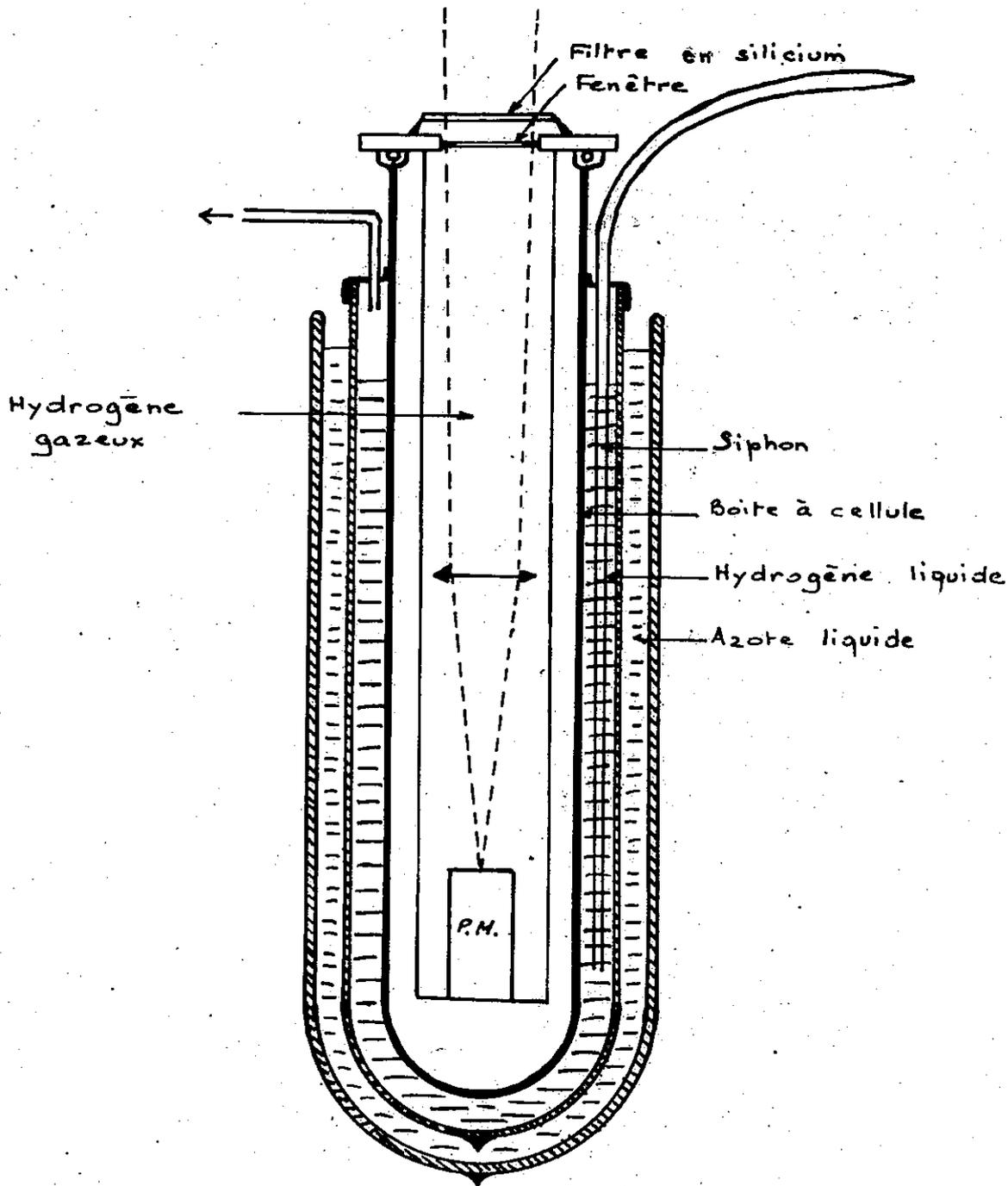
Les miroirs de l'interféromètre sont ici externes et fixés sur deux consoles métalliques : l'un est plan, l'autre sphérique. Le tube est réglable en position de manière à amener son axe parallèle à celui des miroirs.

III.B.2.c - Excitation du milieu actif - Résultats

L'excitation se produit par décharge haute fréquence : cinq électrodes externes sont réparties le long du tube.

Avec un tel système, nous avons pu obtenir différentes raies lasers en faisant varier soit les pressions des gaz, soit la nature de ces gaz :

NATURE DES GAZ	LONGUEUR D'ONDE	ORDRE DE GRANDEUR DE LA PUISSANCE MAXIMALE
HELIUM - NEON	3,39 μ 1,15 μ	18 mW 4 mW
HELIUM - XENON	3,50 μ 2,05 μ	25 mW 8 mW



Systeme de refroidissement
des photomultiplicateurs.

Figure 15.

III - C - SYSTEMES DE REFROIDISSEMENT DES PHOTOMULTIPLICATEURS

III.C.1 - Procédés utilisés (figure 15)

Le photomultiplicateur avec son pont de résistances répartissant les différentes tensions entre les dynodes est enfermé dans une boîte métallique cylindrique. Une fenêtre en verre ou en quartz permet de faire arriver le faisceau lumineux sur la cathode de la cellule.

Après avoir fait le vide dans la boîte, cette dernière est remplie d'hydrogène gazeux qui assure la conductibilité thermique et évite les décharges entre les conducteurs portés à différentes tensions, décharges qui se produiraient si ces conducteurs étaient dans le vide.

Ce système nous permet de faire des mesures à la température ambiante ($\approx 293^\circ\text{K}$). En introduisant l'ensemble dans un vase Dewar contenant soit de l'azote liquide, soit un mélange d'acétone et de neige carbonique, nous pouvons faire des mesures respectivement à 77°K (azote liquide) et 194°K (neige carbonique).

Pour atteindre 20°K , nous immergeons la boîte à cellule dans un bain d'hydrogène liquide contenu dans un vase Dewar hermétique. Ce vase est plongé dans l'azote liquide de manière à réduire les pertes d'hydrogène.

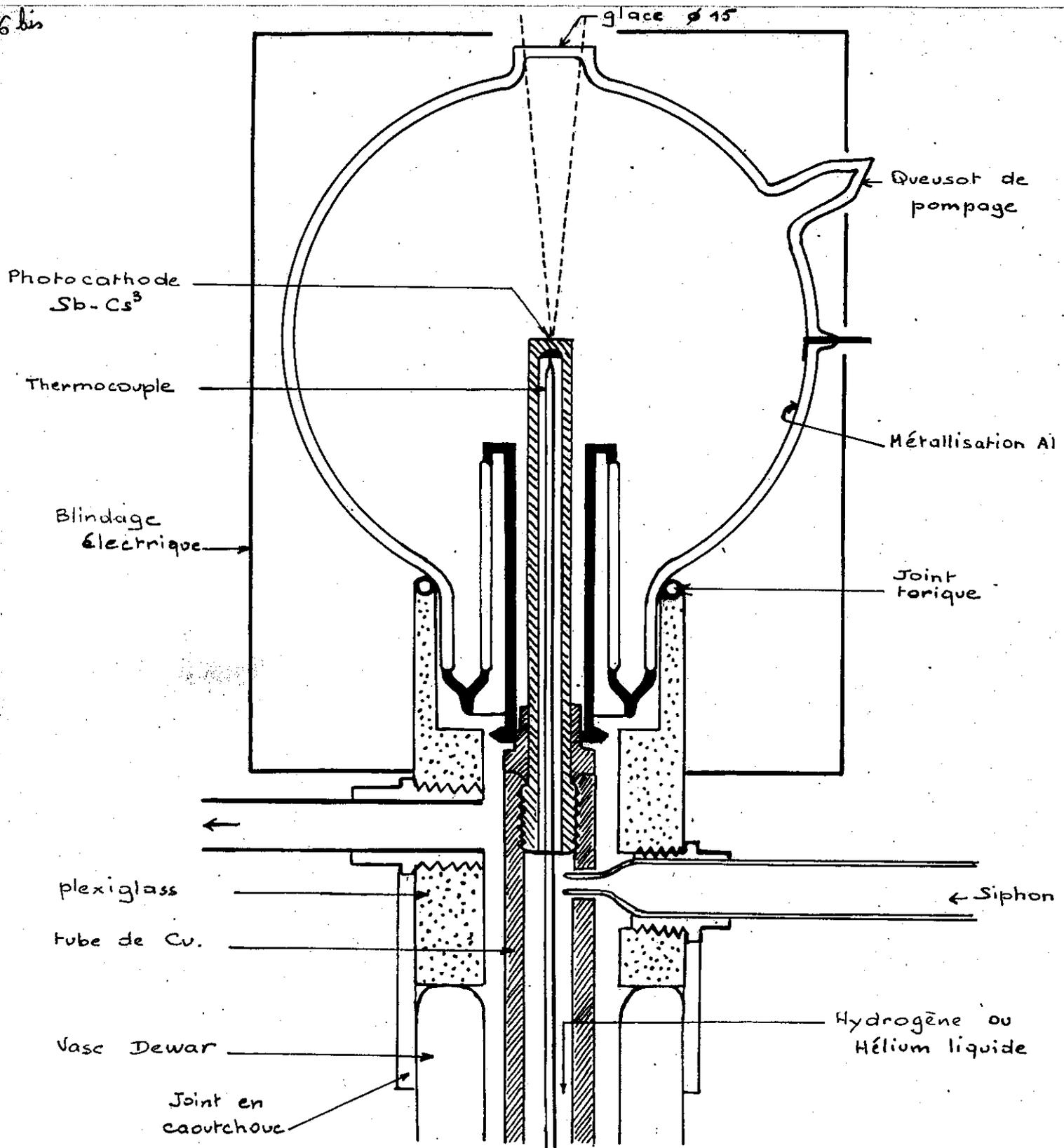
Ce dispositif de refroidissement présente des inconvénients sérieux car nous ne pouvons contrôler la température de la cathode du photomultiplicateur dont l'échauffement par le Laser est appréciable.

