

50376
1960
37

50376
1960
37

FACULTE DES SCIENCES DE LILLE

ACTION D'UNE INDUCTION MAGNETIQUE CONTINUE SUR
L'INTENSITE LUMINEUSE EN DECHARGE HAUTE FREQUENCE .

Diplôme d'Etudes Supérieures de Physique

par A. CANION

soutenu le 1.10.1960 devant le jury comprenant

MM. ROIG, Président

BROCHARD
WERTHEIMER



Le but de ce travail est d'étudier l'influence d'une induction magnétique ~~contenue~~ sur l'intensité lumineuse d'une décharge en haute fréquence. Nous avons étudié le rôle de l'intensité de l'induction, de la tension d'alimentation de l'oscillateur H.F., de la pression du gaz et de la longueur d'onde de la raie utilisée, pour deux gaz différents: l'hélium et l'hydrogène.

Dans ce même laboratoire des mesures ont été faites sur le néon et l'argon mais avec un appareillage différent (cf. Diplôme CHARBONNEL 1953). M. CHARBONNEL étudiait l'intensité lumineuse de l'ensemble des raies émises par le tube. Il traçait les courbes donnant la variation relative d'intensité lumineuse en fonction de la pression et du champ magnétique. Mais celui-ci était limité à 80 oersteds, ce qui correspond, si nous admettons que la perméabilité du tube est celle du vide, à une induction de $80 \cdot 10^{-4} \text{ Wb/m}^2$ alors que la nôtre atteint $190 \cdot 10^{-4} \text{ Wb/m}^2$.

I - Description des appareils -

1) Tube laboratoire. Installation à vide.

Nous localisons la décharge dans un tube de verre cylindrique de 64 mm. de long sur 38 mm. de diamètre, relié à une installation à vide comprenant une pompe primaire à palettes et une pompe secondaire à condensation de mercure. Une circulation d'eau et deux pièges à azote liquide condensent la vapeur de mercure ainsi que certaines vapeurs pouvant se trouver dans l'installation (eau, benzène, graisses, etc..) Nous sommes arrivés à des pressions de l'ordre du millième de millimètre de mercure ce qui est bien suffisant puisque le tube se trouve alors éteint. La pression est mesurée à l'aide d'une jauge de MacLeod. Une bouteille d'hélium est reliée à l'installation par l'intermédiaire d'un sas. Quant à l'hydrogène, on l'introduit grâce à un osmorégulateur alimenté par du gaz d'éclairage.

Le mode opératoire est le suivant: on fait d'abord le vide tout en dégagant les parois de verre par un rayonnement HF (homoflux) ou même par chauffage au four électrique pour le tube laboratoire. Ensuite on coupe la communication avec les pompes, on introduit un certain volume de gaz qu'on règle à la pression voulue en pompant de nouveau, puis on isole le tube-laboratoire du reste de l'appareil.

2 - Champ électromagnétique H.F.

Nous utilisons un oscillateur du type TPTG à double pentode (fig. 1) (CRO 807).

Nous avons réglé le circuit oscillant de plaque sur une fréquence de 30 MHz. La self fait 65 mm. de longueur sur 50 mm de diamètre et comporte 6 spires de gros fil. Pour l'alimentation en haute tension continue, nous avons construit une boîte pouvant donner de 0 à 1000 volts à vide et de 0 à 600 volts - 200 mA en charge. Le redressement est à deux alternances par valves DCG 4/1000 à gaz. Le filtrage se fait par une cellule en π précédée d'une self de protection pour les tubes (fig. 2)

3 - Création du champ magnétique continu.

Nous voulons faire agir le champ suivant l'axe du tube. Mais pour cela; il est nécessaire, à cause de l'encombrement des appareils, de mettre le tube en dehors de la self de l'oscillateur. Nous avons donc fixé sur ce tube, dans le sens de la longueur, deux électrodes rectangulaires en feuille de cuivre, reliées chacune à une extrémité de la self. Naturellement le champ magnétique H.F. se trouve ainsi supprimé, seul le champ électrostatique H.F. agit: la décharge est de type "électrostatique".

Il faut donc réaliser un dispositif créant un champ magnétique continu, autant que possible uniforme dans tout le volume du tube, pouvant varier de 0 à 10.000 A/m environ et laissant le tube suffisamment à découvert pour permettre l'observation. Il semble, que, seules les bobines de Helmholtz puissent remplir ces conditions.

Description des bobines - Deux bobines plates identiques de rayon R parcourues par le même courant i circulant dans le même sens sont placées parallèlement à la distance R l'une de l'autre. Si h est le champ créé par chaque bobine en son centre, il existe au centre de symétrie de la figure formée par les deux bobines un champ $H \approx 1,43 h$ pratiquement uniforme dans la région entourant ce point.

Pour avoir un champ $h = 1,43 \frac{NI}{2R}$ MKSA assez important, il faut à la fois un nombre de tours de fil N suffisant, un courant i assez intense et cependant un fil le moins gros possible de façon à ce que les bobines ne soient pas trop volumineuses c'est-à-dire à ne pas trop s'écarter de l'approximation des bobines plates. D'autre part la tension disponible maxima est 120 volts

Nous avons donc choisi les caractéristiques suivantes:

$R = 110$ mm. , $N = 800$, fil de 0,8 mm de diamètre,

résistance : 20 ohms par bobine d'où=

$$H = 5.200 \text{ i A/m}$$

on $B = \mu_0 H = 65.10^{-4} \text{ i Wb/m}^2$ avec i ampères

Or, les bobines étant en série, le courant maximum est

$$i_{\max} = \frac{120}{40} = 3 \text{ A.} \quad \text{d'où} \quad H_{\max} = 15.600 \text{ A/m}$$

$$B_{\max} = 195.10^{-4} \text{ Wb/m}^2$$

Etude de l'uniformité du champ à l'intérieur du tube.

1) Etude sur l'axe - Il est facile de montrer, en traçant la courbe donnant le champ éréultant en un point de l'axe en fonction de la position de ce point, que ce champ est uniforme sur une grande partie de l'axe, dans le cas où la distance des bobines est égale à R.

Calculons cependant le champ à une extrémité M du tube située sur l'axe de symétrie (Fig. 3).

Soit d la distance de M au centre O du tube , celui-ci étant placé au centre de symétrie de la figure. Pou(un courant de valeur unitaire, le champ créé en M par une bobine est

$$h = \frac{800 R^2}{2 (R^2 + x^2)^{3/2}} \quad \text{avec } x_A = \frac{R}{2} + d \text{ pour la bobine A}$$

$$x_B = \frac{R}{2} - d \text{ pour la bobine B}$$

$$\text{donc } h_A = \frac{400 R^2}{\left[R^2 + \left(\frac{R}{2} + d \right)^2 \right]^{3/2}}$$

$$h_B = \frac{400 R^2}{\left[R^2 + \left(\frac{R}{2} - d \right)^2 \right]^{3/2}}$$

avec R = 0,11 m et d = 0,032 m, nous obtenons:

$$h_A = 3.397 \text{ A/m}$$

$$h_B = 1.768 \text{ A/m}$$

Le champ résultant en M est donc $H = h_A + h_B = 5.165 \text{ A/m}$
 au lieu de 5.206 A/m au centre (valeur exacte)

Il y a donc une variation relative du champ entre le centre et une extrémité

$$\text{du tube} = \frac{H}{H} = \frac{40}{5.200} = \frac{8}{1.000}$$

b) Etude en dehors de l'axe.

Considérons un point P situé à la fois sur la paroi du tube et dans le plan perpendiculaire en O à l'axe Oz des bobines (fig. 3)

En P les champs dus aux deux bobines sont égaux car le plan ci-dessus est un plan de symétrie pour la figure. Les composantes longitudinales H_z s'ajoutent, les composantes radiales se compensent exactement.

Le champ résultant en P est donc parallèle à Oz et a pour valeur $\mathcal{H}_z = 2 H_z$.

Or d'après le calcul de M. CAZENAVE (Revue générale de l'électricité tome 64, n° 10, p. 510), le champ créé par une spire circulaire de rayon R, parcourue par un courant i en un point P d'abscisse z et situé à une distance

de Oz a pour composante longitudinale

$$h_z = \frac{2i}{r_2} K + \frac{R^2 - (z^2 + \rho^2)}{z^2 + (R - \rho)^2} E \quad \text{dans le système CGS}$$

K et E étant les intégrales elliptiques complètes de Legendre de première et seconde espèces

$$K = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta}}$$

$$E = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta} d\theta$$

$$\text{avec } k = \frac{2\sqrt{R\rho}}{r_2} \quad \text{et } r_2 = \sqrt{z^2 + (R + \rho)^2}$$

Pour nos deux bobines de 800 spires, nous avons donc:

$$\mathcal{H}_z = 2 \times 800 \frac{h_z}{4\pi \cdot 10^{-2}} \quad \text{MKSA}$$

