

50.376
1970 N° d'ordre 172
79

50376
1970
79

UNIVERSITÉ DE LILLE - FACULTÉ DES SCIENCES

THÈSE

présentée à la

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE

Centre de 3^e cycle d'Optique

en vue d'obtenir

le titre de Docteur de Spécialité en Physique

(Option Spectroscopie)

par

Didier JACQUINOT



DETERMINATION SPECTROSCOPIQUE

DES TEMPERATURES

dans une décharge en cathode creuse

Membres du Jury : M. SCHILTZ, Président
M. BECART, Rapporteur.
Mme LENOBLE, Examineur.

Soutenue le 12 Mars 1970

R E M E R C I E M E N T S

-:-:-:-:-:-:-:-:-:-

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Spectroscopie Optique de l'Université des Sciences et des Techniques de Lille. Je tiens à exprimer mes sentiments de vive gratitude à Monsieur le Professeur BECART qui a dirigé ce travail, pour les conseils et les encouragements qu'il m'a toujours prodigués.

Je remercie Monsieur le Professeur SCHILTZ, qui a bien voulu me faire l'honneur de présider le jury de cette thèse. Je remercie également Madame LENOBLE qui a accepté d'en être membre.

Que toute l'équipe du Laboratoire, et notamment J.M. MAHIEU dont l'aide m'a été si précieuse, et H. LAVENDY, pour sa collaboration amicale, reçoivent l'expression de ma sincère reconnaissance.

Je remercie enfin tous ceux qui, de près ou de loin, ont participé à l'élaboration et à la rédaction de ce mémoire.

UNIVERSITE DE LILLE
FACULTE DES SCIENCES

DOYENS HONORAIRES

MM. H. LEFEBVRE, M. PARREAU

PROFESSEURS HONORAIRES

MM. ARNOULT, BEGHIN, BROCHARD, CAU, CHAPPELON, CHAUDRON, DEHEUVELS, DEHORNE, DOLLE, FLEURY, P. GERMAIN, KAMPE DE FERIET, KOURCANOFF, LAMOTTE, LELONG, Mme LELONG, MM. MAZET, MICHEL, NORMANT, PARISELLE, PASCAL, PAUTHENIER, ROIG, ROSEAU, ROUBINE, ROUELLE, VIERMAN, ZAMANSKY, CORDONNIER.

PROFESSEURS TITULAIRES

M. BACCHUS Pierre	Astronomie et Calcul Numérique
M. BEAUFILS Jean Pierre	Chimie Générale
M. BLOCH Vincent	Psychophysiologie
M. BONNEMAN Pierre	Chimie Industrielle
M. BONTE Antoine	Géologie Appliquée
M. BOUGHON Pierre	Mathématiques
M. BOURIQUET Robert	Biologie Végétale
M. CORSIN Pierre	Paléobotanique
M. DECUYER Marcel	Mathématiques
M. DEFRETIN René (Doyen)	Directeur du Laboratoire de Biologie Maritime de Wimereux
M. DELATTRE Charles	Géologie Générale
M. DURCHON Maurice	Biologie Animale
M. FOURET René	Physique
M. GABILLARD Robert	Electronique
M. GLACET Charles	Chimie Organique
M. GONTIER Gérard	Mécanique des Fluides
M. HEUBEL Joseph	Chimie Minérale
M. MONTREUIL Jean	Chimie Biologique
M. PHAM MAU QUAN	Mathématiques
Mme SCHWARTZ Marie Hélène	Mathématiques
M. TILLIEU Jacques	Physique
M. TRIDOT Gabriel	Chimie Minérale Appliquée E.N.S.C.L.
M. VIDAL Pierre	Automatique
M. VIVIER Emile	Biologie Animale
M. WATERLOT Gérard	Géologie et Minéralogie
M. WERTHEIMER Raymond	Physique

PROFESSEURS A TITRE PERSONNEL

M. BENABOU Jean	Mathématiques
M. LUCQUIN Michel	Chimie Physique
M. PARREAU Michel	Mathématiques
M. SAVARD Jean	Chimie Générale
M. SCHALLER François	Biologie Animale
M. SCHILTZ René	Physique
M. LEBRUN André	E.E.A.

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M. BELLET Jean	Physique
M. BODART Marcel	Biologie Végétale
M. BOUISSET Simon	Physiologie Animale
M. BUI TRONG LIEU	Mathématiques
M. CELET Paul	Géologie Générale
M. CONSTANT Eugène	Electronique
M. DELHAYE Michel	Chimie Physique et Minérale 1er Cycle
M. DERCOURT Jean Michel	Géologie et Minéralogie
M. DEVRAINE Pierre	Chimie Minérale
M. GUILLAUME Jean	Biologie Végétale
Mme LENOBLE Jacqueline	Physique
M. LINDER Robert	Biologie Végétale
Mle MARQUET Simone	Mathématiques
M. MONTARIOL Frédéric	Chimie Minérale Appliquée
M. PROUVOST Jean	Géologie et Minéralogie
M. VAILLANT Jean	Mathématiques

PROFESSEUR ASSOCIE

M. DEDECKER Paul	Mathématiques
------------------	---------------

MAITRES DE CONFERENCES

M. AUBIN Thierry	Mathématiques Pures
M. BEGUIN Paul	Mécanique des Fluides
M. BILLARD Jean	Physique
M. BKOUCHE Rudolphe	Mathématiques
M. BOILLET Pierre	Physique
M. BOILLY Bénoni	Biologie Animale
M. BONNOT Ernest	Biologie Végétale
M. CAPURON Alfred	Biologie Animale
M. CARREZ Christian	Calcul Numérique
M. CORTOIS Jean	Physique
M. COULON Jean	Electrotechnique
Mme DRAN Raymonde	Chimie Organique
M. DRIEUX Baudoin	Calcul Numérique
M. GOUDMAND Pierre	Chimie Physique
M. GRUSON Laurent	Mathématiques
M. GUILBAULT Pierre	Physiologie Animale
M. HUARD DE LA MARRE Pierre	Calcul Numérique
M. JOLY	Biologie Animale
Mle KOSMANN Yvette	Mathématiques
M. LABLACHE COMBIER Alain	Chimie Générale
M. LACOSTE Louis	Biologie Végétale
M. LANDAIS Jean	Chimie Organique
M. LAURENT François	Automatique
M. LEHMANN Daniel	Mathématiques
Mme LEHMANN Josiane	Mathématiques
M. LOUCHEUX Claude	Chimie Physique
M. MAES Serge	Physique
M. MAIZIERES Christian	Automatique
M. MESSELYN Jean	Physique
M. MONSIGNY Michel	Chimie Biologique

.../...