En ce qui concerne le refroidissement par l'hydrogène liquide, d'autres difficultés furent rencontrées. Bien que l'hydrogène gazeux introduit dans la boîte soit très pur (99,98 %), un givrage partiel se produit dans la boîte, givrage dû aux impuretés du gaz. Ce givrage peut être supprimé en purifiant l'hydrogène avant de l'introduire dans la boîte, par passage dans deux pièges à charbons refroidis par de l'azote liquide.

Des courants de convection à l'intérieur de la boîte à cellule ont été également constatés. Ils sont dus à l'échauffement local produit par dissipation d'énergie dans les résistances nécessaires au fonctionnement du photomultiplicateur. Très gênants, ils entraînent une turbulence optique se manifestant par des fluctuations du courant photoélectrique. Un moyen de réduire ces courants consiste à placer les résistances à la partie supérieure de la boîte.

Enfin la grande profondeur du dispositif est une gêne considérable ; elle empêche de faire varier l'incidence et ne permet pas de repérer commodément le point d'impact sur la cathode.

26 bis



Nouvelle phototube.

Figure 16.

III.C.2 - Réalisation d'une nouvelle phot cellule (figure 16)

Pour pallier aux difficultés rencontrées avec nos appareils nous avons envisagé d'utiliser une cellule de construction spéciale mieux adaptée à nos manipulations. Malheureusement, nous n'avons pu l'expérimenter, n'ayant pu l'obtenir à temps.

Dans cette cellule photoélectrique, la couche sensible: $Cs_3 - Sb$ repose par l'intermédiaire d'une sous-couche en argent sur un bloc massif de cuivre électrolytique. La photocathode est plane, optiquement polie de manière à pouvoir définir aussi bien que possible le point d'impact et l'incidence du faisceau. Le collecteur sphérique est constitué d'une couche d'aluminium déposée sur le verre et doit donc permettre des mesures d'énergie. Le bloc de cuivre qui supporte la cathode plongera dans un bain d'hélium ou d'hydrogène liquide, ce qui permettra un bon refroidissement. Des raccords en plexiglass et des joints toriques assureront l'étanchéité du vase Dewar à long col contenant l'hélium.

III - D - MESURE DES PUISSANCES LUMINEUSES

La thermopile nous permet de faire des mesures absolues de la puissance du laser en envoyant le signal sur un galvanomètre, quand cette puissance à mesurer n'est pas trop faible. La sensibilité obtenue est de $0,11 \mu W$ par division sur la sensibilité maximum du galvanomètre.

Les mesures de puissance laser ont également été faites avec un photomultiplicateur 7102 qui est sensible à la longueur d'onde de $1,15 \mu$. Le signal par l'intermédiaire d'un adaptateur d'impédance est envoyé sur une voie d'un appareil enregistreur MECI à double plume. L'étalonnage de ce photomultiplicateur se fait par comparaison avec la thermopile (figure 17). L'intérêt de ce procédé est que, la réponse du photomultiplicateur quand il est éclairé par le flux laser étant linéaire, il permet de mesurer des puissances sensiblement plus faibles qu'avec la thermopile. C'est pourquoi une lame séparatrice a été placée sur le faisceau de manière à n'envoyer qu'une partie de la puissance totale sur le 7102. Il est alors possible avec l'enregistreur à deux voies d'obtenir simultanément les mesures de la puissance et du courant photoélectrique, ce qui est utile, la décharge dans le tube laser étant peu stable en général.

Les dernières mesures ont été faites en utilisant un détecteur pneumatique, à la place du 7102 (en particulier pour les mesures à $2,05 \mu$). Il est de même étalonné par comparaison avec la thermopile, et est beaucoup plus sensible que cette dernière. Il est alors possible de mesurer des puissances aussi

Etalonnage du Photomultiplicateur 7102.