avec $R = 11 \text{ cm.}$

$z = 5,5 \text{ cm.}$

et pour un courant $i = 1 \text{ A}$

$\rho = 1,8 \text{ cm.}$

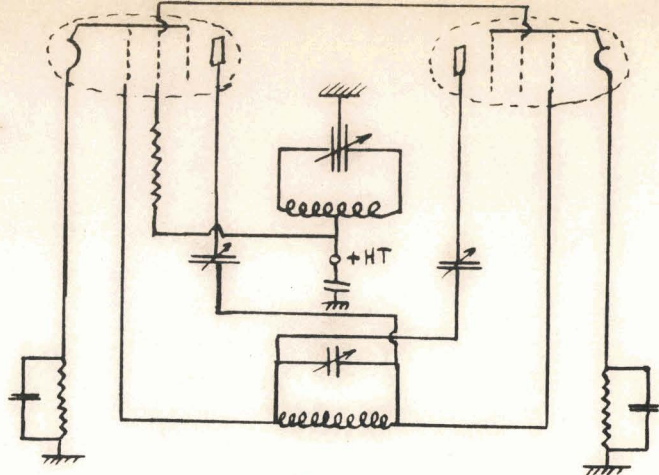


fig. 1

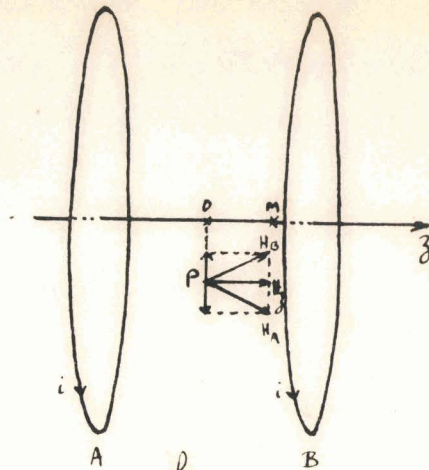


fig. 3

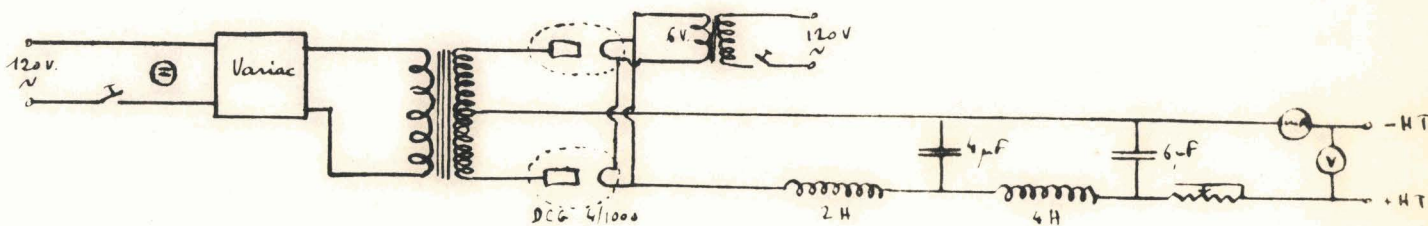


fig. 2

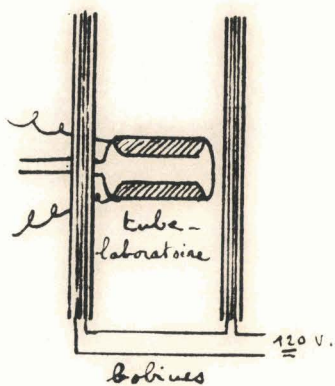
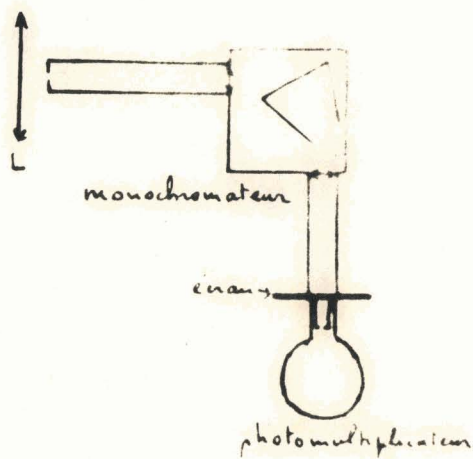


fig. 4



nous obtenons $r_2 = 13,93$ et $k = 0,6389$

Si nous posons $k = \sin \alpha$ nous trouvons $\alpha = 39^\circ 42'$

Pour cet α , les intégrales ont pour valeur:

$K = 1,7836$ $E = 1,3954$ (cf. Jakucke and Eunde
Tables of functions, p. 52)

d'où $H_z = 5.203$ A/m au lieu de 5.206 A/m au centre.

Naturellement le champ a la même valeur en tous les points de la paroi du tube situés dans le plan de symétrie défini plus haut. Du centre du tube à l'un quelconque de ces points, le champ subit donc une variation relative

$$\frac{\Delta H}{H} = \frac{3}{5.206} \neq \frac{6}{10.000}$$

D'autre part, nous avons vu que du centre à une extrémité axiale de tube, le champ variait de $\frac{8}{1.000}$. Nous pouvons donc admettre qu'il est

constant dans tout le volume du tube avec une approximation de l'ordre de $1/100$

4) Montage optique (fig. 4)

Nous voulons étudier le phénomène pour différentes raies du spectre. Il faut donc utiliser un spectroscopie ou un réseau mais la difficulté est alors d'amener facilement et avec précision une raie donnée devant la fenêtre du photomultiplicateur de mesure. Pour y parvenir, nous choisissons un monochromateur à un prisme de Broca comportant une fente d'entrée et une fente de sortie (monochromateur Bruhat)

Pour certaines valeurs du champ et de la pression, on remarque que la décharge est repoussée soit aux extrémités, soit autour de l'axe du tube. Or nous voulons mesurer l'intensité moyenne de la lumière émise, il faut donc recueillir à la sortie du monochromateur des rayons issus de tous les points du tube.

Pour cela nous faisons l'image du tube sur la face avant du prisme à l'aide d'une lentille L de distance focale $f = 150$ mm, l'image étant toute entière comprise à l'intérieur de ce diaphragme.

Le réglage se fait de la façon suivante : nous faisons défiler les raies en déplaçant le prisme du monochromateur à l'aide de la vis micrométrique placée à cet effet en observant directement à l'œil nu. Il est ainsi possible d'amener la raie à étudier exactement dans la fente de sortie en éliminant les autres radiations.

D'autre part le cylindre de protection de photomultiplicateur est muni d'un petit tube qui vient s'emboîter sur le tube supportant la fente de sortie du monochromateur et qui débouche sur la photocathode. De plus un écran noir élimine la lumière parasite. Lorsque les tubes sont ainsi ajustés on en est sûr que, seule la raie souhaitée éclaire la cellule et que celle-ci reçoit de la lumière de tous les points de la source.

5 - Réception et enregistrement

a) Photomultiplicateur (fig. 5) C'est un L.P. 21 à 9 dynodes que nous portons à des potentiels croissants à partir de la cathode par une chaîne de lampes au néon 85 A₂. En parallèle nous plaçons des résistances de 1 M Ω qui facilitent l'allumage des néons, ainsi que des capacités de 10.000 pF. Nous appliquons une tension continue de 850 volts entre anode et cathode et nous mettons le pôle positif à la masse. Ainsi il existe une différence de potentiel de 85 volts entre chaque dynode et ses voisines.

La lampe est placée dans un cylindre de laiton placé, en face de la cathode, d'une fenêtre circulaire. La chaîne de néons ainsi que les résistances et les capacités sont logées dans un boîtier fixé sous le cylindre. De cette façon le photomultiplicateur est relié à sa boîte d'alimentation par deux simples fils au lieu d'un faisceau de 11 fils très encombrant.

b) Alimentation du photomultiplicateur (fig. 6) Nous avons construit une source de tension continue, alimentée sous 120 volts, alternatifs stabilisés par un appareil à fer saturé. Nous utilisons un transformateur à point milieu de 120 v. - 3000 Le redressement se fait par deux valves à gaz protégées par une self de 2 henrys. Le filtre est constitué par deux condensateurs de 2 μ F en parallèle.

La tension ainsi obtenue est environ 1500 volts. Or nous avons besoin de 850 volts et d'autre part les lampes au néon exigent un courant de 2 à 5 mA pour donner une bonne stabilisation. Nous mettons donc en série une résistance de 210 k Ω , ce qui nous donne un courant de 3mA d'où une chute de tension

de 630 volts et une bonne stabilisation de la tension.

D'autre part un milliampèremètre sert à vérifier que la chaîne de néons est bien allumée. Enfin nous avons placé entre -HT et + HT une résistance de $20\text{ M}\Omega$ de façon à ce que les condensateurs ne restent pas chargés après utilisation, ce qui pourrait constituer un danger étant donné leur capacité et la tension employée.

c) Enregistreur - Le courant de photomultiplicateur i attaque un millivolmètre enregistreur par l'intermédiaire d'un potentiomètre AOIP et 12.100Ω . Le courant i que nous mesurons ainsi est proportionnel à l'intensité lumineuse de la source. Nous allons tracer les courbes donnant i_H , courant de cellule, en présence du champ magnétique H en fonction de la tension d'alimentation de l'oscillateur V .

Pour faire varier celle-ci, nous faisons tourner d'un mouvement uniforme le variac qui alimente le transformateur de tension à l'aide d'un petit moteur synchrone monté en bout d'arbre et faisant $1/10$ de tour à la minute.

En réalité nous avons mesuré, en deux enregistrements successifs i_H puis i_0 , courant de cellule en l'absence de champ magnétique et nous en avons déduit les courbes $i_H = f(i_0)$. En traçant une fois pour toutes $i_0 = f(V)$ (courbes I) qui est une droite pour l'hélium et qui présente une légère courbure pour l'hydrogène, nous pouvons graduer les axes des abscisses en volts, nous connaissons donc $i_H = f(V)$.

Pour l'hydrogène nous avons porté seulement les tensions en abscisses car, ayant choisi cette échelle linéaire, l'échelle des i_0 se trouve non linéaire.

Le mode opératoire est alors le suivant: après avoir rempli le tube-laboratoire et après avoir réglé le monochromateur sur une certaine raie, on enregistre la courbe i_0 en fonction du temps t puis, pour une valeur donnée du champ H , on enregistre sur le même papier $i_H = f(t)$. Il est alors possible de construire point par point $i_H = f(i_0)$ en relevant les valeurs de i_H et de i_0 correspondant aux mêmes valeurs du temps. Mais pour cela il faut une origine bien précise des temps. A cet effet nous utilisons le dispositif suivant:

Un filament rectiligne S éclaire un petit miroir concave de distance focale $f = 20$ cm. , fixé sur l'axe du variac et placé à une distance $2f$ de S (fig. 7) Lorsque le variac tourne, le faisceau lumineux tourne également et rencontre à un certain moment la fente d'une cellule photoélectrique 58 CV, fixée elle aussi à $2f$ du miroir.

Le courant ainsi produit est envoyé dans le potentiomètre d'entrée du millivolmètre et provoque donc une impulsion qui s'inscrit sur la bande enregistreuse.

D'autre part l'image du filament a une vitesse angulaire deux fois plus grande que celle du variac et ^{comme} tourne $2f = 40$ cm, la vitesse tangentielle de cette image est suffisamment grande pour donner sur le papier une impulsion assez étroite pour constituer un repère précis.

II - Description qualitative de la décharge lumineuse. (fig. 8)

Nous observons les changements d'aspect lorsque la pression augmente et lorsque l'on fait agir un champ magnétique de 12.000 A/m.

1) Tube rempli d'hydrogène.

Une lumière de teinte bleue apparaît pour une pression de l'ordre de $1/100^{\circ}$ mm de Hg. Elle existe uniquement dans la région axiale (fig.a)

Le champ augmente l'intensité et donne l'aspect de la figure a'.

La décharge est ressemblée à une extrémité, la variation du champ la déplace en bloc dans le tube.

Puis, vers $2/100$ mm de Hg, on observe une lumière bleue au centre, plus intense. Sous l'effet du champ cette lumière devient rose-mauve et occupe tout le tube.

Vers $0,1$ mm de Hg, la décharge est rose et emplit le tube (fig b) le champ la repousse vers les électrodes, elle devient rouge un peu violacée, très intense (fig. b')

Ensuite vers $0,3$ mm de Hg, la lumière se rassemble sur les électrodes, on a l'aspect de la figure c.

Le champ la ramène vers le centre (fig. c')

Puis il apparaît une faible zone lumineuse au centre (fig d) tandis que l'intensité diminue.

Vers $0,5$ mm de Hg, la lumière est très faible, le champ n'a plus d'influence visible sur elle.