M. MONTEL Marc
M. PANET Marius
M. PONSOLLE
M? PARSY Fernand
M. ROUSSEAU Jean Paul
M. SAADA Georges
M. RACZY
M. SALMER Georges
M. SMET Pierre
Mme ZINN JUSTIN Nicole
M. ROY Jean Claude

Physique
Electrotechnique
Chimie
Mécanique des Fluides
Physiologie Animale
Electronique
Radioélectrique
Electronique
Physique
Mathématiques
Psychophysiologie

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

--:--:--:--:--:--:--:--:--

Ce travail a pour objet la mesure de la température effective de rotation de la décharge dans la lampe de Schüller, par l'étude des spectres de l'oxyde d'Aluminium AlO à basse température.

La température de rotation est directement liée à la répartition des intensités des raies de rotation dans le spectre électronique de la molécule, et aux constantes moléculaires de celle-ci.

C'est pourquoi nous décrirons brièvement la méthode expérimentale d'excitation de la molécule AlO . Nous analyserons ensuite le spectre pour en déduire les constantes moléculaires, dont certaines seulement sont déjà connues. Enfin, nous exposerons les différentes façons de calculer la température effective de rotation.

II - SPECTROGRAPHIE

La lampe à double anode est placée devant le spectrographe de 4 m du Laboratoire (11, 12). Pour calibrer chaque plaque photographique, l'image d'un atténuateur à échelon éclairé par un arc au fer est projetée sur la fente, l'image de la source lumineuse (cathode ou arc) étant toujours projetée sur le réseau (Planche 2).

La plaque photographique choisie est la Kodak 103 a 0, pour son grain très fin malgré sa grande rapidité. Elle se trouve cependant ici un peu à la limite de sa plage de sensibilité spectrale. Les notes techniques du fabricant nous ont permis d'évaluer la variation de cette sensibilité en fonction de la longueur d'onde.

III - DEPOUILLEMENT DES SPECTRES

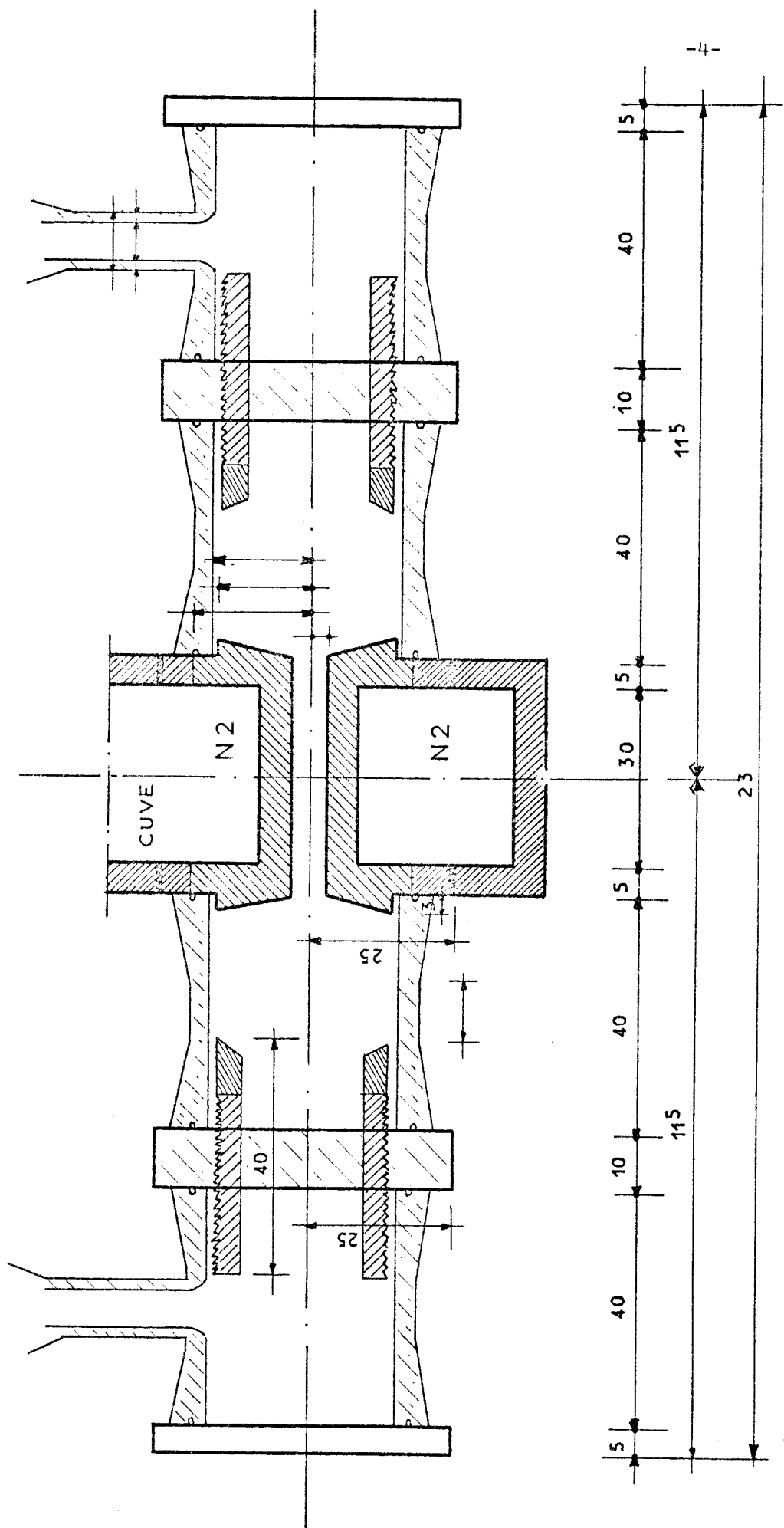
Le pointé des raies est effectué au microcomparateur Huet, la précision des pointés étant de l'ordre de 3 μ .