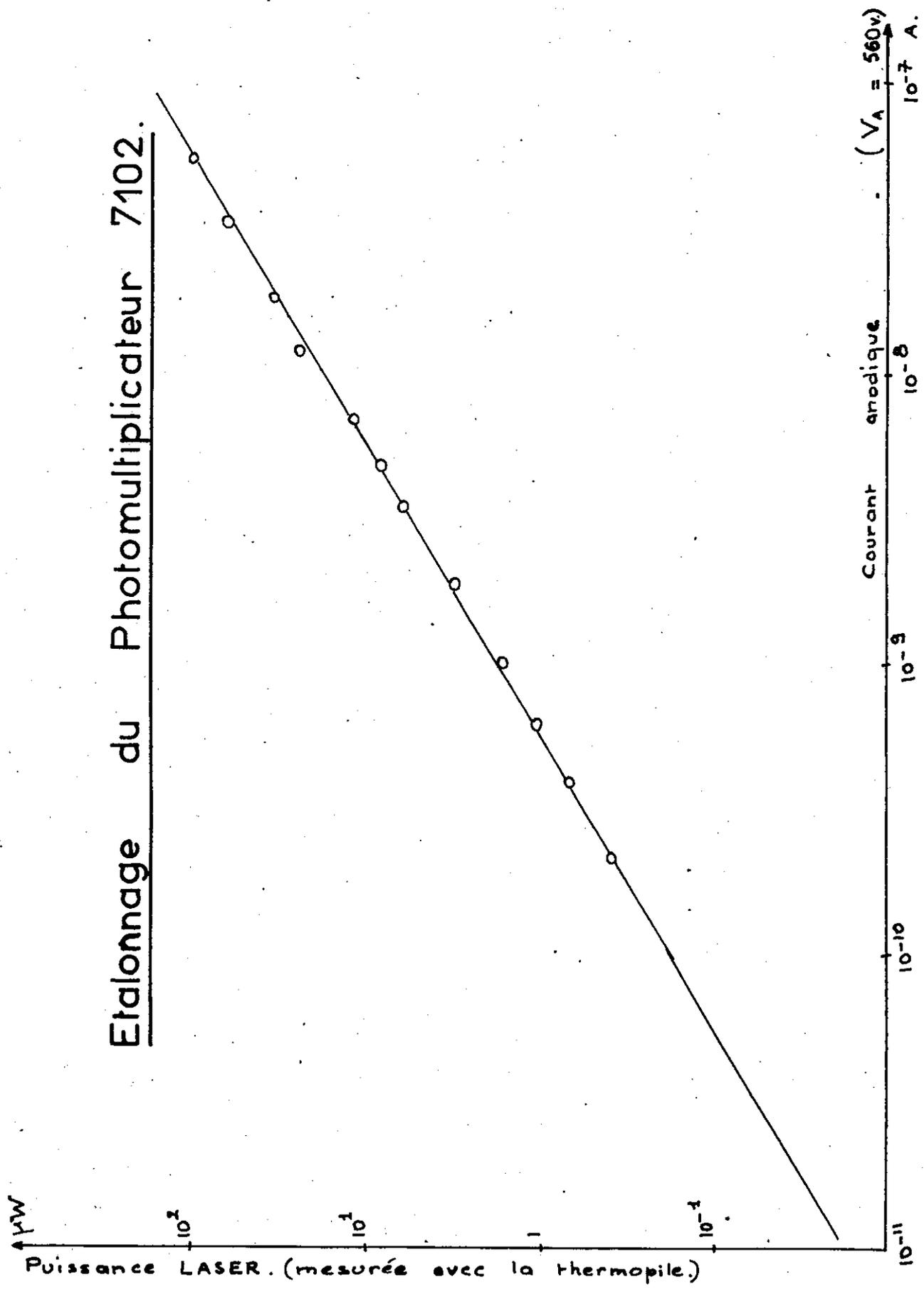


Figure 17.

faibles que 10^{-9} watts à n'importe quelle longueur d'onde.

III - E - MESURES DES COURANTS PHOTOELECTRIQUES

III.E.1 - Photomultiplicateurs utilisés

L'effet photoélectrique anormal fut constaté en utilisant un photomultiplicateur 1 P 21. D'autres essais furent ensuite effectués avec le photomultiplicateur 51 AVP, également à cathode C_{s3} - Sb. Alors que le photomultiplicateur 1 P 21 possède une cathode massive placée à l'intérieur du tube, le photomultiplicateur 51 AVP a une cathode en bout, semi-transparente sur laquelle il est facile de focaliser le faisceau.

Un essai fut réalisé avec un photomultiplicateur E M I, à cathode tri-alcaline : C_s - Na - K.

Les courbes de réponse spectrale de ces différentes cathodes sont indiquées sur la figure 5.

Le signal donné par le photomultiplicateur est envoyé sur la 2ème voie de l'appareil enregistreur par l'intermédiaire d'un adaptateur d'impédance.

III.E.2 - Mesure des gains des photomultiplicateurs

A température donnée, la mesure du gain se fait en deux temps. Premièrement, on relève le courant de cathode du photomultiplicateur, éclairé par la lampe à incandescence alimentée par un régulateur, en prenant comme collecteur la première dynode portée à un potentiel positif (100 à 200 volts) par rapport à la cathode au moyen d'une alimentation régulée.

Deuxièmement, sans modifier le flux lumineux arrivant sur la cellule, on mesure le courant d'anode du photomultiplicateur, celui-ci fonctionnant normalement. Il est facile ensuite d'en déduire le gain en faisant le rapport de ces deux mesures. Le tableau suivant résume nos résultats :

.../...

PHOTOMULTIPLICATEURS	1 P 21	51 AVP	E. M. I.
	Cs ₃ - Sb	Cs ₃ - Sb	Cs - Na - K
TENSION D'ALIMENTATION	1000 V.	1000 V.	900 V.
T = 20° K	-	4,4.10 ⁴	-
T = 77° K	4,36.10 ⁵	1,09.10 ⁵	-
T = 194° K	1,69.10 ⁶	-	1,7.10 ⁴
T = 293° K	2,04.10 ⁶	2,56.10 ⁵	2,71.10 ⁵

A T = 20° k, le gain du photomultiplicateur 1 P 21 ne peut être évalué : nous avons constaté une dérive non expliquée.

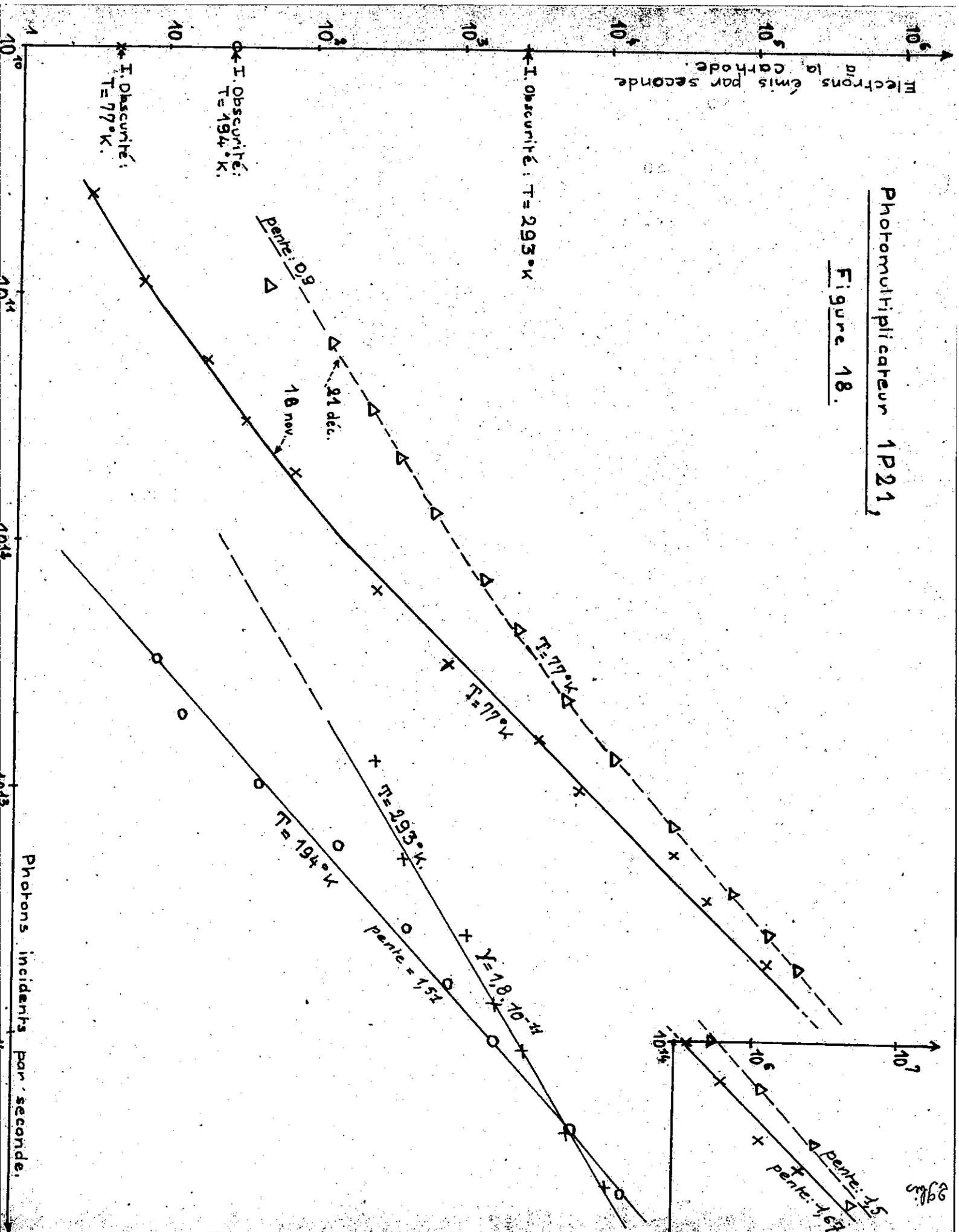
Pour le photomultiplicateur E.M.I., on ne peut mesurer le gain pour les plus faibles températures du fait de l'apparition d'une forte résistance de cathode, rendant impossible la saturation.