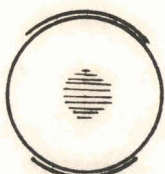
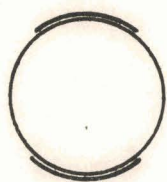
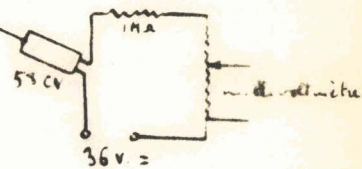
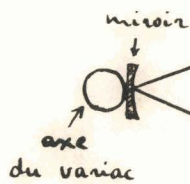
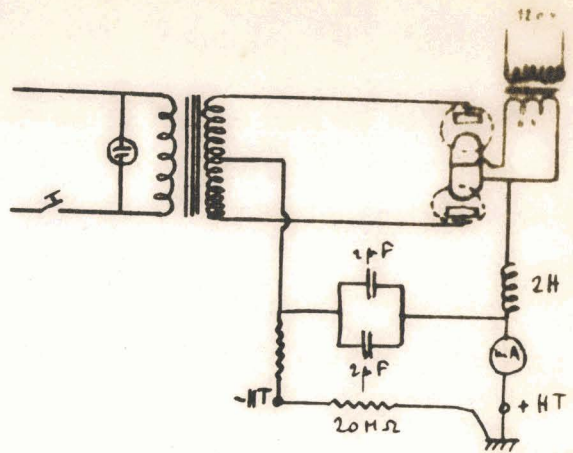
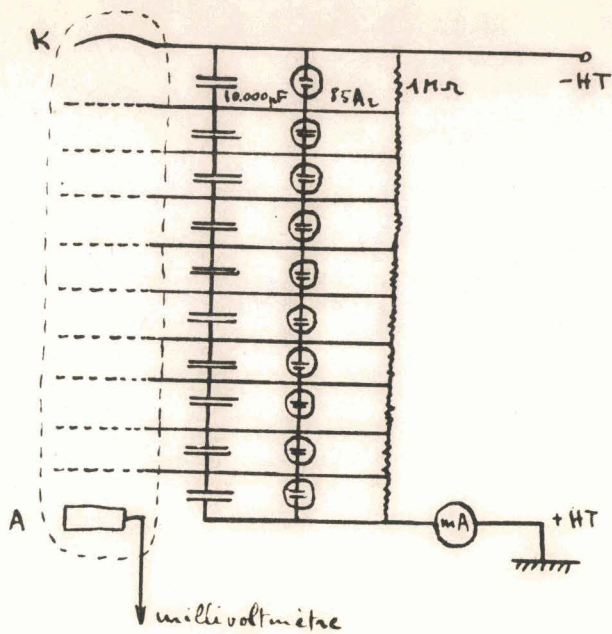
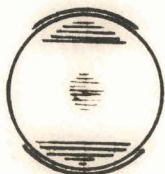
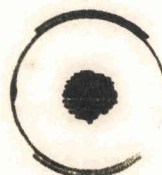


Fig. 8



d

e

f

g

h

2) Tube rempli d'hélium

Le tube s'allume vers 1/100 mm de Hg. La lumière est très faible, éteinte par le champ.

Vers 3/100 mm de Hg, la décharge est bleue, concentrée dans l'axe du tube (fig e).

Le champ se répartit dans tout le tube. Vers 0,1 mm de Hg la décharge est bleu, vert, occupe tout le tube mais est plus lumineuse au centre.

Le champ augmente l'intensité. Il apparaît deux zones roses au voisinage de l'axe (fig f).

Vers 0,3 mm de Hg, aspect identique mais le champ sépare nettement la décharge en une zone rose au centre et deux zones bleu-vert près des électrodes (fig g) d'une zone bleutée sur les électrodes.

Le champ ne modifie pas cette répartition mais augmente fortement l'intensité (fig f).

Ensuite la décharge devient très faible, de teinte jaune pâle légèrement rosée? Le champ n'a pratiquement plus d'effet sur elle.

III - Résultats des mesures

1) Conventions - Nous mesurons sur l'enregistrement du millivolt-

mètre des déviations proportionnelles à la tension aux bornes du potentiomètre d'entrée c'est-à-dire proportionnelles au courant de photomultiplicateur qui

est lui-même proportionnel à l'intensité lumineuse du tube. Comme il n'y a pas grand intérêt à connaître cette dernière grandeur en unités photométriques, nous pouvons tracer les courbes en utilisant l'unité qui nous sert à mesurer les déviations sur le papier enregistreur, à savoir le millimètre.

D'autre part, pour simplifier l'écriture, nous désignerons le champ magnétique par la valeur en ampère du courant I circulant dans les bobines. Il est toujours possible d'obtenir la valeur réelle du champ par la relation: $H = 5,200 I A/m$

2) Mesures sur un tube rempli d'hélium

Nous traçons d'abord les courbes $I = f(H)$, intensité lumineuse en fonction du champ magnétique pour différentes raies du spectre (réseau II), avec $V = 350$ volts et $p = 0,085$ mm. de Hg. Nous constatons presque toujours une légère diminution de I pour les faibles valeurs du champ puis une croissance rapide, un maximum qui a lieu pour une valeur de H (2,5 A) sensiblement identique pour chaque raie et enfin une décroissance jusqu'à 2,8 A.

Nous traçons ensuite les courbes $i_H = f(i_0, V)$ pour $\lambda = 5015 \text{ \AA}$ et pour diverses valeurs du champ et de la pression.

Nous obtenons les réseaux III correspondant à 0,25 mm de Hg

IV	0,16	—
V et V bis	0,11	—
VI	0,034	—

Dans le cas des pressions relativement élevées (3 premiers réseaux) nous remarquons l'existence d'un "régime faible" représenté par une droite presque horizontale. Ce régime se maintient jusque des valeurs plus ou moins grandes de V (tension d'alimentation de l'oscillateur) selon le champ appliqué et la pression. Pour les pressions élevées, il cesse spontanément pour des valeurs de V d'autant plus faibles que le champ est faible (réseau III) I fait alors place à des régimes plus lumineux que nous appellerons "régimes brillants".

Mais pour les pressions inférieures à 0,2 mm de Hg et pour les champs supérieurs à 1 A, le régime faible se maintient jusque des valeurs de V de plus en plus élevées lorsque le champ croît.

Cependant il est possible, même dans ces cas, de passer à des régimes brillants en faisant un apport auxiliaire d'énergie (homoflux)

On constate alors dans la plupart des cas l'existence de deux régimes brillants successifs, représentés par deux portions de droites obliques, le passage au deuxième régime brillant se faisant pour des valeurs de V d'autant plus grandes que le champ est plus intense.

D'autre part on remarque que la pente de la droite représentant ce dernier régime est d'autant plus forte que le champ est plus grand. Cette propriété est particulièrement en évidence dans le réseau V et V bis où nous faisons croître H de 0,25 en 0,25 A.

Pour les pressions faibles (réseau VI), le phénomène est un peu différent et plus complexe. Le deuxième régime brillant est de forme identique à celui des réseaux précédents mais le premier régime brillant n'existe pas. Le régime faible est interrompu, pour les champs supérieurs à 1 A, par une chute à un régime encore plus faible. Pour 2 A, on observe une seconde chute avant de passer au régime le plus brillant.

Nous traçons ensuite $i_H = f(i_0, V)$ (réseau VII) pour la raie jaune de l'hélium ($\lambda = 5875 \text{ \AA}$) : les courbes ont la même forme que pour la raie verte.