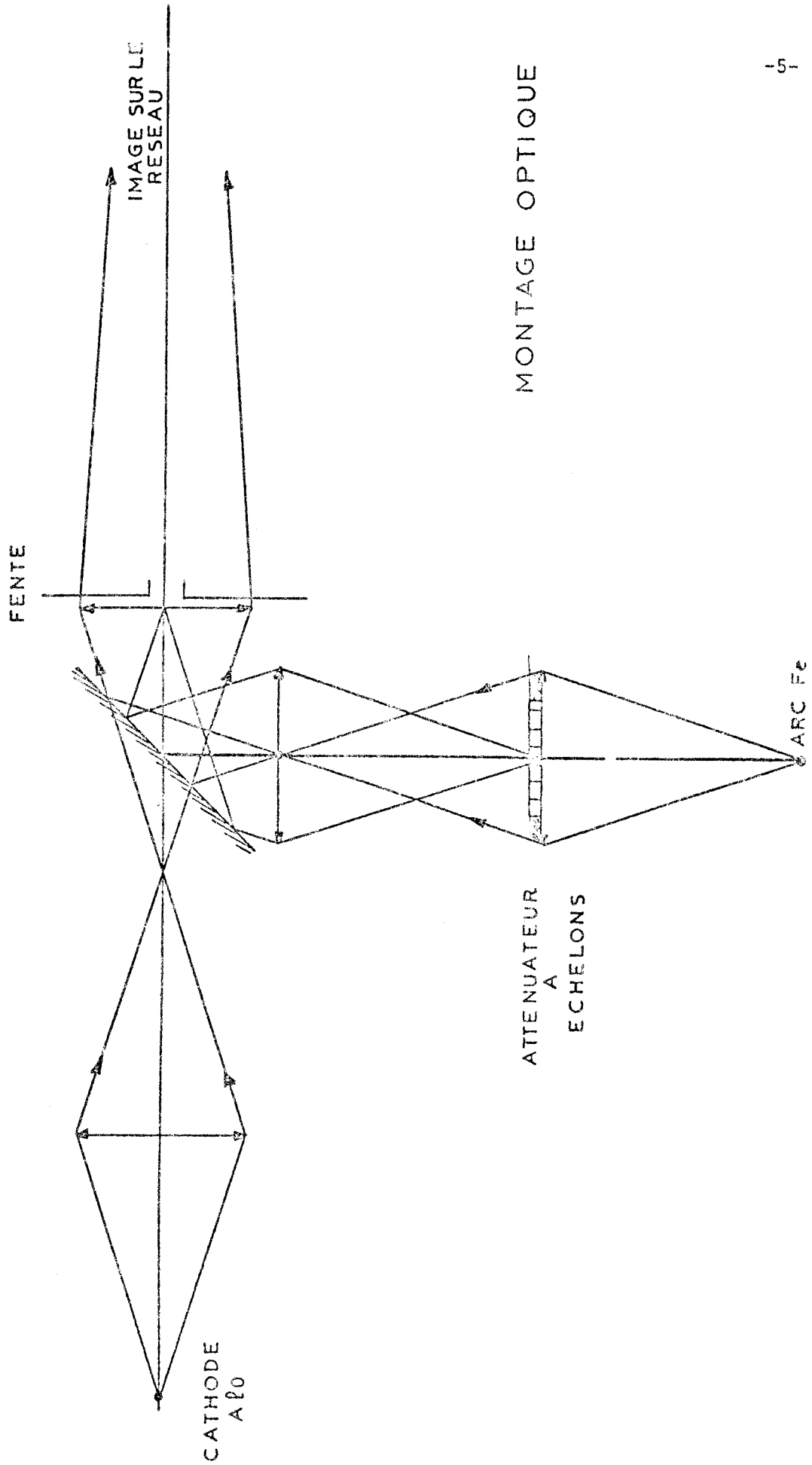
La dispersion du spectrographe est de 1 $\text{\AA}/\text{mm}$ dans le 2ème ordre pour la région considérée. Les longueurs d'ondes de référence sont celles des raies du Manganèse, à 4823,516 \AA et du Fer à 4890,769 \AA dans l'air.

Si bien que par interpolation linéaire entre ces raies de référence, la précision obtenue sur la longueur d'onde est 0,02 \AA . Nous avons tenu compte de la non linéarité de la dispersion pour corriger les valeurs des longueurs d'onde calculées.

LAMPE A CATHODE CREUSE

A REFROIDISSEMENT DIRECT [DOUBLE ANODE]





MONTAGE OPTIQUE



inférieurs de la transition.

$m = -K$ pour la branche P.

$m = (K + 1)$ pour la branche R.

Soit m_t le numéro de la tête de la bande ; il vient

$$\sqrt{|v - v_t|} = \sqrt{|B'_0 - B''_0|} (m - m_t) \quad \text{I-2}$$

et en traçant la courbe $\sqrt{|v - v_t|}$ en fonction du numérotage de la branche P, nous obtenons une droite sur laquelle les raies de la branche R viennent ensuite se placer. D'où l'attribution d'un numéro K à chaque raie R ; la raie nulle est pratiquement confondue avec le doublet R 33 (voir photo à T élevée) et la raie R 68 avec la tête 1-1 à 20543 cm^{-1} (Planches 3, 4 et 4 bis).

III - DETERMINATION DES CONSTANTES DE VIBRATION B ET DES CONSTANTES DE DEDOUBLEMENT γ DES NIVEAUX SUPERIEURS ET INFERIEURS DE LA TRANSITION.

Dans un état électronique $^2\Sigma$, chaque niveau de rotation est dédoublé en 2 sous-niveaux, d'énergie

$$F_1(K) = B_v K(K + 1) + \frac{1}{2} \gamma K \quad \text{I-3}$$

$$F_2(K) = B_v K(K + 1) - \frac{1}{2} \gamma (K + 1) \quad \text{I-4}$$

où K représente le moment angulaire total sauf le spin.

Le moment angulaire total avec spin est $J = K \pm \frac{1}{2}$

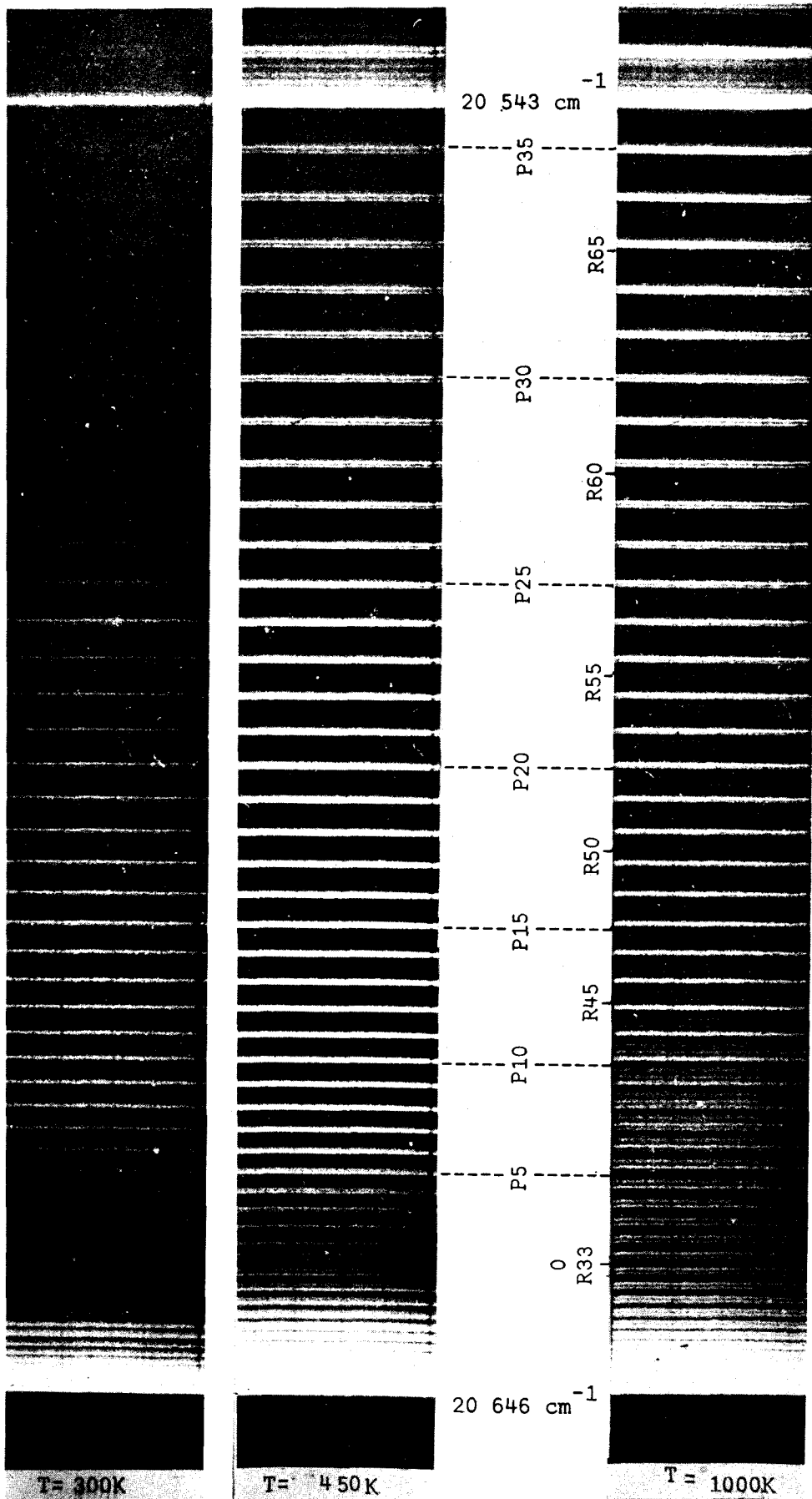
Les niveaux $J = K + \frac{1}{2}$ sont appelés 1