III - F - MESURE DES ENERGIES DES ELECTRONS

Ces mesures ont été tentées avec une cellule 150 AV refroidie par le même système que celui adopté pour les photomultiplicateurs. Cette cellule n'est pas sphérique, ce qui la différencie de celle utilisée par APKER et TAFT [7] mais le collecteur enveloppe suffisamment la cathode pour espérer pouvoir faire des mesures correctes. Différentes tensions sont appliquées entre émetteur et collecteur au moyen d'une alimentation stabilisée et les courants émis sont mesurés au moyen d'un électromètre à condensateur vibrant permettant d'apprécier des courants de l'ordre de 10⁻¹⁶ A. Comme nous l'avons dit plus haut, la cellule ne fonctionnant pas à basse température, aucun essai n'a pu être tenté avec le Laser.

Photomultiplicateur 1P21,

Figure 18.



CHAPITRE I V - RESULTATS EXPERIMENTAUX -

IV - A - VARIATIONS DU COURANT PHOTOELECTRIQUE EN FONCTION DU FLUX LASER INCIDENT, POUR DIFFERENTES TEMPERATURES DE LA CATHODE

De nombreuses courbes montrant ces variations ont été relevées au cours de nos manipulations. Nous en avons choisi quelques unes (les plus représentatives de nos résultats) que nous allons commenter dans ce chapitre.

IV.A.1 - Résultats concernant le photomultiplicateur 1 P 21 (figure 18)

Le courant d'obscurité étant important à $T = 293^{\circ}\text{K}$, nous n'avons pu faire que quelques mesures à cette température. Les points correspondants (notés +) s'alignent approximativement sur une droite de pente 1. Dans ce cas, le phénomène observé est donc linéaire et nous pouvons définir un rendement quantique de l'ordre de $1,8 \cdot 10^{-11}$.

Par contre, pour $T = 194^{\circ}\text{K}$ (points notés 0) et $T = 77^{\circ}\text{K}$ (points notés X), les pentes des deux droites sont respectivement de 1,51 et 1,67. En d'autres termes, le nombre N d'électrons émis par seconde à la cathode est lié au nombre n de photons incidents pendant le même temps par une relation de la forme :

$$N = A \cdot n^{\gamma} \quad \text{ou} \quad A \text{ est une constante et } \gamma \text{ est voisin de } 1,5$$

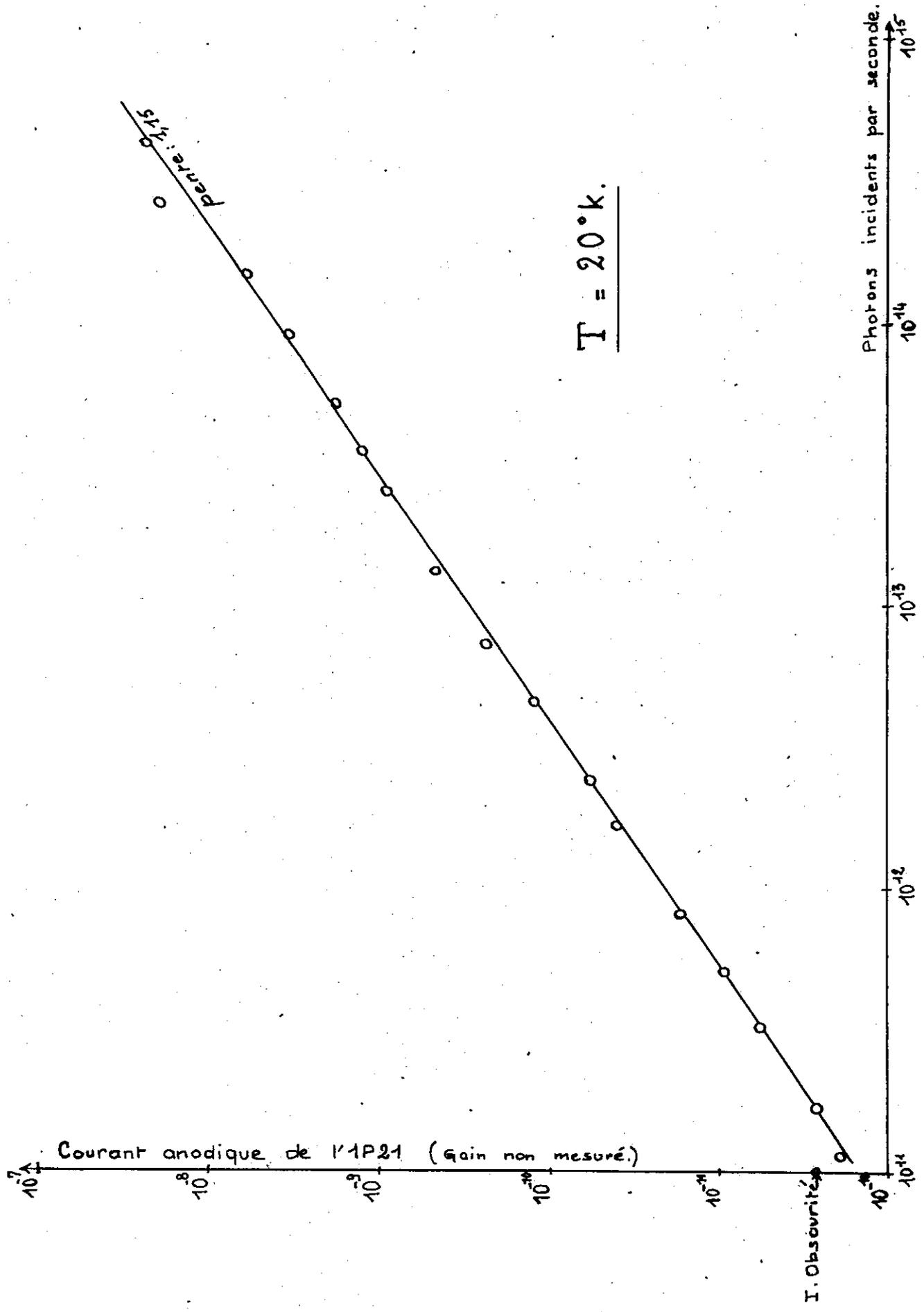
Sur l'autre courbe (points notés Δ) correspondant également à $T = 77^{\circ}\text{K}$ relevée dans des conditions analogues, la pente devient 0,9 pour les faibles puissances, alors qu'elle reste voisine de 1,5 pour les plus grandes valeurs du flux. Pour cette courbe, la dispersion des points est plus faible, ceci s'expliquant par les améliorations apportées à la stabilité de notre montage.

Finalement, on remarque une augmentation très nette du courant photoélectrique correspondant à un même flux incident, quand la température diminue, ce qui est contraire à la théorie généralement admise de l'effet photoélectrique normal en-dessous du seuil. Ce courant est environ 200 fois plus important à $T = 77^{\circ}\text{K}$ qu'à $T = 194^{\circ}\text{K}$.

La figure 19 représente les résultats obtenus pour $T = 20^{\circ}\text{K}$.