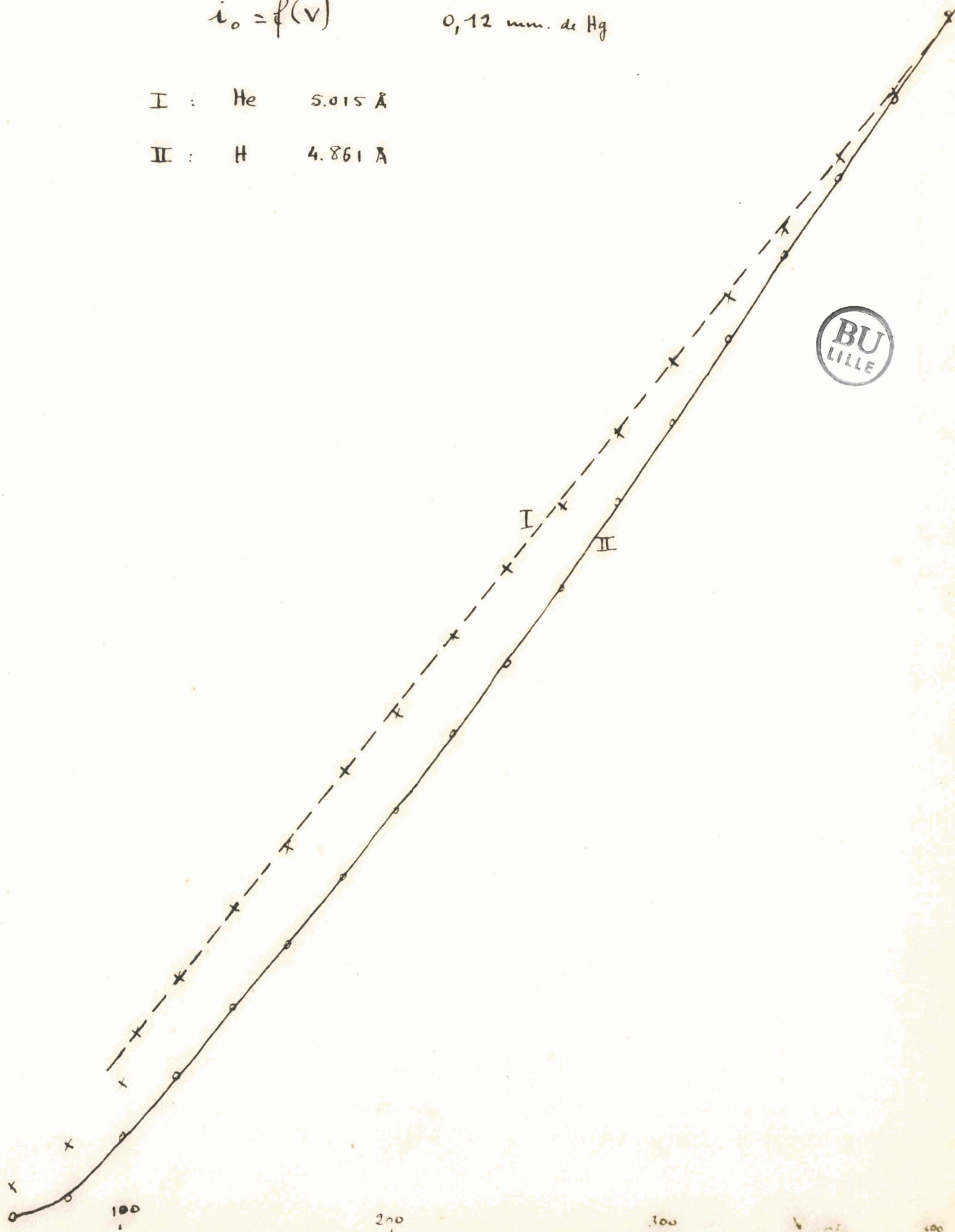
Courbes I

$$i_0 = f(v)$$

0,12 mm. de Hg

I : He 5.015 Å

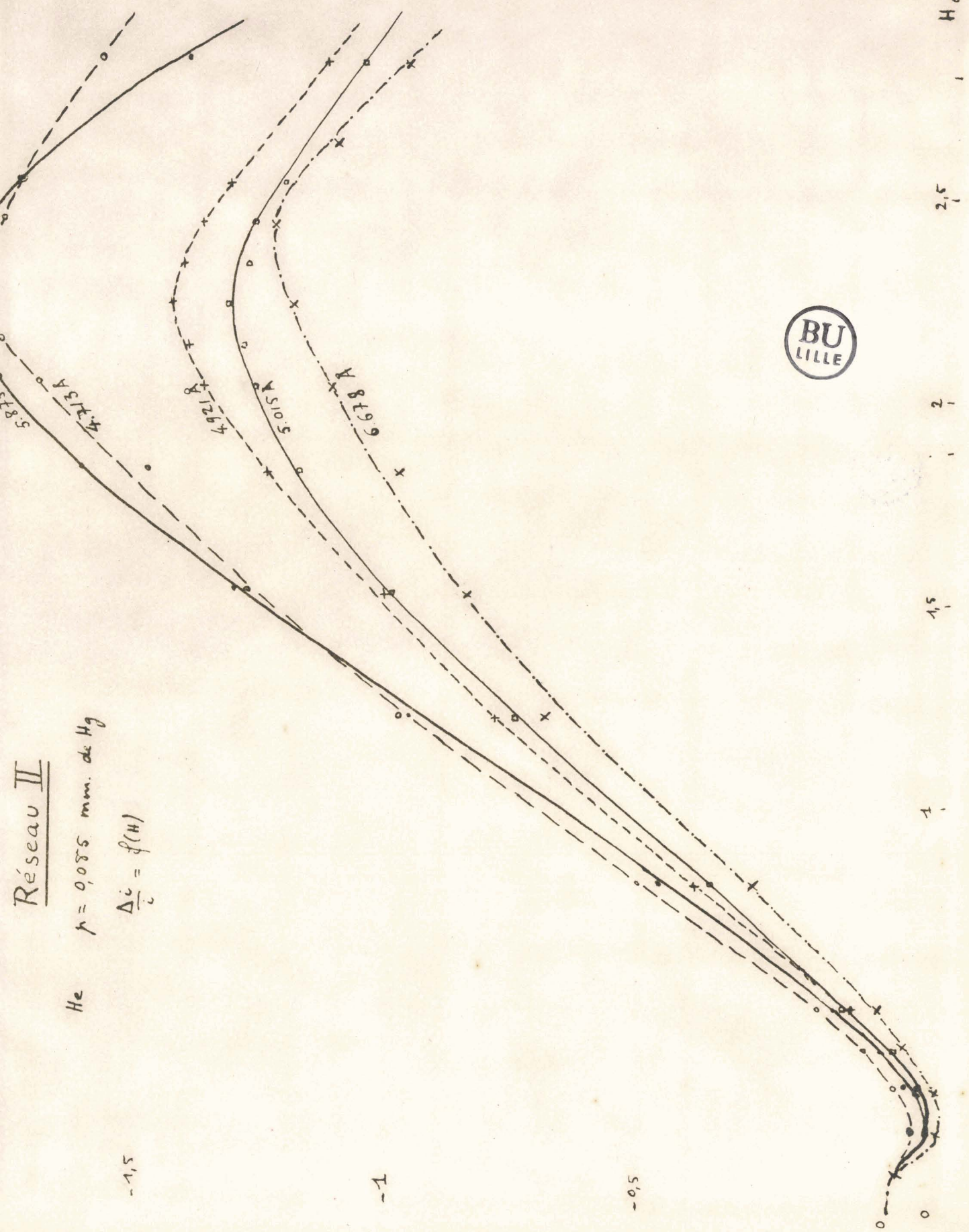
II : H 4.861 Å



Réseau II

He $\mu = 0,085$ mm. de Hg

$$\frac{\Delta \psi}{\psi} = f(H)$$



Hamp.