$J = K - \frac{1}{2}$ sont appelés 2

Le dédoublement de chaque niveau K est donc donné par $\gamma(K + \frac{1}{2})$

γ est la constante de dédoublement de l'état électronique.

B_v est la constante de rotation bien connue.



P23 →

P20 →

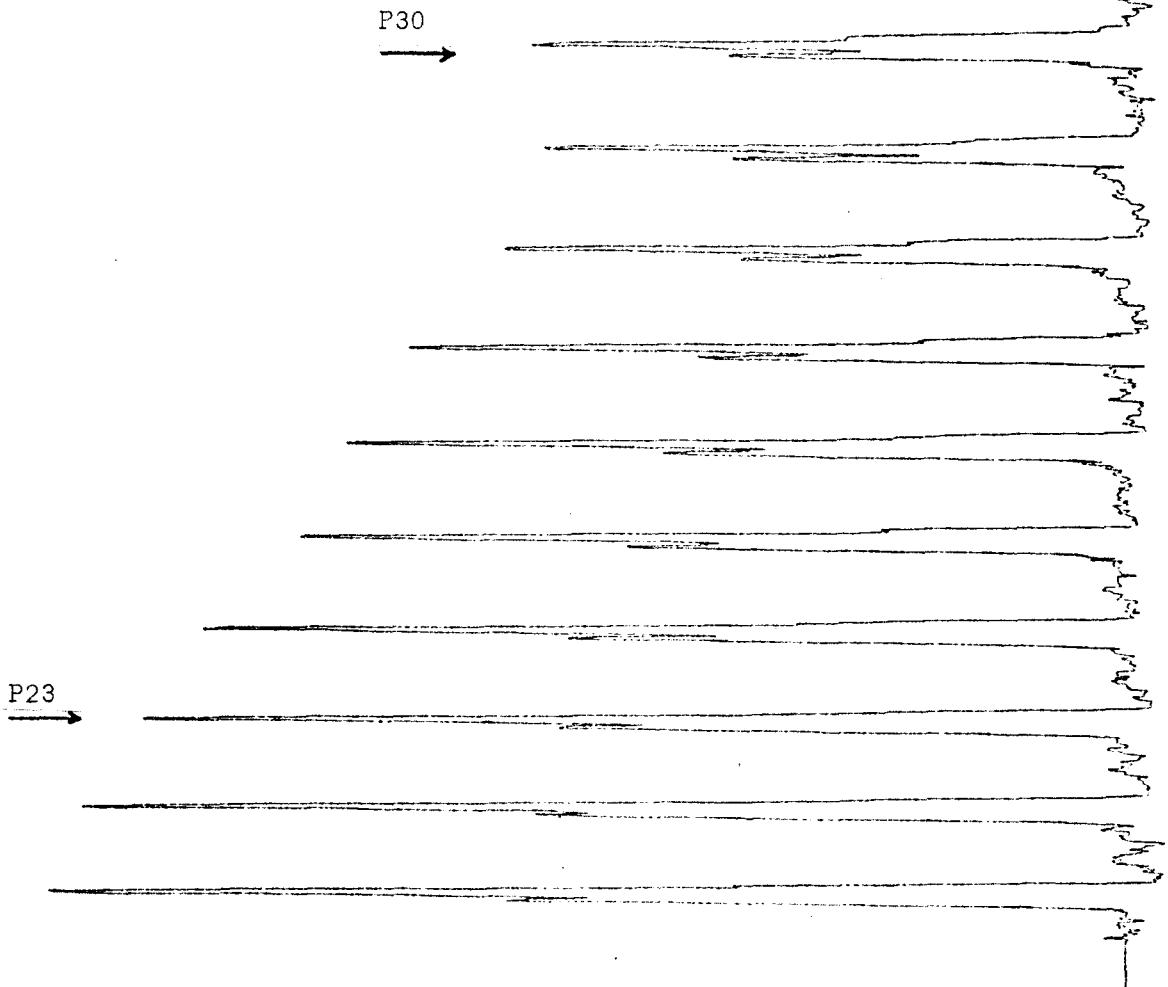
R50 →

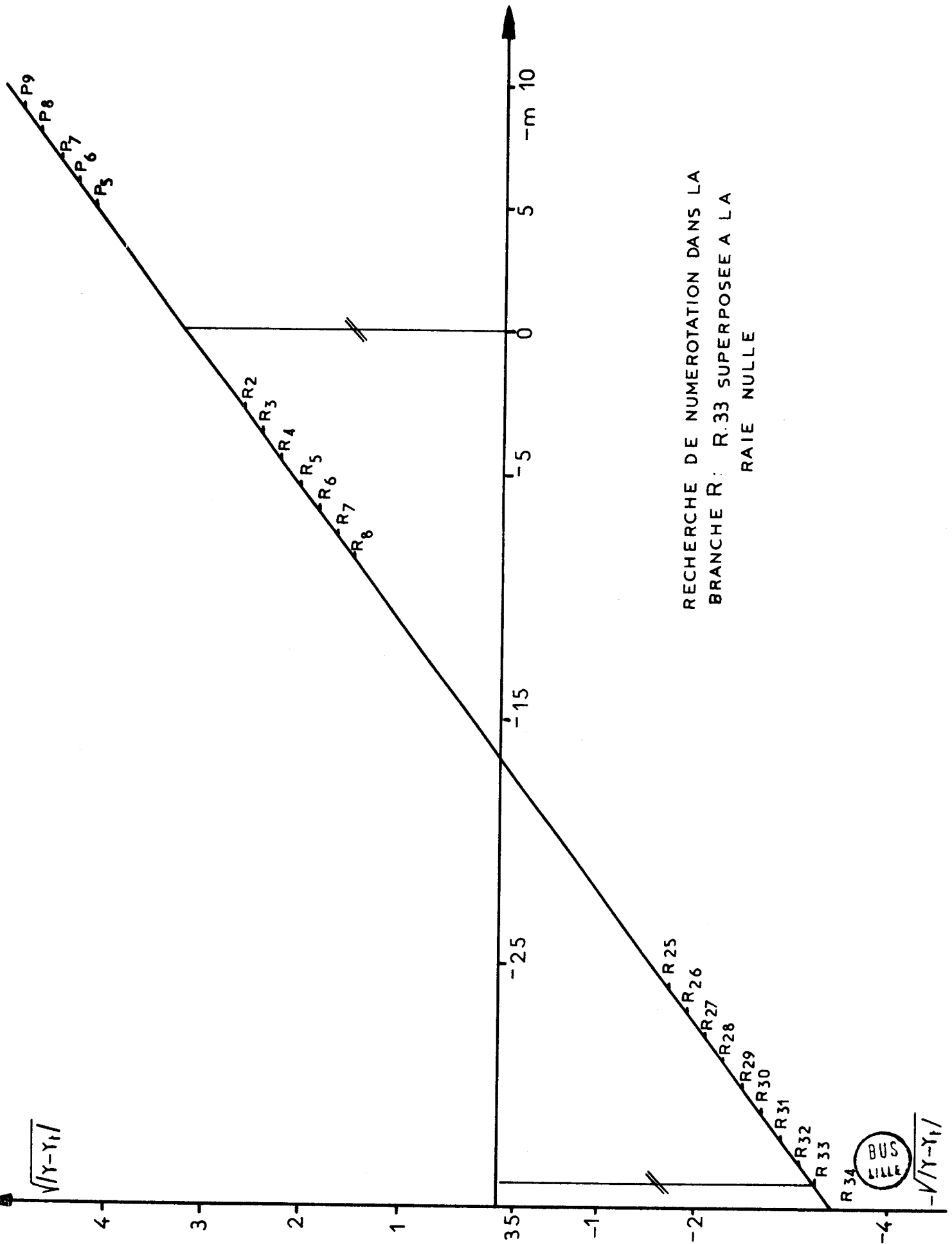
P10 →

P6 →

R33 et RAIE NULLE →

TETE 1-1 et raie P36





Lors d'une transition électronique $^2\Sigma \rightarrow ^2\Sigma$

Chaque raie de rotation se décompose en trois raies :

une raie 1 pour laquelle

$$J = K + \frac{1}{2}$$

une raie 2 pour laquelle

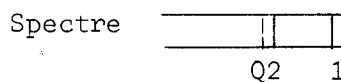
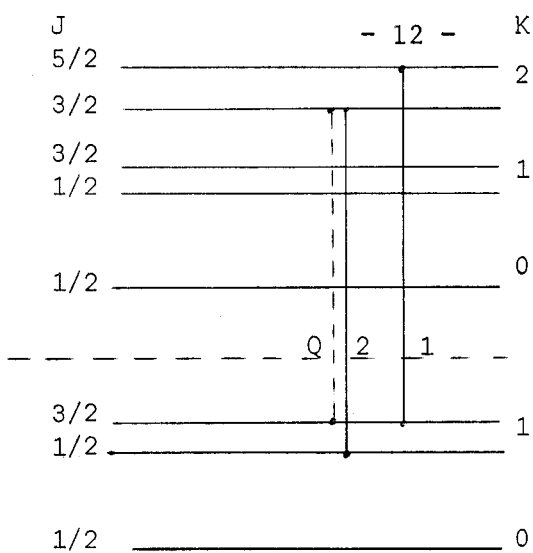
$$J = K - \frac{1}{2}$$

Une raie Q pour laquelle

$$\Delta J = 0.$$

Cette séparation n'est décelable que pour les valeurs élevées de K.

Nous ne pouvons pas encore, avec le spectrographe utilisé, séparer la raie Q.



-TABLEAU N° 1-

Les nombres d'ondes dans le vide des raies de la bande s'écrivent donc :

$$R_1 (K) = \nu_0 + F'_1 (K + 1) - F''_1 (K) \quad \text{I-5}$$

$$R_2 (K) = \nu_0 + F'_2 (K + 1) - F''_2 (K) \quad \text{I-6}$$