Pour les raisons précédemment indiquées, le gain du photomultiplicateur ne put être mesuré à $T = 20^{\circ}\text{K}$ et seul le courant anodique a pu être mesuré. Il ne nous est pas possible, par conséquent, de comparer cette courbe avec les précédentes. A cette température, nos points expérimentaux s'alignent sur

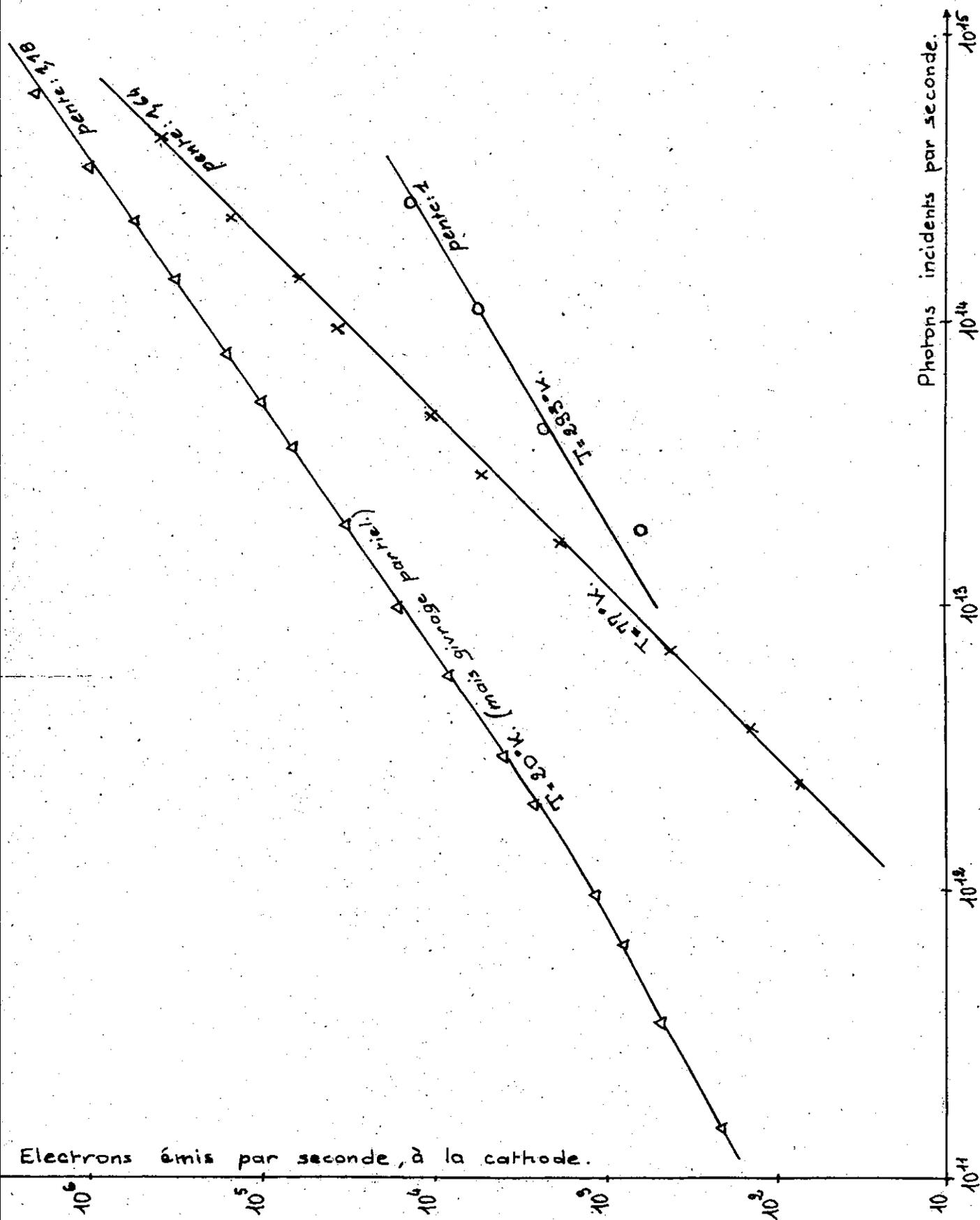
30 bis



Photomultiplicateur 1P21.

Figure 19.

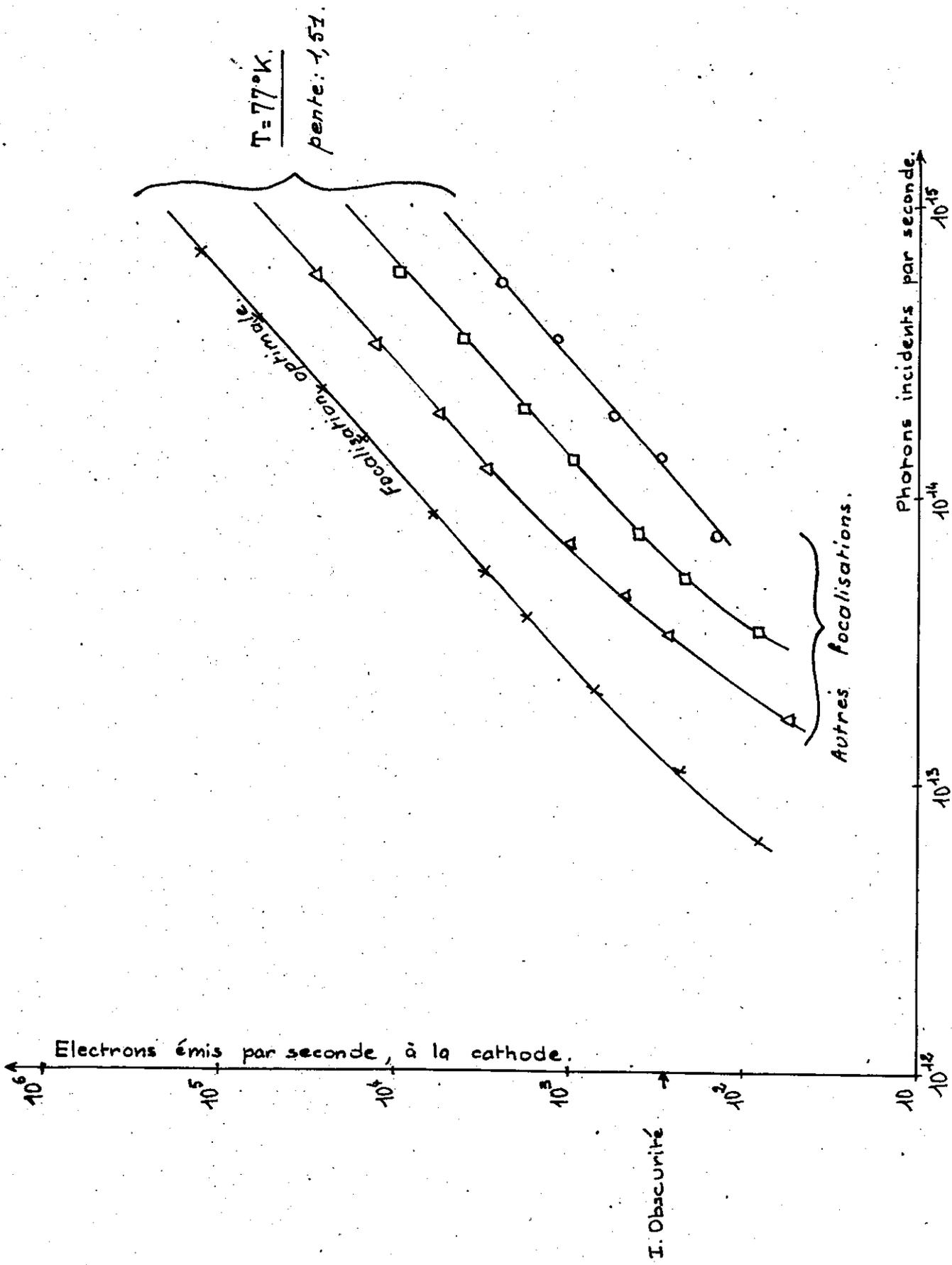
30 ter



Photomultiplicateur 51 AVP.

Figure 20.

Boquatto



Photomultiplicateur 51 AVP: Influence de la focalisation du faisceau LASER en un point de la cathode.

Figure 21.

une droite de pente 1,15.

IV.A.2 - Résultats concernant le photomultiplicateur 51 AVP

Nos résultats (figure 20) sont comparables à ceux obtenus avec le 1 P 21 :

- . pente 1 pour $T = 293^{\circ}\text{K}$
- . pente 1,64 pour $T = 77^{\circ}\text{K}$
- . pente 1,18 pour $T = 20^{\circ}\text{K}$

A cette dernière température, un léger givrage s'est produit dans la boîte à cellule, rendant nos mesures très délicates. Les courants observés sont sensiblement plus faibles pour des puissances identiques que ceux relevés pour le photomultiplicateur 1 P 21.