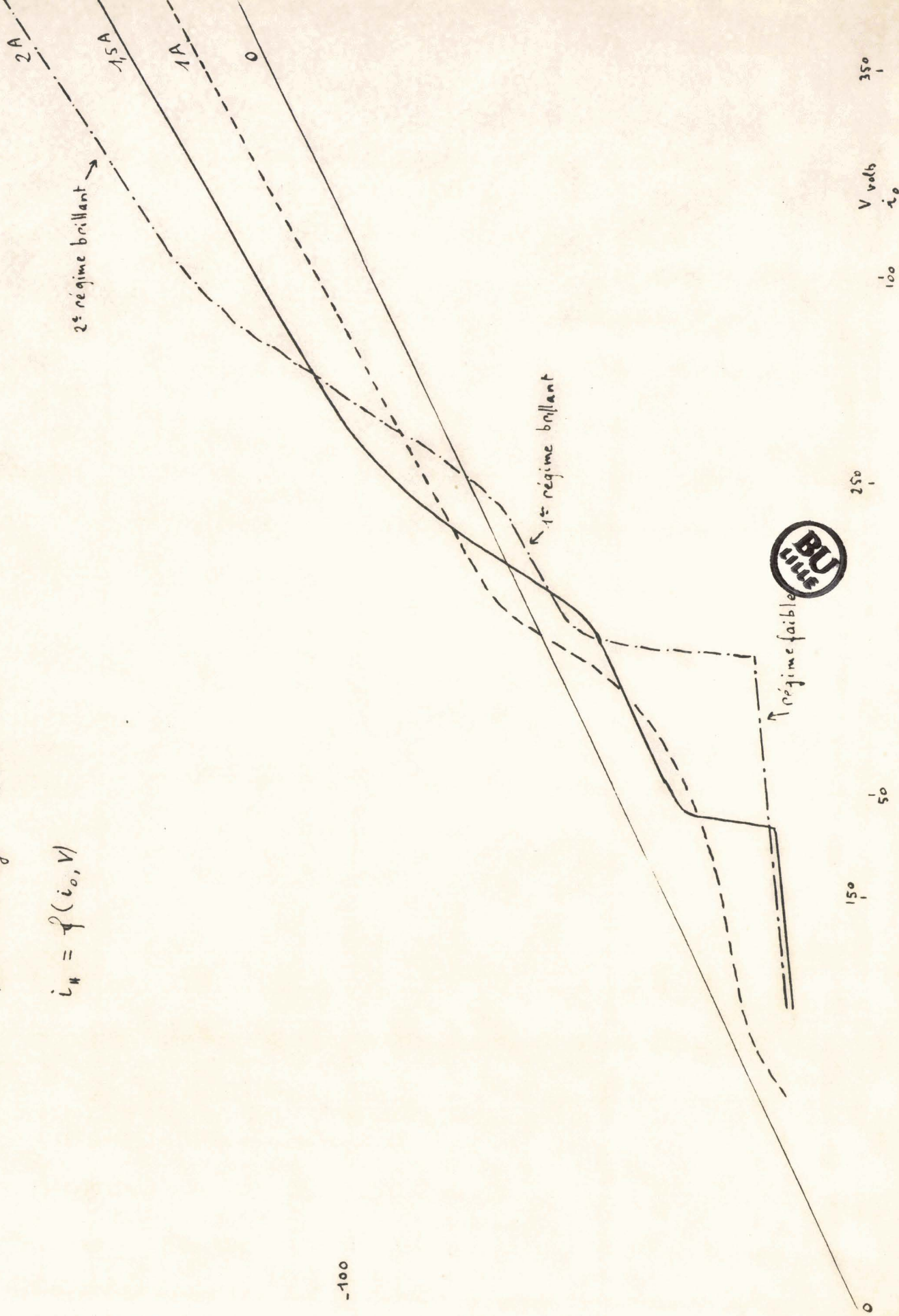
Réseau III

He

$p = 0,25 \text{ mm Hg}$

$\lambda = 5.015 \text{ \AA}$

$$i_H = f(i_0, V)$$



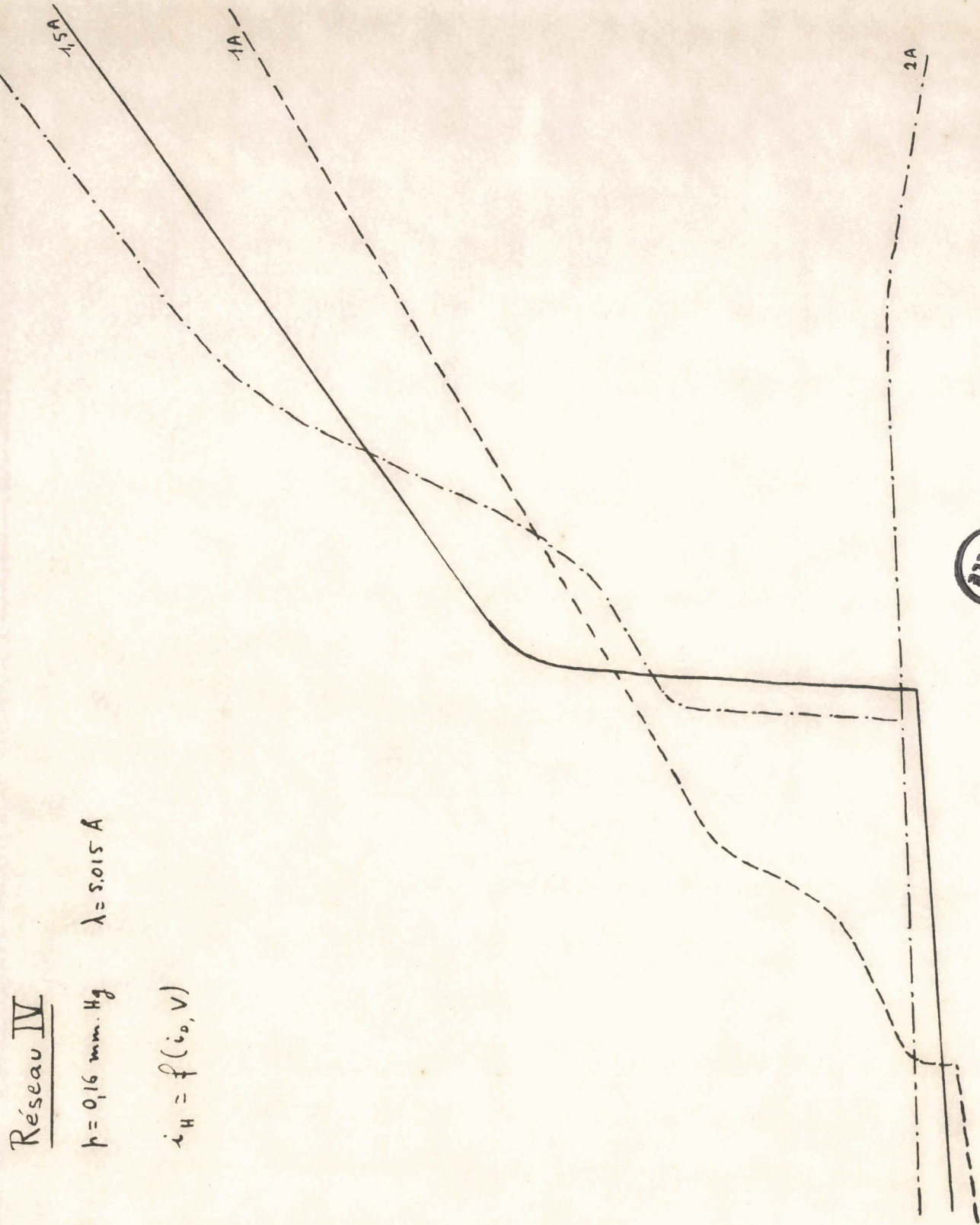
Réseau IV

He

$p = 0,16 \text{ mm. Hg}$

$\lambda = 5.015 \text{ \AA}$

$i_H = f(i_0, V)$



$V \text{ volts}$
 i_0

300
100

250

200

50

150

0

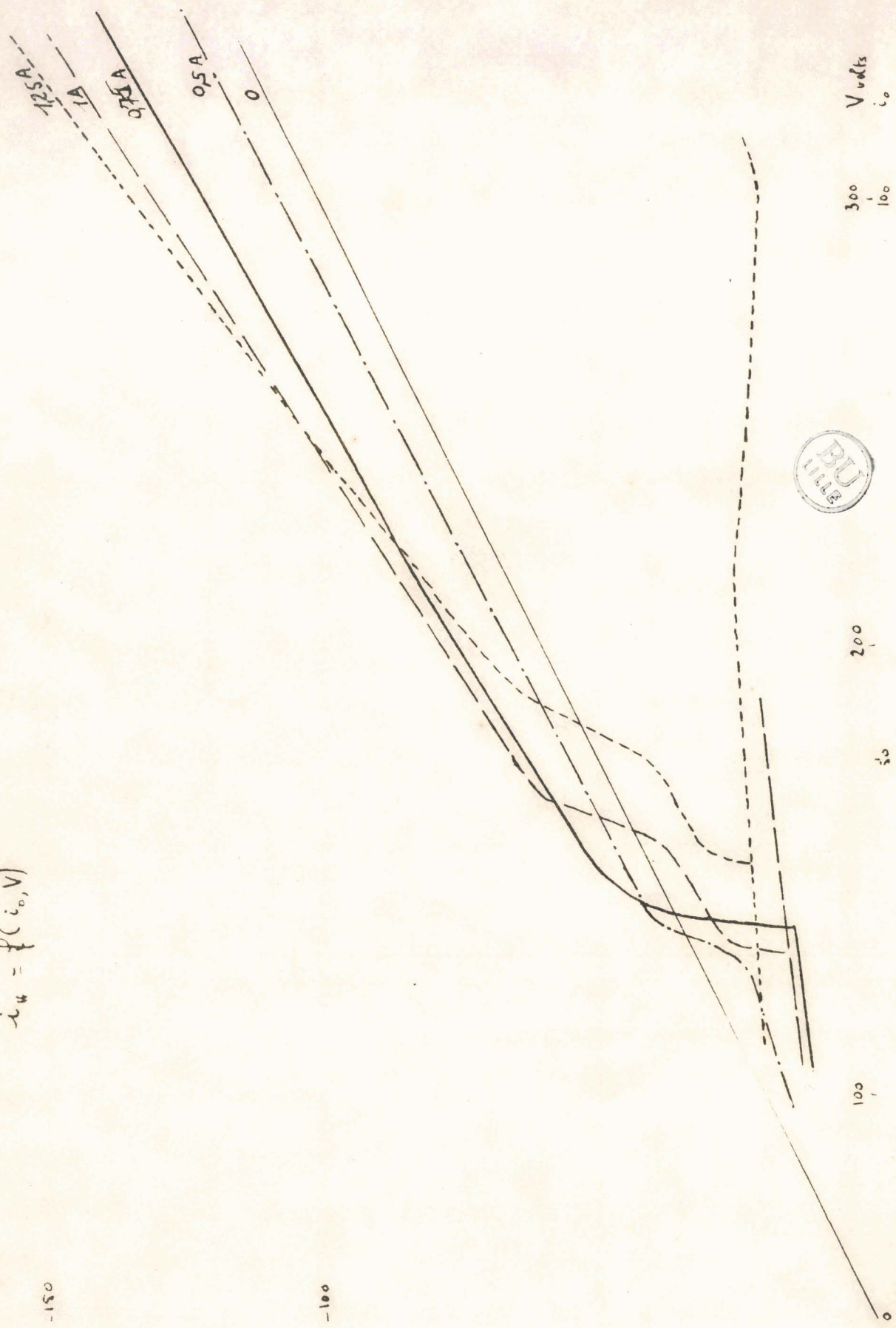
-150

-100

Réseau V

He $p = 0.11 \text{ mm.Hg}$ $\lambda = 5.015 \text{ \AA}$

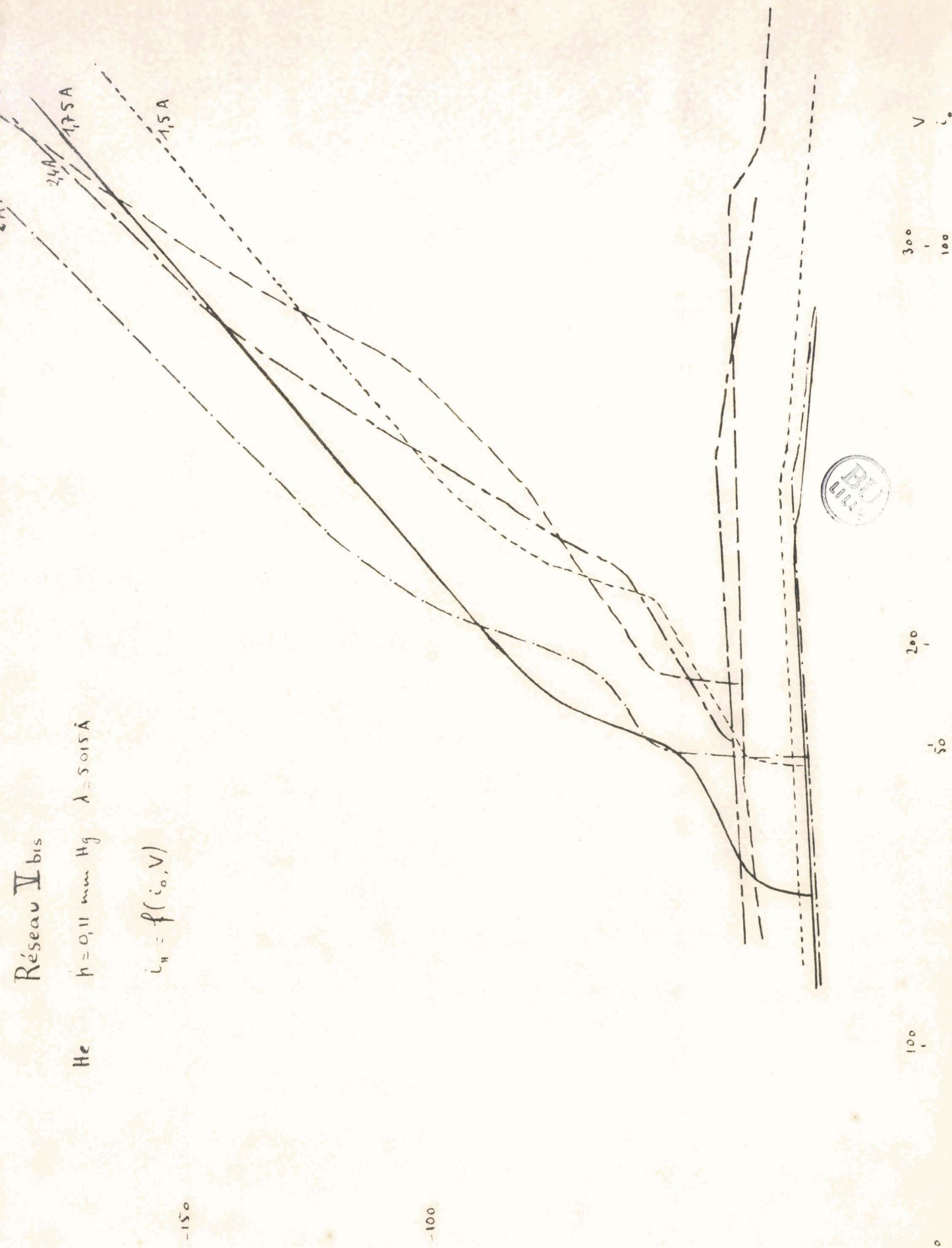
$$i_u = f(i_o, V)$$



Réseau V bis

He $h = 0,11 \text{ mm Hg}$ $\lambda = 5015 \text{ \AA}$

$$i_H = f(i_0, V)$$



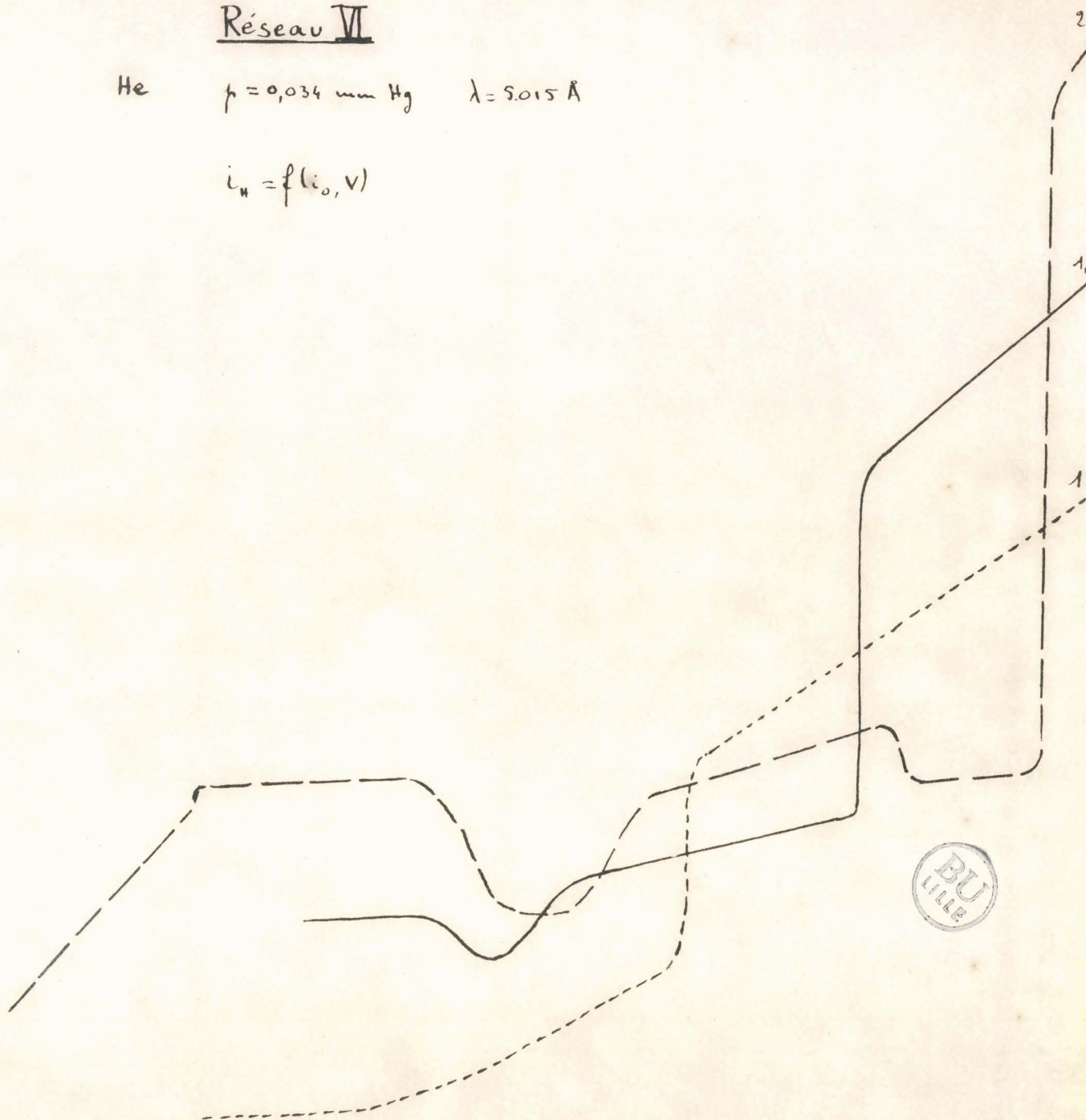
Réseau VI

He

$p = 0,034 \text{ mm Hg}$

$\lambda = 5.015 \text{ \AA}$

$$i_H = f(i_0, V)$$



200

300

V

i_H

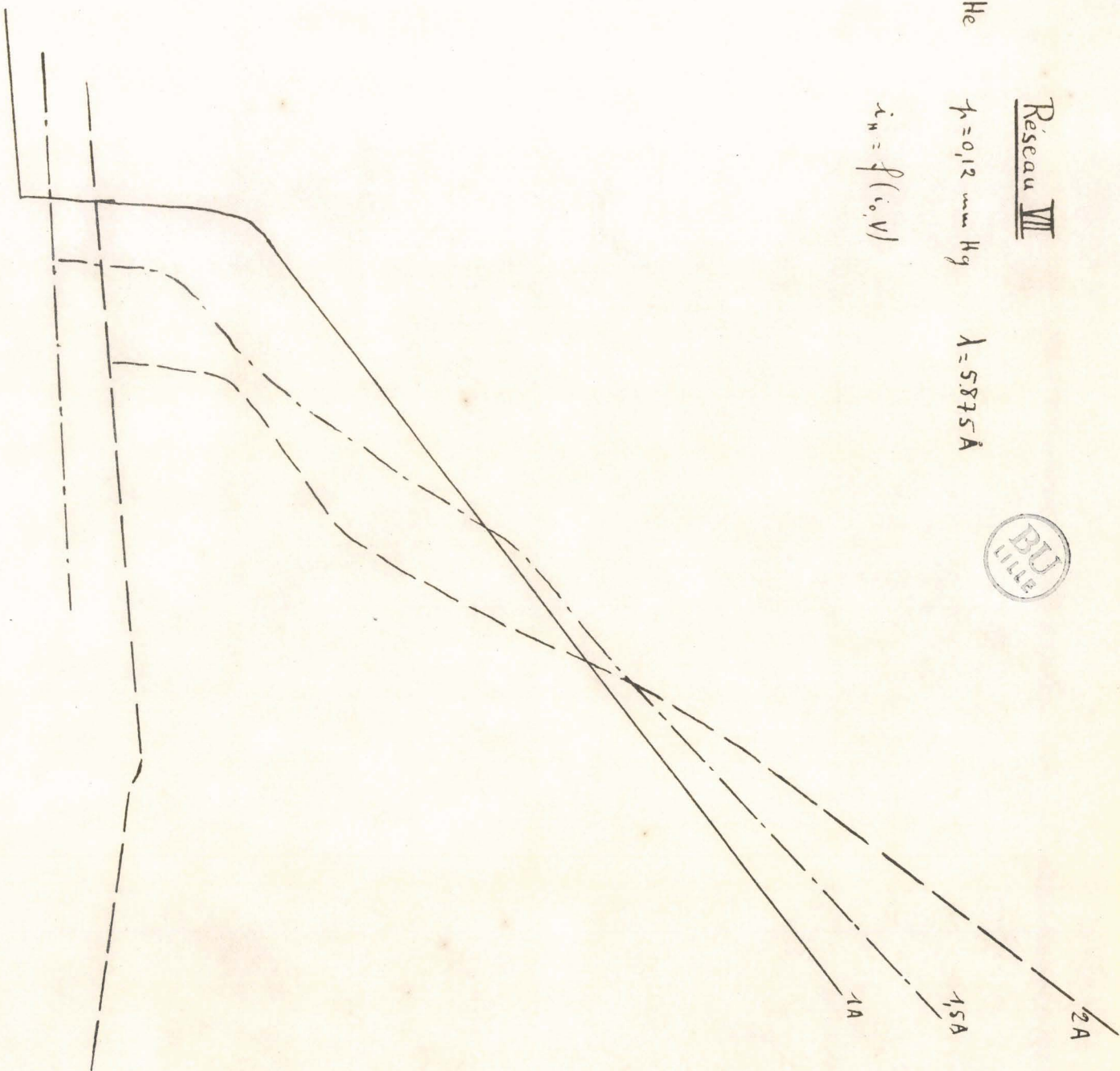
Reseau VII

He

$\lambda = 0.12 \text{ nm Hg}$

$\lambda = 5.875 \text{ \AA}$

$i_H = f(i_0, V)$



-150

-100

2A

1.5A

1A

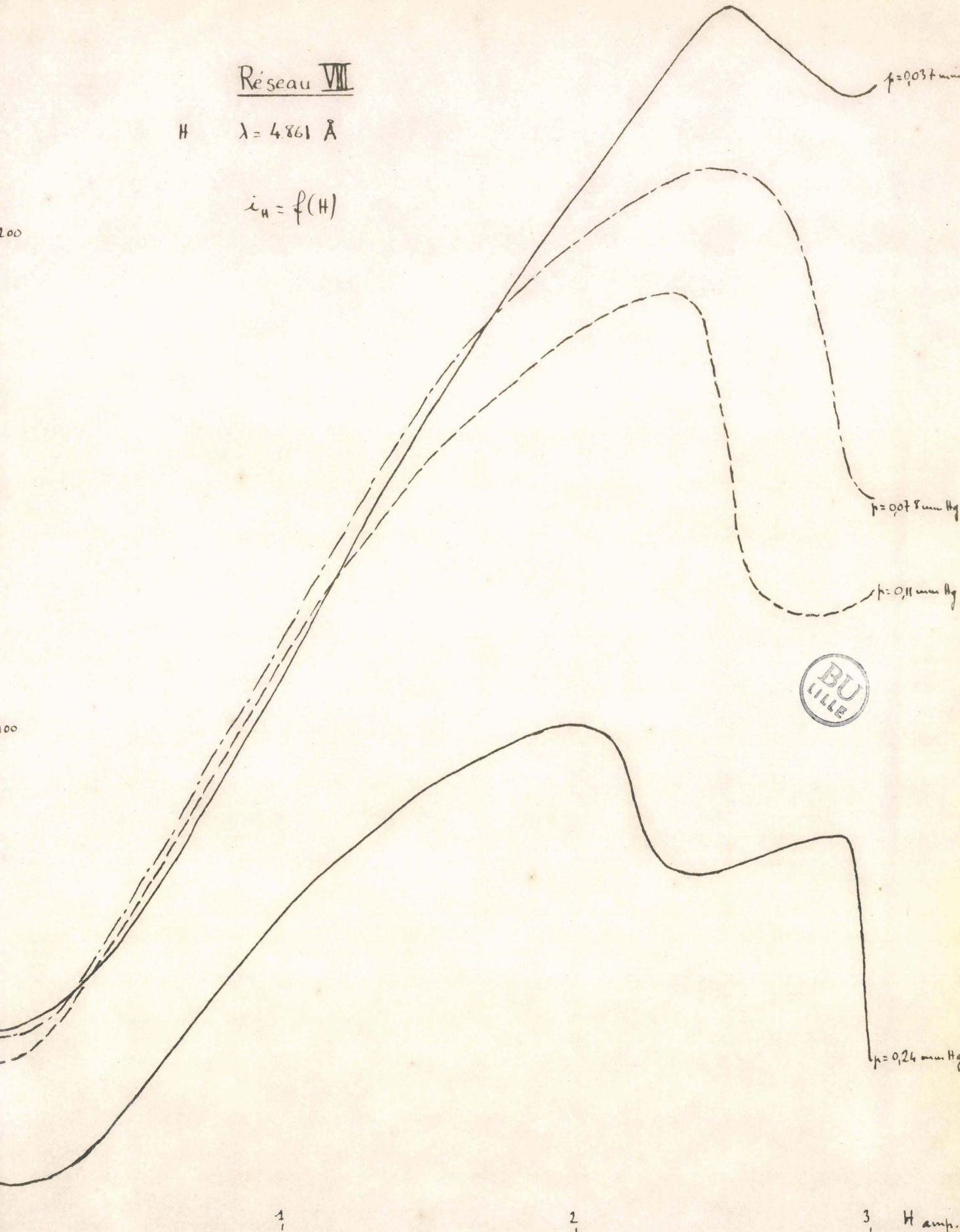
200

200

Réseau VII

H $\lambda = 4.861 \text{ \AA}$

$i_H = f(H)$



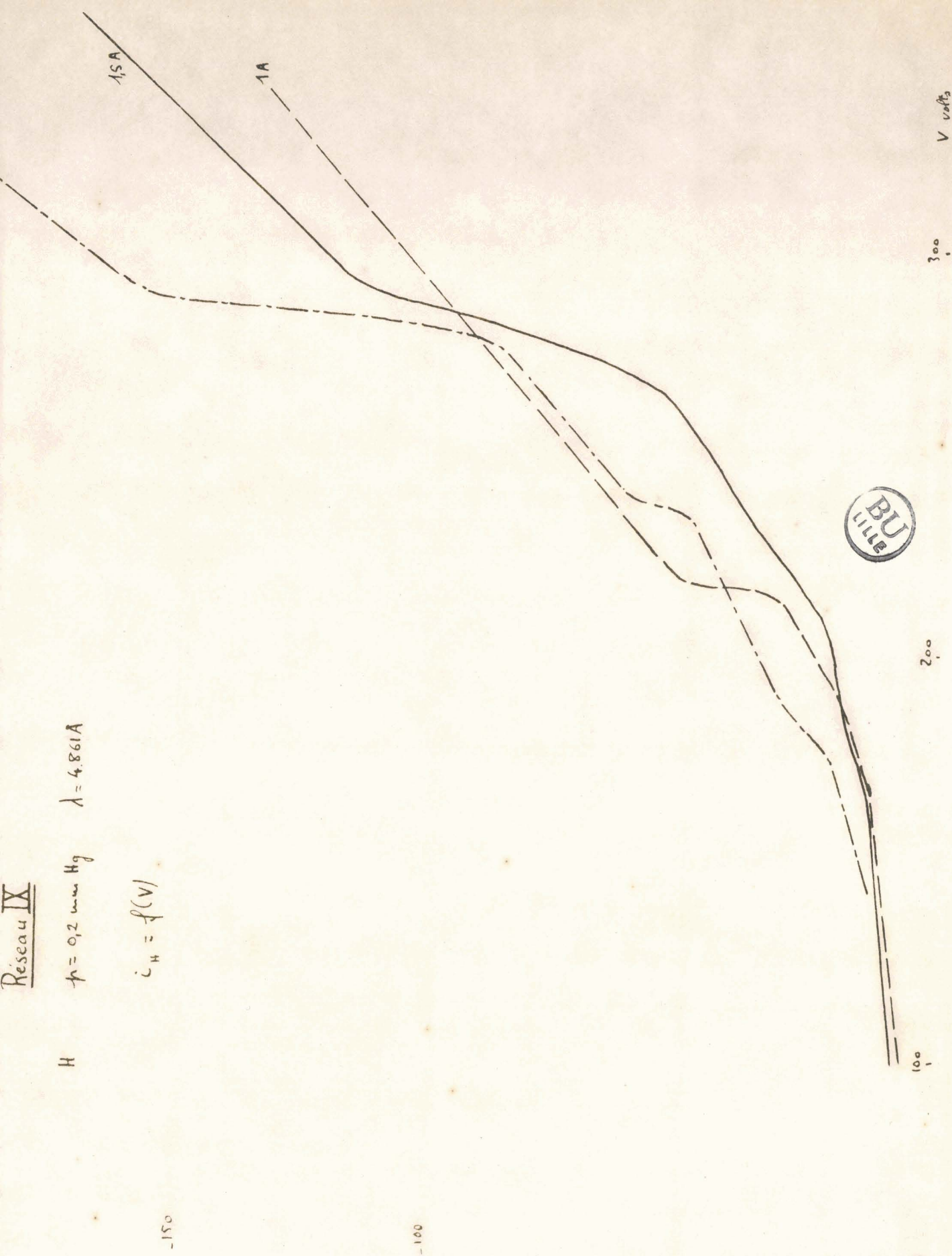
Réseau IX

H

$p = 0,2 \text{ mm Hg}$

$\lambda = 4.861 \text{ \AA}$

$$i_H = f(V)$$



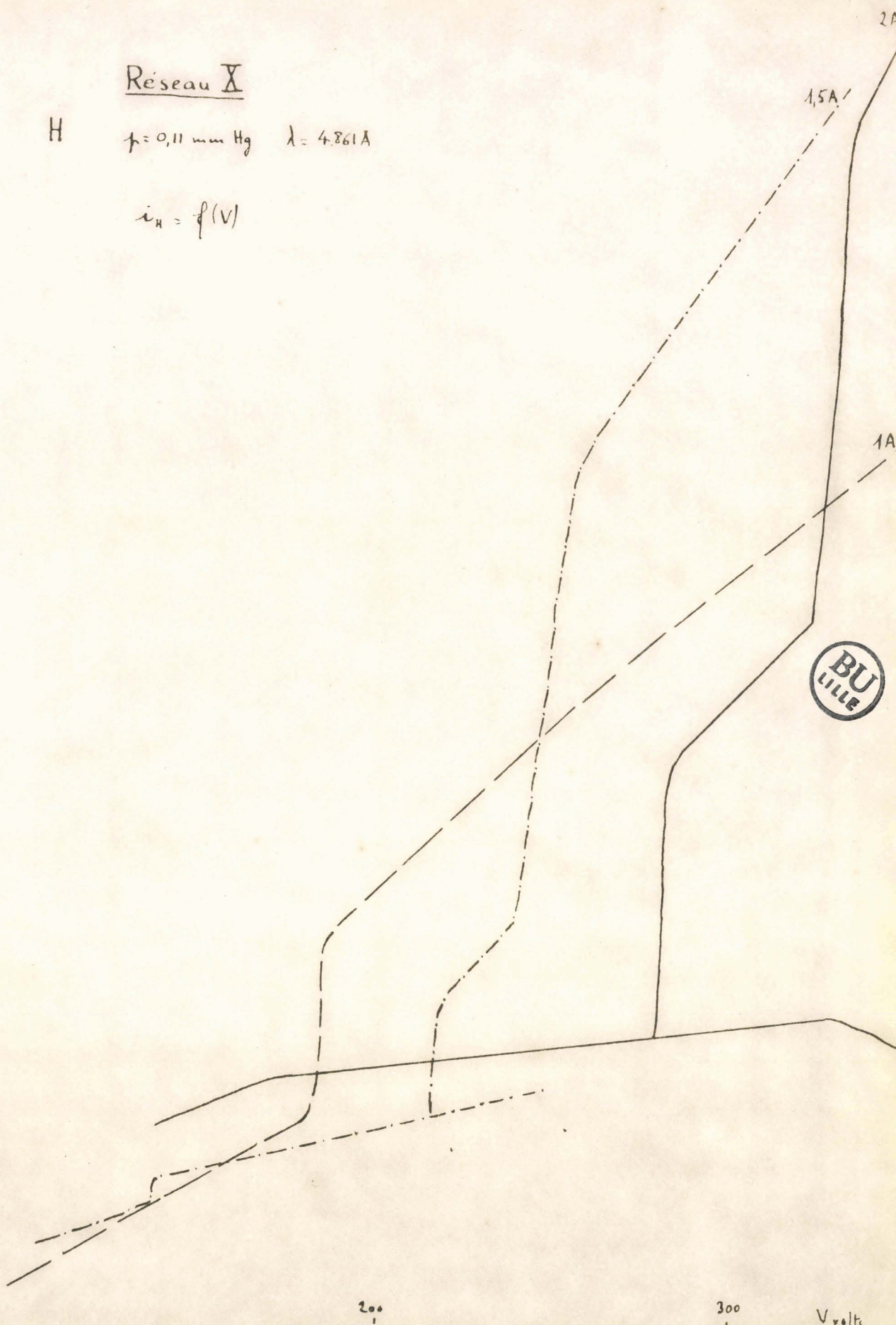
Réseau X

H

$p = 0,11 \text{ mm Hg}$

$\lambda = 4.861 \text{ \AA}$

$$i_H = f(V)$$



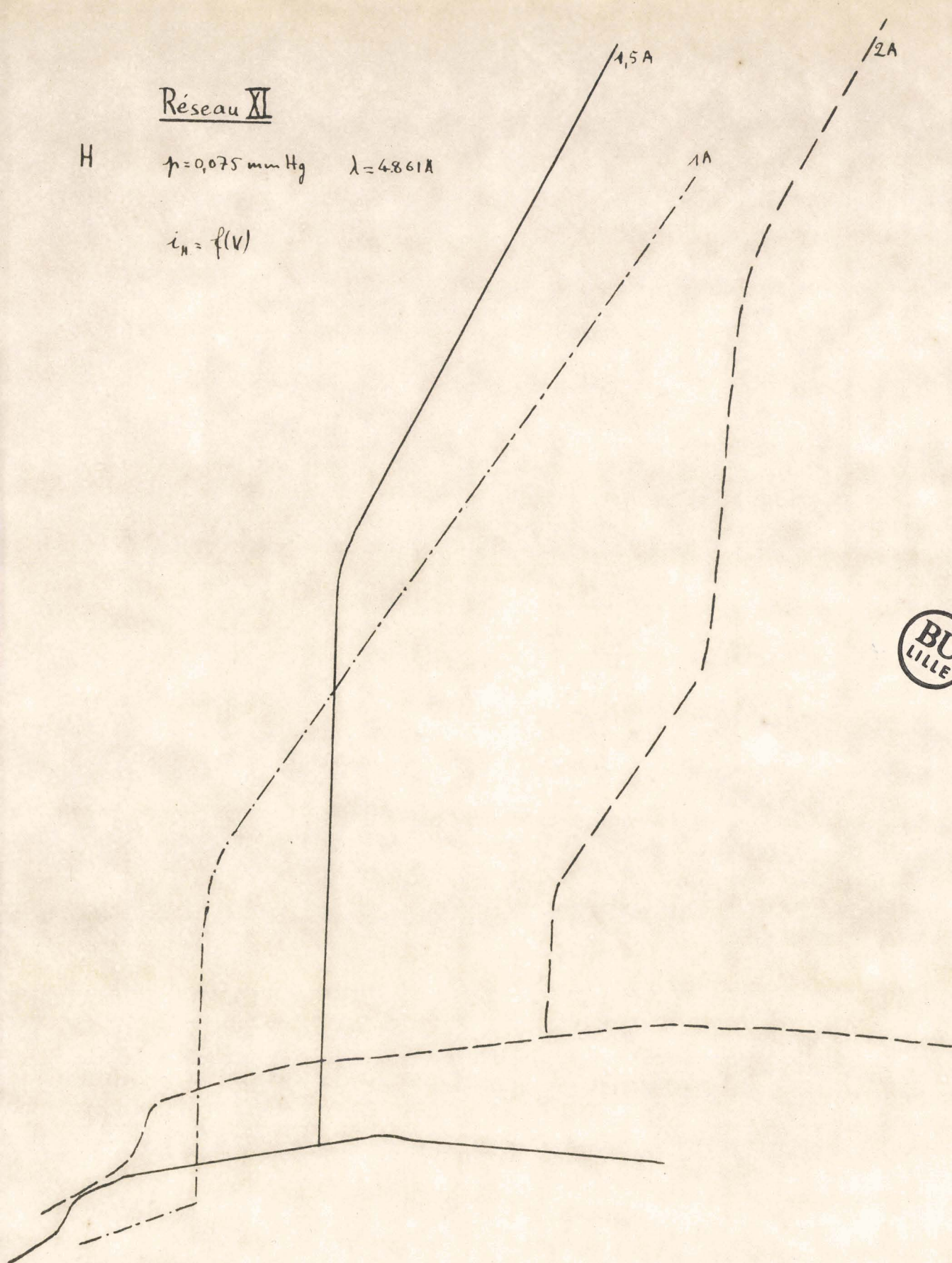
Réseau XI

H

$$p = 0,075 \text{ mm Hg}$$

$$\lambda = 4861 \text{ \AA}$$

$$i_H = f(V)$$



200

300

V volts

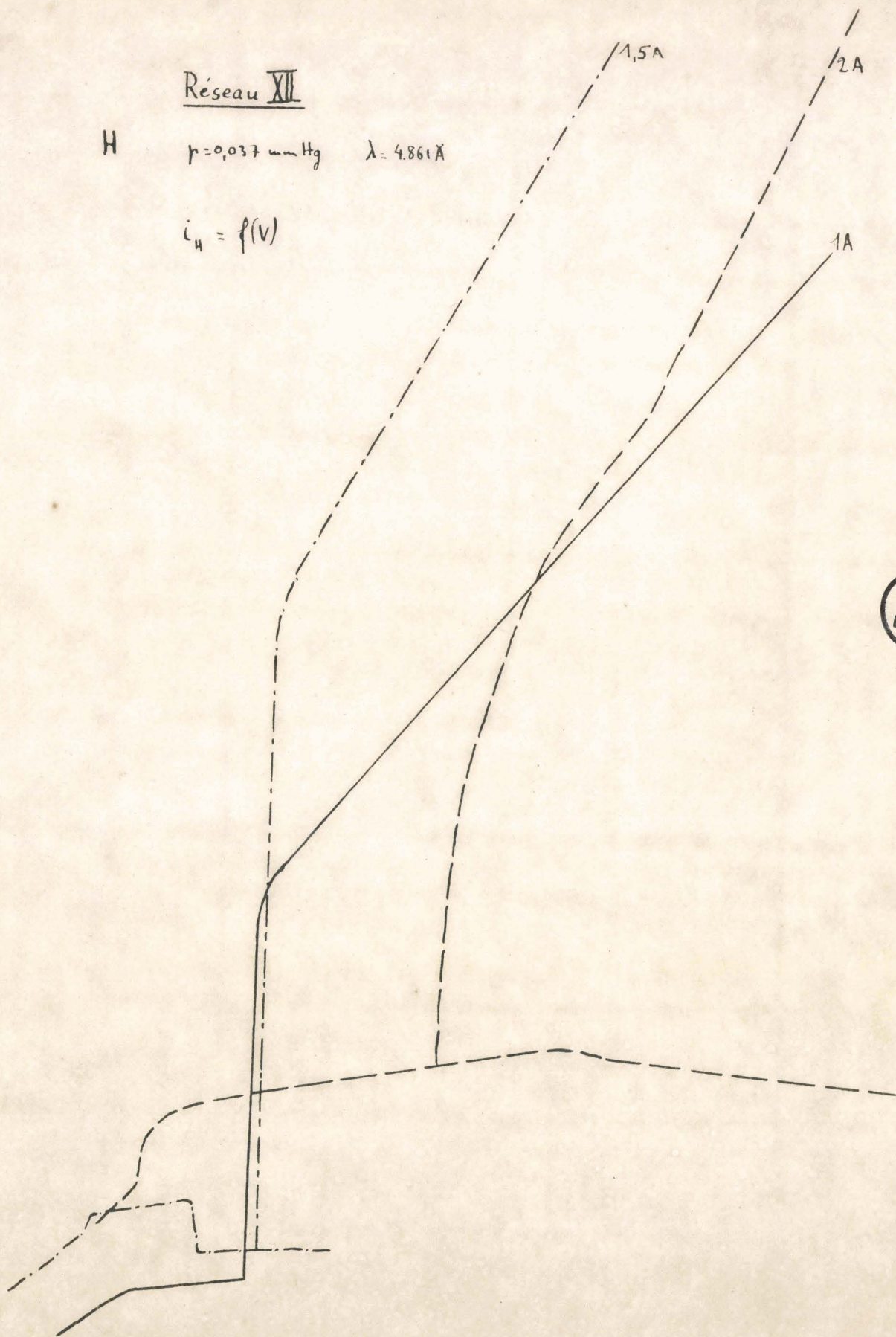
Réseau XII

H

$p = 0,037 \text{ mm Hg}$

$\lambda = 4.861 \text{ Å}$

$$i_H = f(V)$$



BU
LILLE

200
V

300
V

V volts