$$P_1 (K) = \nu_0 + F'_1 (K - 1) - F''_1 (K) \quad \text{I-7}$$

$$P_2 (K) = \nu_0 + F'_2 (K - 1) - F''_2 (K) \quad \text{I-8}$$

Et les relations de combinaison suivantes nous permettent le calcul des constantes de rotation et de dédoublement en première approximation.

$$R_1 (K - 1) - P_1 (K + 1) = 4 B''_{\nu} (K + \frac{1}{2}) + \gamma'' = A \quad \text{I-9}$$

$$R_2 (K - 1) - P_2 (K + 1) = 4 B''_{\nu} (K + \frac{1}{2}) - \gamma'' = B \quad \text{I-10}$$

$$R_1 (K) - P_1 (K) = 4 B'_{\nu} (K + \frac{1}{2}) - \gamma' = C \quad \text{I-11}$$

$$R_2 (K) - P_2 (K) = 4 B'_{\nu} (K + \frac{1}{2}) + \gamma' = D \quad \text{I-12}$$

Ce qui signifie qu'en tabulant A et B d'une part, C et D d'autre part, en fonction de $(K + \frac{1}{2})$ on doit obtenir des droites parallèles de pente $4 B_{\nu}$ et séparées par une distance de 2γ .

Il est donc nécessaire de connaître, dans les doublets qui composent chacune des branches, quelle est la composante $P_1(K)$ et quelle est la composante $P_2(K)$.

Dans une transition $^2\Sigma \rightarrow ^2\Sigma$, la probabilité de transition d'une raie isolée est donnée par (Mulliken, 13).