La figure 21 concerne un de nos essais effectués pour essayer de comprendre ce processus d'émission photoélectrique. Nous avons fait varier la mise au point du faisceau laser convergent sur la surface de la cathode par translation du prisme P_3 . Le courant photoélectrique présente un maximum pour une certaine focalisation : la pente de la courbe est ici voisine de 1,51. Quand la focalisation du faisceau est modifiée, la courbe obtenue reste parallèle à elle-même.

Ces mesures n'ont pas été poursuivies en raison de l'impossibilité d'obtenir des résultats reproductibles; la grandeur des effets observés variait en effet énormément avec la région utilisée de la cathode.

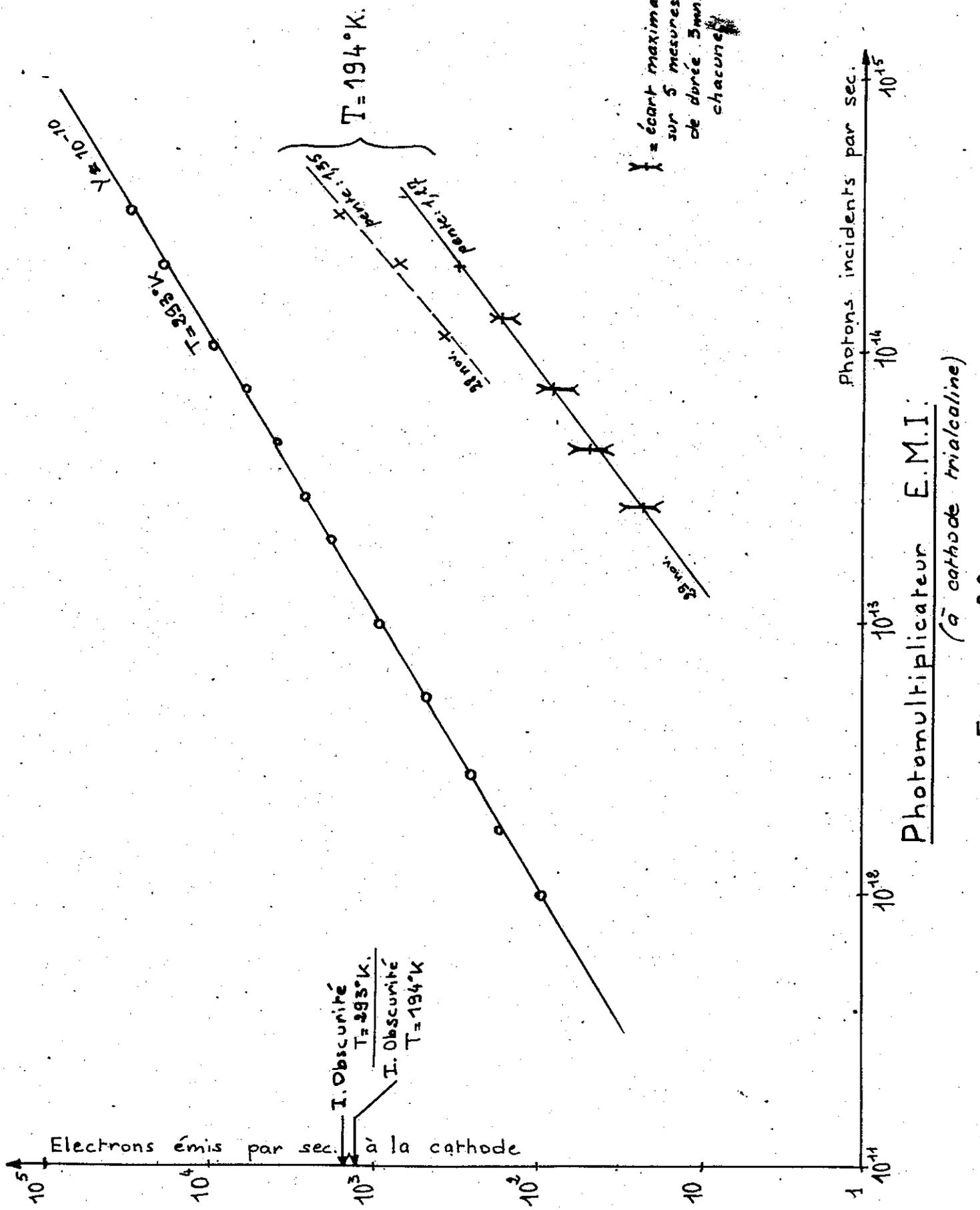
IV.A.3 - Résultats concernant le photomultiplicateur E.M.I

A $T = 293^{\circ}\text{K}$, l'effet photoélectrique observé est parfaitement normal (figure 22). Nous pouvons définir un rendement quantique voisin de 10^{-10} .

Quand la température diminue, le courant photoélectrique diminue rapidement et les mesures deviennent très difficiles. Quelques essais furent faits à $T = 194^{\circ}\text{K}$: chaque point ~~mesuré~~ \times correspond à la moyenne de cinq mesures de durée 3 mn chacune. Ici encore, la pente est devenue voisine de 1,3 quand la température est passée de $T = 293^{\circ}\text{K}$ à $T = 194^{\circ}\text{K}$.

Comme il a été indiqué ci-dessus, aucune mesure ne put être faite à des températures plus faibles.

31 bis



Photomultiplicateur E.M.I.
(à cathode trialcaline)

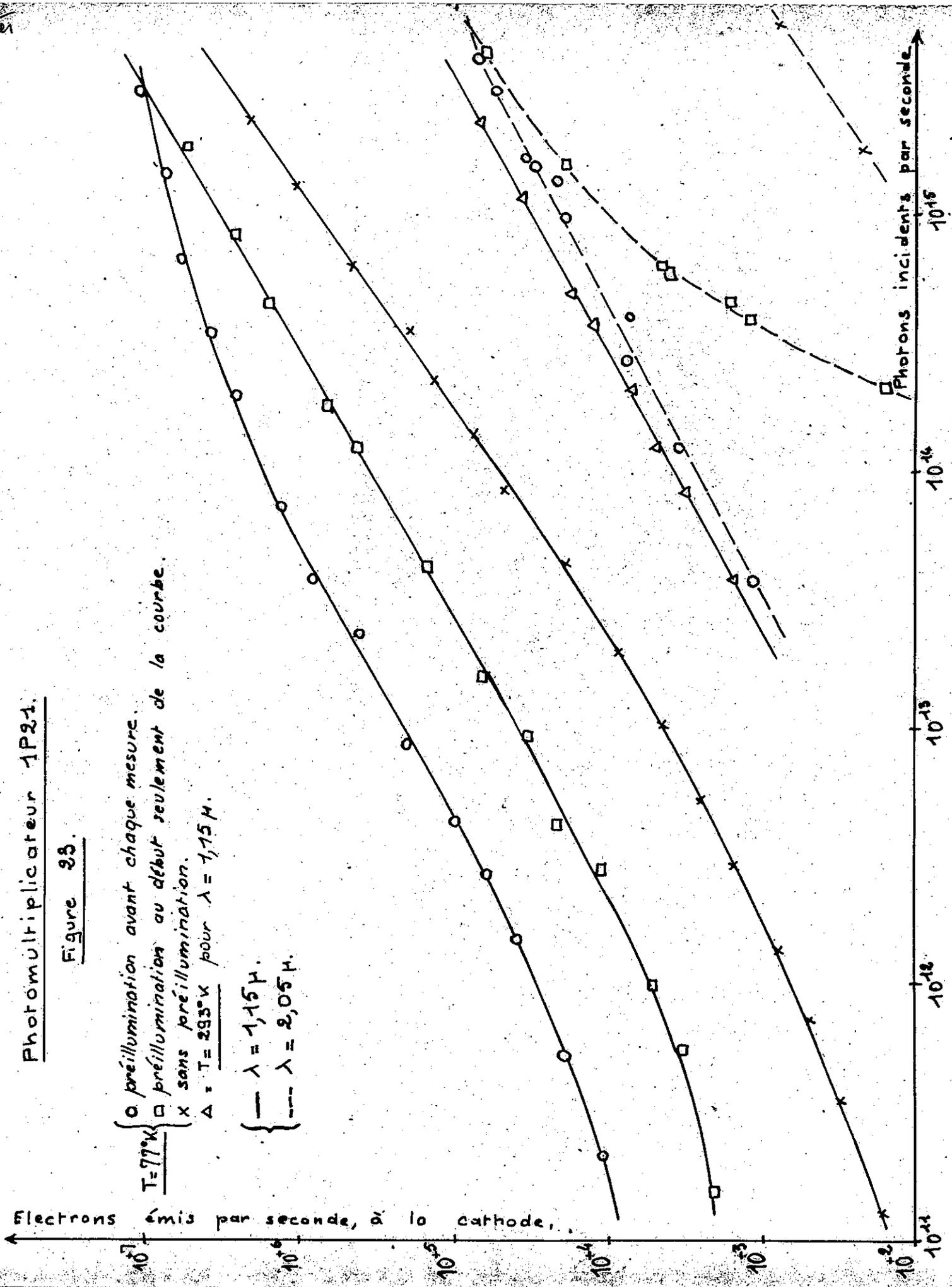
Figure 22.