L'observation de ce réseau jointe à celle du réseau II semble donc indiquer que le champ agit de façon semblable sur les différentes raies.
Mesures sur un tube rempli d'hydrogène.

Nous construisons d'abord le réseau VIII : $i_H = f(H)$ pour différentes pressions et $\lambda = 4861 \text{ Å}$, $V = 350 \text{ volts}$.

Ces courbes présentent toutes un maximum et un minimum qui semblent avoir lieu pour des valeurs de H décroissant lorsque la pression augmente. L'amplitude de ces maxima et minima est d'autant plus faible que la pression est plus élevée.

D'autre part on observe pour $p = 0,24 \text{ mm de Hg}$ un brusque passage à un régime inférieur lorsque H atteint $2,9 \text{ A}$.

Nous construisons ensuite les courbes $i_H = f(i_0)$ pour la raie $\lambda = 4861 \text{ Å}$. Nous obtenons les réseaux IX correspondant à $0,2 \text{ mm de Hg}$

X	"	0,11 "
XI	"	0,075 "
XII	"	0,037 "

Les courbes sont de forme identique à celles obtenues pour l'hélium.

Nous remarquons cependant un régime faible supplémentaire pour les valeurs faibles de V ; le premier régime brillant n'apparaît que pour des valeurs suffisamment grandes de la pression et du champ; pour les pressions élevées, la séparation en régimes différents est beaucoup moins nette (réseau IX)

De même que pour l'hélium, la croissance avec le champ de la pente du deuxième régime brillant est vérifiée dans la plupart des cas.

IV CONCLUSION. -

Il faut d'abord remarquer qu'il est difficile de faire des mesures précises car l'atmosphère du tube évolue. L'azote liquide des pièges s'évapore assez rapidement et permet ainsi la volatilisation partielle des impuretés qui s'y trouvaient condensées. On peut le constater en observant la décharge au spectroscopie : le spectre se "salit".