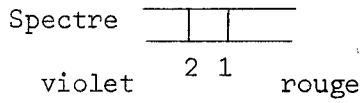
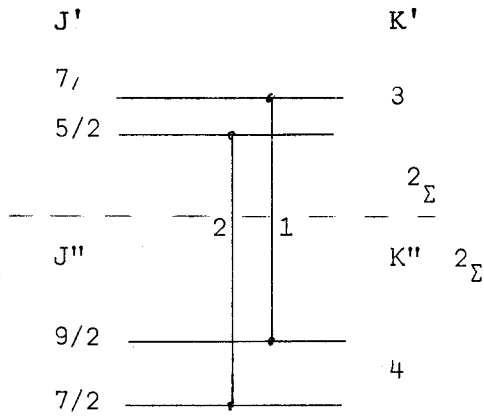
$$S_j^R = \frac{(J + 1)^2 - 1/4}{J + 1} \quad S_j^P = \frac{J^2 - 1/4}{J} \quad (\text{et } S_j^Q = \frac{2J + 1}{4J(J + 1)})$$

C'est-à-dire que dans les 2 branches R et P, la composante pour laquelle $J = K + \frac{1}{2}$ (J étant le moment angulaire total avec spin du niveau inférieur) possède une intensité plus grande que la composante pour laquelle $J = K - \frac{1}{2}$. La différence est faible pour les valeurs élevées de K, mais importante pour les valeurs faibles de K.

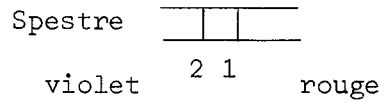
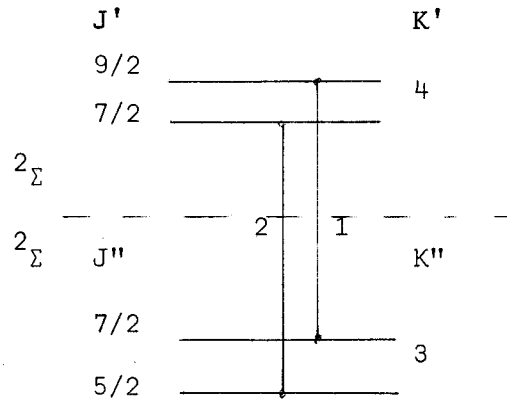
De l'enregistrement microdensitométrique du spectre et compte tenu d'éventuelles superpositions de raies (voir plus loin) il ressort que dans la branche P, la raie rouge de chaque doublet est la plus intense : c'est la raie 1 : $J = K + \frac{1}{2}$.

De même dans la branche R. Ce qui est conforme au schéma ci-après.

Branche P : $J' - J'' = - 1$



Branche R : $J' - J'' = + 1$



-TABLEAU N° 2-

(Ces figures tiennent compte des valeurs trouvées pour γ' et γ'' selon la méthode exposée plus loin).

D'où un tableau récapitulatif des nombres d'ondes dans le vide des raies de la bande : Tableaux 3 et 3 bis.

On notera que seules quelques raies R sont accessibles sur les films pris à haute température de source.

Nombre d'Ondes dans le vide des raies
de la bande 0-0 du système vert de A10

BRANCHE P		"	BRANCHE R	
		"		
		"		
P2		" R2	20	638,79 cm ⁻¹
P3		" R3		639,80
P4		" R4		640,78
P5	20 628,43 cm ⁻¹	" R5		641,59
		"		
P6	626,75	" R6		642,37
P7	625,04	" R7		643,06
P8	623,25	" R8		643,66
		"		
P9	621,33	"		
P10	619,42	"		
P11	617,38	"		
		"		
P12	615,31	"		
P13	613,16	"		
P14	610,91	"		
P15	608,62	"		
		"		
P16-1	606,21	"		
P16-2	606,44	"		
		"		
P17-1	603,77	"		
P17-2	603,99	"		
		"		
P18-1	601,24	"		
P18-2	601,49	"		
		"		
P19-1	598,63	"		
P19-2	598,93	"		
		"		
P20-1	595,97	"		
P20-2	596,25	"		
		"		
P21-1	593,25	"		
P21-2	593,50	"		
		"		
P22-1	590,42	"		
P22-2	590,75	"		
		"		
P23-1	587,53	"		
P23-2	587,84	"		
		"		
P24-1	584,57	"		
P24-2	584,89	"		

Nombre d'Ondes dans le vide des raies
de la bande 0-0 du système vert de AlO (suite)

BRANCHE P			BRANCHE R		
P25-1	' 20	581,54 cm ⁻¹	"	R25-1	'
P25-2	'	581,86	"	R25-2	'
	'		"		'
P26-1	'	578,44	"	R26-1	' 20 641,98 cm ⁻¹
P26-2	'	578,76	"	R26-2	' 642,33
	'		"		'
P27-1	'	575,25	"	R27-1	' 641,17
P27-2	'	575,62	"	R27-2	' 641,57
	'		"		'
P28-1	'	571,99	"	R28-1	' 640,32
P28-2	'	572,36	"	R28-2	' 640,72
	'		"		'
P29-1	'	568,66	"	R29-1	' 639,40
P29-2	'	569,04	"	R29-2	' 639,77
	'		"		'
P30-1	'	565,26	"	R30-1	' 638,38
P30-2	'	565,61	"	R30-2	' 638,72
	'		"		'
P31-1	'	561,82	"	R31-1	' 637,27
P31-2	'	562,16	"	R31-2	' 637,64
	'		"		'
P32-1	'	558,26	"	R32-1	' 636,12
P32-1	'	558,64	"	R32-2	' 636,49
	'		"		'
P33-1	'	554,63	"	R33-1	' 634,87
P33-2	'	555,03	"	R33-2	' 635,26
	'		"		'
P34-1	'	550,94	"	R34-1	' 633,56
P34-2	'	551,32	"	R34-2	' 633,35
	'		"		'
P35-1	'	547,17	"	R35-1	' 632,18
P35-2	'	547,53	"	R35-2	' 632,59
	'		"		'
P36-1	'	,	"	R36-1	' 630,71
P36-2	'		"	R36-2	' 631,15
	'		"		'

-TABLEAU N° 3 bis-

	A	B	A-B(cm ⁻¹)	C	D	C-D(cm ⁻¹)
4	11,37	11,37				
5	14,03	14,03		13,16	13,16	
6	16,55	16,55		15,62	15,62	
7	19,12	19,12		18,02	18,02	
8	21,73	21,73		20,41	20,41	
9	24,49	24,49				
26				63,54	63,57	-0,03
27	69,99	69,97	0,02	65,92	65,95	-0,03
28	72,51	72,53	0,02	68,33	68,36	-0,03
29	75,06	75,11	-0,05	70,74	70,73	+0,01
30	78,50	77,61	-0,11	73,12	73,11	+0,01
31	80,12	80,08	0,04	75,45	75,48	-0,03
32	82,64	82,61	0,03	77,86	77,85	+0,01
33	85,18	85,17	0,01	80,24	80,23	+0,01
34	87,70	87,73	-0,03	82,62	82,63	-0,01
35				85,01	85,06	-0,05