Photomultiplicateur 1P21.

Figure 33.

$T = 77^{\circ}K$ { \circ préillumination avant chaque mesure.
 $T = 293^{\circ}K$ { \square préillumination au début seulement de la courbe.
 { \times sans préillumination.
 Δ : $T = 293^{\circ}K$ pour $\lambda = 1,15 \mu$.

— $\lambda = 1,15 \mu$.
 --- $\lambda = 2,05 \mu$.



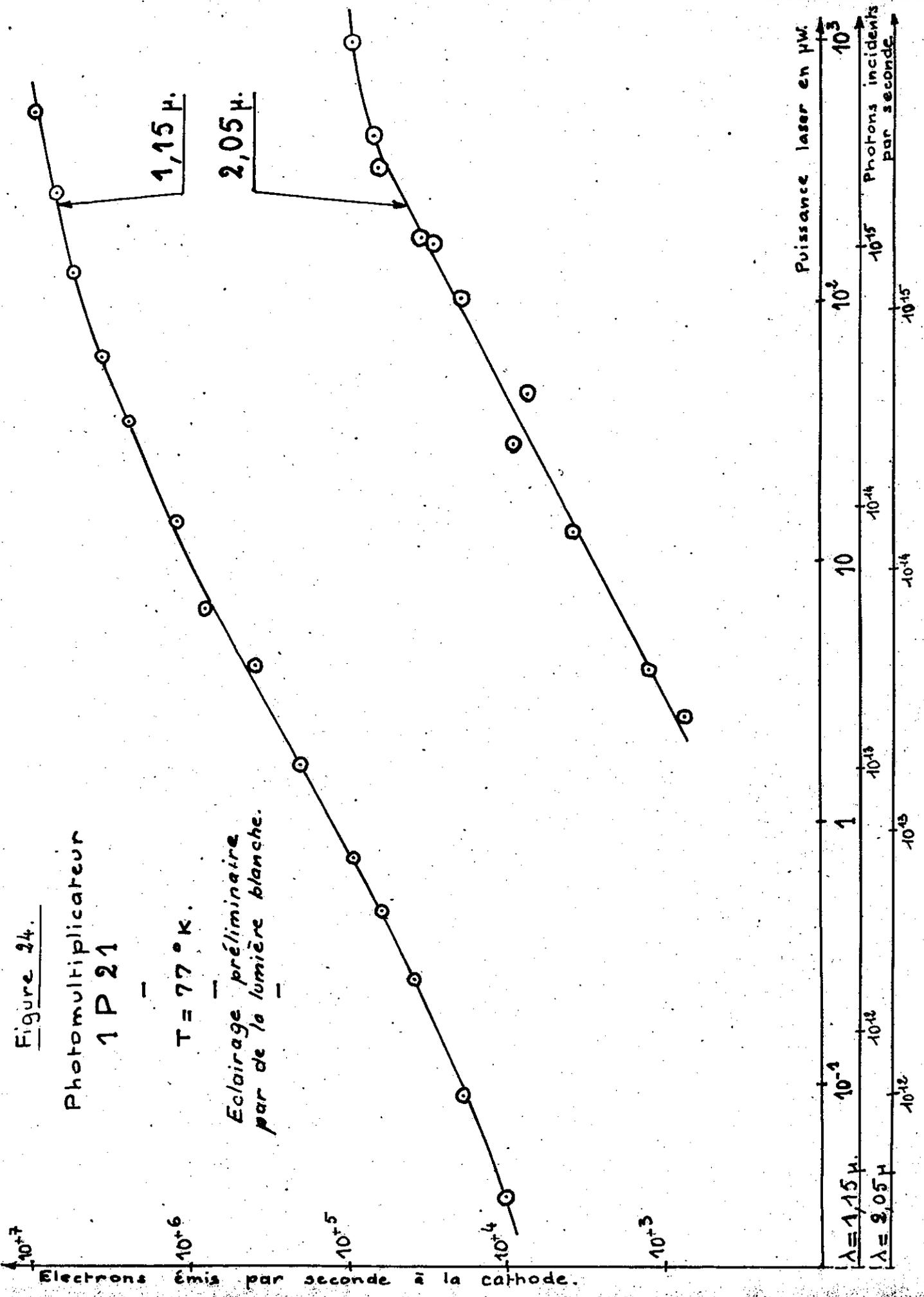
31 Quato

Figure 24.

Photomultiplicateur
1 P 21

$T = 77^\circ \text{K}$.

Eclairage préliminaire
par de la lumière blanche.



IV - B - INFLUENCE D'UNE PRE-ILLUMINATION EN LUMIERE BLANCHE DE LA CATHODE Cs₃-Sb

Tous nos résultats précédents ont été relevés sans que nous connaissions les travaux de TAFT et PHILIPP, c'est pourquoi nous ne nous sommes pas préoccupés initialement de l'importance d'une pré-illumination de la cathode. Si cette pré-illumination a eu lieu dans nos mesures, elle n'a eu lieu que de façon accidentelle et tout à fait fortuite lors des réglages de notre montage.

Nous avons ensuite repris les mesures avec le photomultiplicateur 1 P 21. Lorsque nous éclairons la cathode (sans tension) par de la lumière blanche avant de faire arriver le faisceau laser sur cette cathode, le courant observé est environ trois fois plus important que celui émis par le photomultiplicateur non pré-illuminé. Si nous laissons le photomultiplicateur soumis au rayonnement laser, le courant diminue rapidement ; ceci n'est pas un effet d'échauffement puisque après avoir supprimé la cathode un moment dans l'obscurité le courant, lors du rétablissement du faisceau laser, reprend sa dernière valeur, et non celle qu'il avait immédiatement après le pré-éclairage en lumière blanche. Si nous pré-illuminons une seconde fois le photomultiplicateur, le courant remonte à sa valeur initiale. Ce phénomène apparaît bien comme une excitation des électrons dans des états métastables : une pré-illumination de trente secondes suffit à saturer ainsi complètement la cathode.

La figure 23 résume ces résultats : les courbes en traits pleins correspondent à la longueur d'onde précédemment utilisée : $\lambda = 1,15 \mu$.

Les points notés Δ ont été relevés à $T = 293^\circ\text{K}$. Une pré-illumination ne joue aucun rôle à cette température.

Ceux notés x , à $T = 77^\circ\text{K}$ ont été obtenus sans éclairage préalable. On retrouve une courbe analogue à celle tracée précédemment.

Par contre, la courbe (points notés 0) présente une saturation pour les puissances incidentes supérieures. Chaque mesure est faite après une pré-illumination de la cathode.

Enfin, un essai fut effectué avec une pré-illumination au début de la série de mesures. La courbe correspondante (points notés \square) a été tracée à flux décroissant. Pour un même flux incident, le courant observé est plus faible que celui mesuré après une pré-illumination immédiate. Ces résultats sont évidemment difficilement reproductibles du fait qu'une plus ou moins longue illumination de la cathode par le faisceau laser extrait une quantité plus ou moins grande d'électrons au cours de chaque mesure.