Nous avons essayé de limiter cet inconvénient en remplissant les pièges le plus souvent possible. Cependant on constate toujours une lente dégradation de l'atmosphère du tube, due peut-être en partie à une absorption des ions par le parois.

De même que M. CHARBONNEL nous avons étudié la variation d'intensité lumineuse en fonction du champ mais nous avons obtenu un maximum de lumière

suivi d'ailleurs d'un minimum pour l'hydrogène. Mais ce maximum a lieu pour des inductions variant de 130.10^{-4} à 180.10^{-4} Wb/m² alors que M. CHARBONNEL ne dépassait pas 80.10^{-4} Wb/m².

Ces variations de lumière en fonction du champ comme celles en fonction du potentiel excitateur sont difficilement explicables.

En particulier l'effet cyclotronique de Gill ne semble pas intervenir.

En effet il a lieu pour des valeurs du champ telles que=

$$\lambda H = 110 \quad (\text{cf. Diplôme Charbonnel p.13})$$

λ étant la longueur d'onde de l'oscillateur en mètres et H le champ en oersteds. Or la fréquence de notre oscillateur est environ 30 MHz donc $\lambda \neq 10$ m. et H= 11 oersteds ce qui fait 840 A/m ou 11.10^{-4} Wb/cm², valeur faible par rapport à celles que nous avons utilisées

Cependant on peut remarquer que le champ magnétique courbe la trajectoire des électrons qui ne se déplacent pas parallèlement à sa direction donc il allonge ces trajectoires.

Afin d'apprécier cet effet, calculons les libres parcours moyens de électrons aux pressions extrêmes auxquelles nous observons les phénomènes (0,02 à 0,5 mm de Hg. A 0° C et pour mm. de Hg, les libres parcours moyens sont:

pour l'hélium	$\lambda_{1,273}^{He}$	= 0,0993 cm	(cf? collision processus in gases de Arnot)
pour l'hydrogène	$\lambda_{1,273}^{H_2}$	= 0,0759 cm	

A la pression p et à la température absolue T, on obtient pT par la relation

$$\lambda_{p.T} = \frac{1}{p} \frac{T}{273} \lambda_{1.273} \quad (\text{cf. Décharge électrique dans les gaz de Laporte, p. 81})$$

La température en régime permanent pouvant être évaluée à 50° C, nous obtenons:

$\lambda_{0,5.323}^{He}$	= 0,234 cm.
$\lambda_{0,02.323}^{He}$	= 5,86 cm
$\lambda_{0,5.323}^{H_2}$	= 0,179 cm
$\lambda_{0,02.323}^{H_2}$	= 4,48 cm.

Nous voyons donc que pour les valeurs faibles de la pression, les λ

sont supérieurs aux dimensions transversales de tube donc un électron quelconque peut rencontrer une paroi et se recombiner aux ions qui y sont adsorbés avant de rencontrer une particule. En allongeant la trajectoire, le champ magnétique augmente la probabilité de choc sur des atomes du gaz; pour l'ensemble du tube il y a donc augmentation de la lumière émise.

Au contraire pour les pressions élevées, l'allongement relatif des trajectoires par rapport aux dimensions du tube est faible donc l'augmentation relative des probabilités de chocs est également faible. Effectivement nous avons constaté qu'à ces pressions le champ magnétique n'avait pas grande influence sur l'intensité de la lumière.



Ces recherches ont été effectuées sous la direction de

Monsieur le Professeur R O I G.

Qu'il me permette de lui adresser l'expression de ma profonde reconnaissance pour l'attention qu'il a portée à mon travail et pour les conseils qu'il m'a prodigués.

Je remercie également les membres du personnel qui m'ont aidé dans ma tâche.