TABLEAU N° 4

De ces calculs, il ressort que $B'' = 0,637 \pm 0,002 \text{ cm}^{-1}$

$$B' = 0,599 \pm 0,002 \text{ cm}^{-1}$$

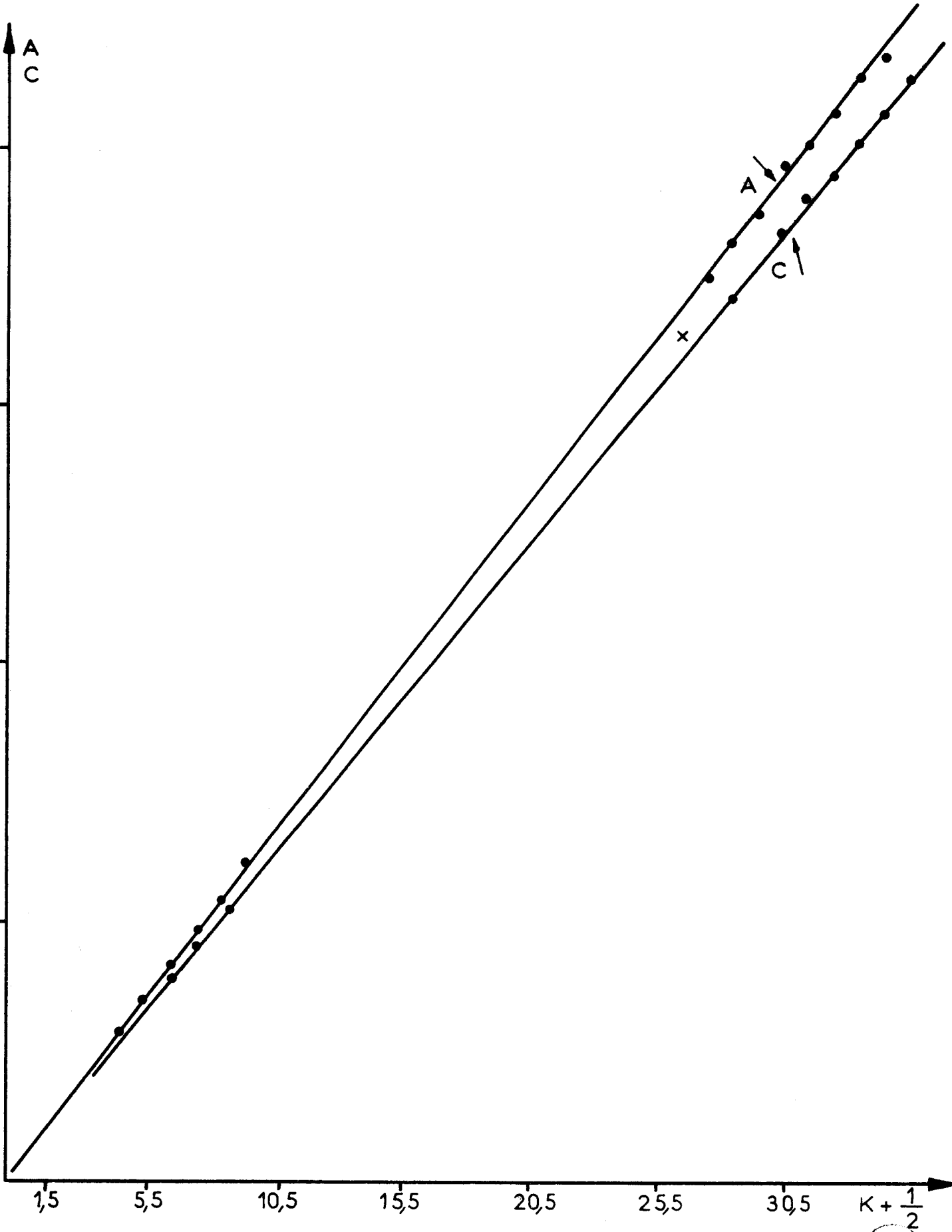
La précision des mesures n'est pas suffisante pour extraire des différences A-B et C-D une valeur de γ' ou de γ'' . Il paraît nécessaire de tenir compte dans le spectre de rotation de la molécule, de la distorsion centrifuge importante pour les valeurs de K auxquelles on opère (de 30 à 40).

On écrira l'énergie de chaque composante des niveaux de rotation d'un état $^2\Sigma$.

$$F_1(K) = B_v K(K+1) + \frac{1}{2} \gamma K - D_v K^2 (K+1)^2 \quad \text{I-13}$$

$$F_2(K) = B_v K(K+1) - \frac{1}{2} \gamma (K+1) - D_v K^2 (K+1)^2 \quad \text{I-14}$$

Les nombres d'ondes, dans le vide, des raies de la bande sont écrites de la même façon que précédemment. (I-5,6,7,8). Et les relations de combinaison A, B, C, D, sont écrites (indice :



d pour indiquer que l'on tient compte de la distorsion centrifuge)

$$\begin{aligned}
 A_d &= R_1 (K - 1) - P_1 (K + 1) \\
 &= F''_1 (K + 1) - F''_1 (K - 1) \\
 &= 4 B''_v (K + \frac{1}{2}) + \gamma'' - D_v \{6 (K + \frac{1}{2}) + 8 (K + \frac{1}{2})^3\} \\
 &= (4 B''_v - 6 D''_v) (K + \frac{1}{2}) + \gamma'' - 8 D_v (K + \frac{1}{2})^3 \quad \text{I-16}
 \end{aligned}$$

le coefficient D_v est très petit devant B_v dans les molécules d'oxydes métalliques. $\frac{D_v}{B_v} \approx 10^{-5}$

$$A_d = R_1 (K - 1) - P_1 (K + 1) = 4 B''_v (K + \frac{1}{2}) + \gamma'' - 8 D''_v (K + \frac{1}{2})^3 \quad \text{I-17}$$

$$B_d = R_2 (K - 1) - P_2 (K + 1) = 4 B''_v (K + \frac{1}{2}) - \gamma'' - 8 D''_v (K + \frac{1}{2})^3 \quad \text{I-18}$$

de même

$$C_d = R_1 (K) - P_1 (K) = F'_1 (K + 1) - F'_1 (K - 1) \quad \text{I-19}$$

$$C_d = 4 B'_v (K + \frac{1}{2}) + \gamma' - 8 D'_v (K + \frac{1}{2})^3 \quad \text{I-20}$$

$$D_d = 4 B'_v (K + \frac{1}{2}) - \gamma' - 8 D'_v (K + \frac{1}{2})^3 \quad \text{I-21}$$

Ce qui signifie qu'en traçant la courbe $\frac{1}{2} \left| \frac{A+B}{K+\frac{1}{2}} \right|$ en

fonction de $(K + \frac{1}{2})^2$, on doit obtenir une droite de pente $8 D''_v$; son intersection avec la droite $K = -\frac{1}{2}$ donnera la valeur de B''_v . On opère de même avec C et D pour obtenir D'_v et B'_v .