.../...

IV - C - INFLUENCE DE LA LONGUEUR D'ONDE SUR LE NOMBRE DE PHOTO-ELECTRONS
EMIS PAR LA CATHODE Cs₃-Sb

Disposant des lasers à miroirs externes, nous avons pu effectuer quelques essais avec différentes raies.

La figure 23 comporte également nos résultats concernant la longueur d'onde de 2,05 μ (courbes en pointillés). Aucun courant ne put être décelé à $T = 293^\circ\text{K}$ même avec une pré-illumination énergétique de la cathode. Les courbes obtenues à $T = 77^\circ\text{K}$, avec et sans pré-illumination de la cathode, ont des allures comparables à celles tracées pour $\lambda = 1,15 \mu$. On remarquera que l'échelle des abscisses étant graduée en photons par seconde, une parallèle à l'axe des ordonnées ne correspond à la même puissance laser pour les deux longueurs d'onde différentes.

Par contre, ceci est vérifié sur la figure 24 où l'on a porté en abscisses des puissances. La réponse du photomultiplicateur pour 1,15 μ est environ 100 fois plus grande que celle pour 2,05 μ .

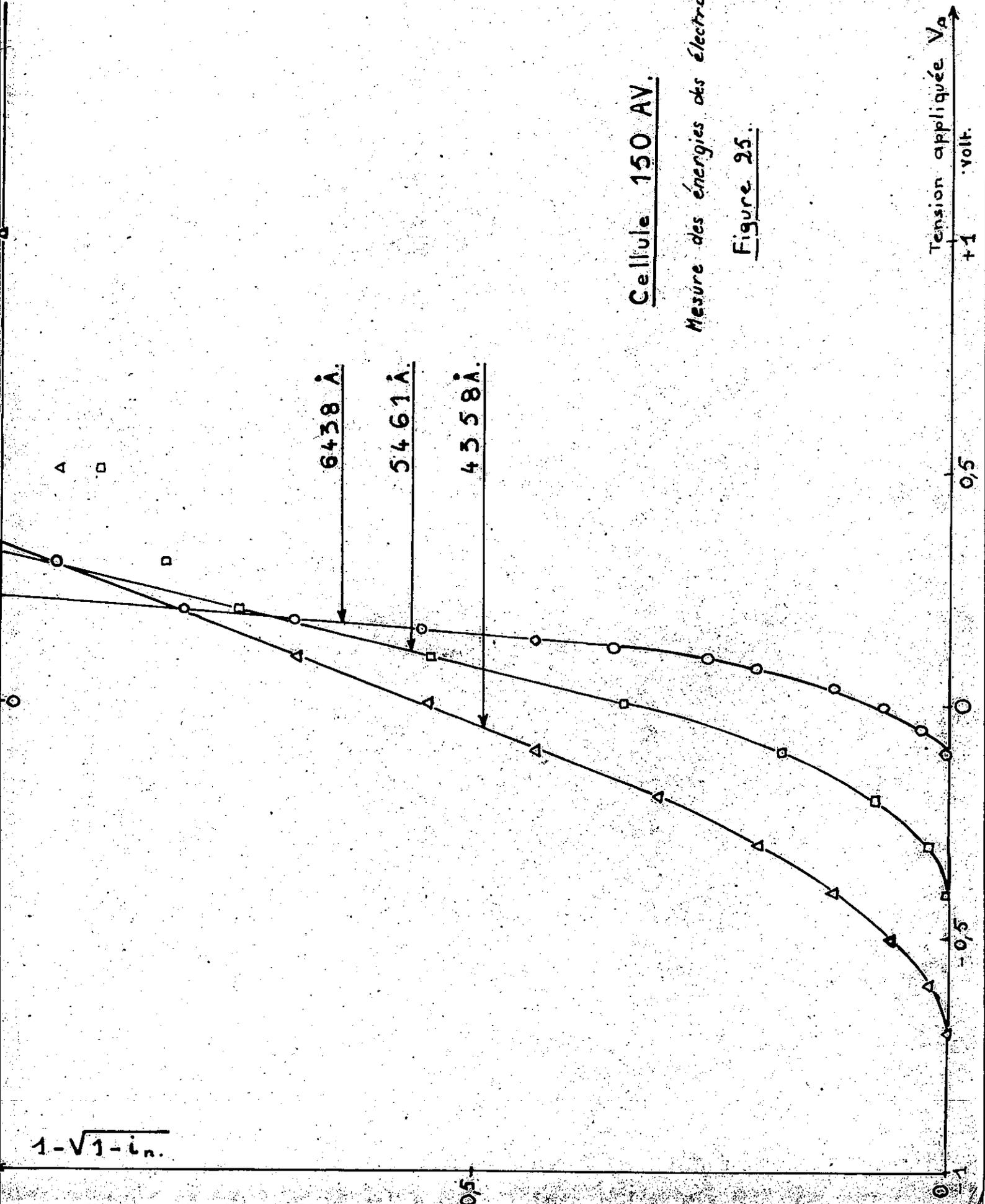
Enfin, aucun courant ne put être décelé lorsque le photomultiplicateur, même refroidi à $T = 77^\circ\text{K}$, était soumis à un rayonnement laser de 3,39 μ , malgré une puissance beaucoup plus importante (8mw).

IV - D - MESURE DES ENERGIES DES ELECTRONS EMIS PAR LA CATHODE

La figure 25 concerne les résultats pour les raies 4358 Å et 5461 Å du mercure et la raie 6438 Å du cadmium. Les courbes sont conformes aux résultats prévus théoriquement. Le fait que les trois droites ne soient pas concourantes exactement pour $1 - \sqrt{1 - in} = 1$ provient certainement de la forme de notre cellule, le collecteur ne captant pas tous les électrons émis, ce qui entache les valeurs de $(1 - \sqrt{1 - in})$ voisines de l'unité d'une erreur plus importante que celle commise sur les autres mesures. La décroissance asymptotique due à l'agitation thermique est également très nette pour chacune des radiations.

Il est évidemment regrettable de n'avoir pu faire à basse température, donc avec le laser la moindre mesure, une comparaison avec la théorie eut été en effet très intéressante.

33 bis



Cellule 150 AV.

Mesure des énergies des électrons

Figure 25.

Tension appliquée V_a
+1
0,5
0
-0,5
-1
volt.

$1 - \sqrt{1 - i_n}$

0,5

0

CHAPITRE V - CONCLUSION

Nous sommes conscients de l'insuffisance de nos résultats, cependant, la non-linéarité avec le flux incident et l'augmentation du courant photoélectrique observé quand la température diminue sont des phénomènes qui n'avaient pas, à notre connaissance, encore été signalés. De même, l'effet photoélectrique anormal constaté pour une longueur d'onde de $2,05 \mu$ est intéressante. Nous pensons que ces quelques résultats montrent que le laser peut constituer un instrument commode dans l'étude d'effets photoélectriques de ce type.

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

- [1] Structure in the Energy Distribution photoelectrons from K_3Sb and $Cs_3 \leftarrow Sb$ - by E.A.TAFT and H.R. PHILIPP - PHYSICAL REVIEW - Vol.115 -Nb:6
- [2] Über eine mögliche Form eines infrarotempfindlichen vervielfachers--
von W. BAUMGARTNER und N. SCHÄETLI - HELVETICA PHYSICA ACTA - Vol : 25 p.611
Vol : 26 p.380
- [3] Notes de cours du Certificat d'Optique - P.JACQUINOT -
- [4] Gaseous Optical Masers : W.R.BENETT - APPLIED OPTICS 1962 - Supplément -
- [5] Optical Maser Oscillations in a Gaseous Discharge : A.JAVAN -
2ème CONGRES D'ELECTRONIQUE QUANTIQUE
- [6] Photoelectric Effect by R.J. MAURER - HANDBOOK OF PHYSIC - Chapter 5
- [7] Energy Distribution of Photoelectrons from Polycristalline Tungsten -
PHYSICAL REVIEW - Vol :73 - Nb 46 - 1948