K	$\frac{A + B}{2K + 1}$	$\frac{C + D}{2K + 1}$	$(K + \frac{1}{2})^2$
4			
5	2,5509	2,3927	30,25
6	2,5461	2,4030	42,25
7	2,5493	2,4026	56,25
8	2,5564	2,4011	72,25
9	2,5463		90,25
26		2,3983	702,25
27	2,5447	2,3976	756,25
28	2,5445	2,3981	812,25
29	2,5452	2,3978	870,25
30	2,5440	2,3972	930,25
31	2,5428	2,3957	992,25
32	2,5423	2,3955	1056,25
33	2,5425	2,3951	1122,25
34	2,5424	2,3949	1190,25
35		2,3953	1260,25

Tableau N° 5

Ces droites fournissent les résultats suivants :

$$B'_o = 0,6013 \pm 0,0002 \text{ cm}^{-1} \quad D'_o = (1,18 \pm 0,10) \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$$

$$B''_o = 0,6383 \pm 0,0002 \text{ cm}^{-1} \quad D''_o = (1,18 \pm 0,10) \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$$

Ces résultats sont en excellent accord avec ceux de Tyte et Nicholls (14) :

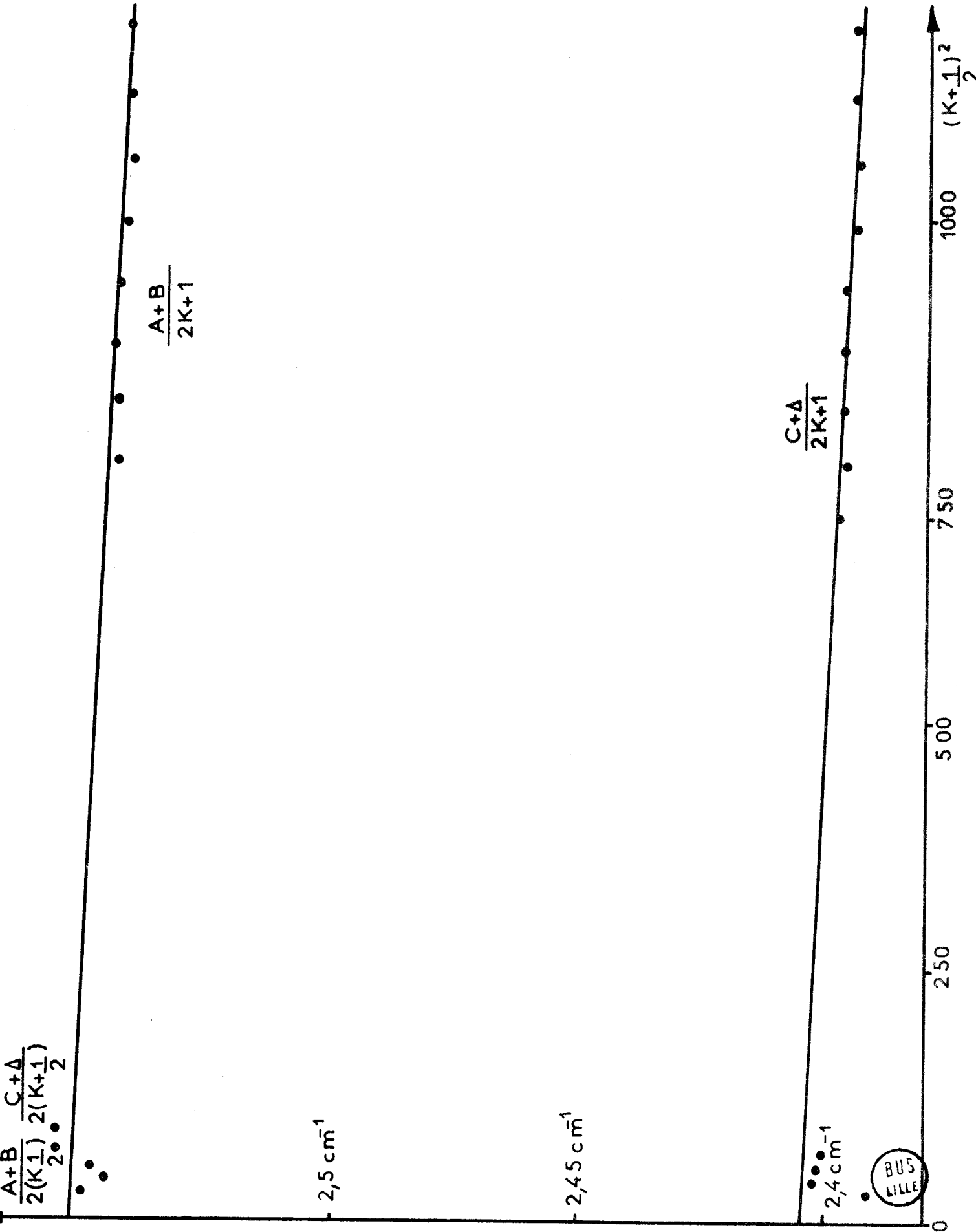
$$B''_o = 0,6384 \text{ cm}^{-1} \quad D'_o = 1,10 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$$

$$B'_o = 0,6014 \text{ cm}^{-1} \quad D''_o = 1,16 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$$

Enfin, dans le but de déterminer les valeurs de γ' et γ'' à partir des formules

$$A = 4 B''_v (K + \frac{1}{2}) + \gamma'' - 8 D''_v (K + \frac{1}{2})^3$$

$$C = 4 B'_v (K + \frac{1}{2}) + \gamma' - 8 D'_v (K + \frac{1}{2})^3$$



nous sélectionnons les points des courbes $(\frac{A+B}{2K+1})$ et $(\frac{C+D}{2K+1})$ fonction de $(K + \frac{1}{2})^2$ qui vérifient le mieux les formules A et C ; les valeurs de γ' et γ'' ainsi calculées, si elles ne sont pas exactes, peuvent donner quand même un ordre de grandeur.

	1	2	3	1-2+3	4	-4+2-3
K	A	$4B''(K+\frac{1}{2})$	$8D''(K+\frac{1}{2})^3$	γ''	B	γ''
29	75,06	75,319	0,242	0,017	75,11	0,033
30	78,50	77,872	0,268	0,896	77,61	-0,006
33	85,18	85,532	0,355	0,003	85,17	0,026
34	87,70	88,085	0,388	0,003	87,73	-0,033

Tableau N° 6

Il semble donc qu'à la précision des mesures, il n'est pas possible de donner, par cette méthode, une valeur, même statistique, à γ' et γ'' .

IV - CALCUL DES SEULES CONSTANTES DE DEDOUBLEMENT γ' ET γ''

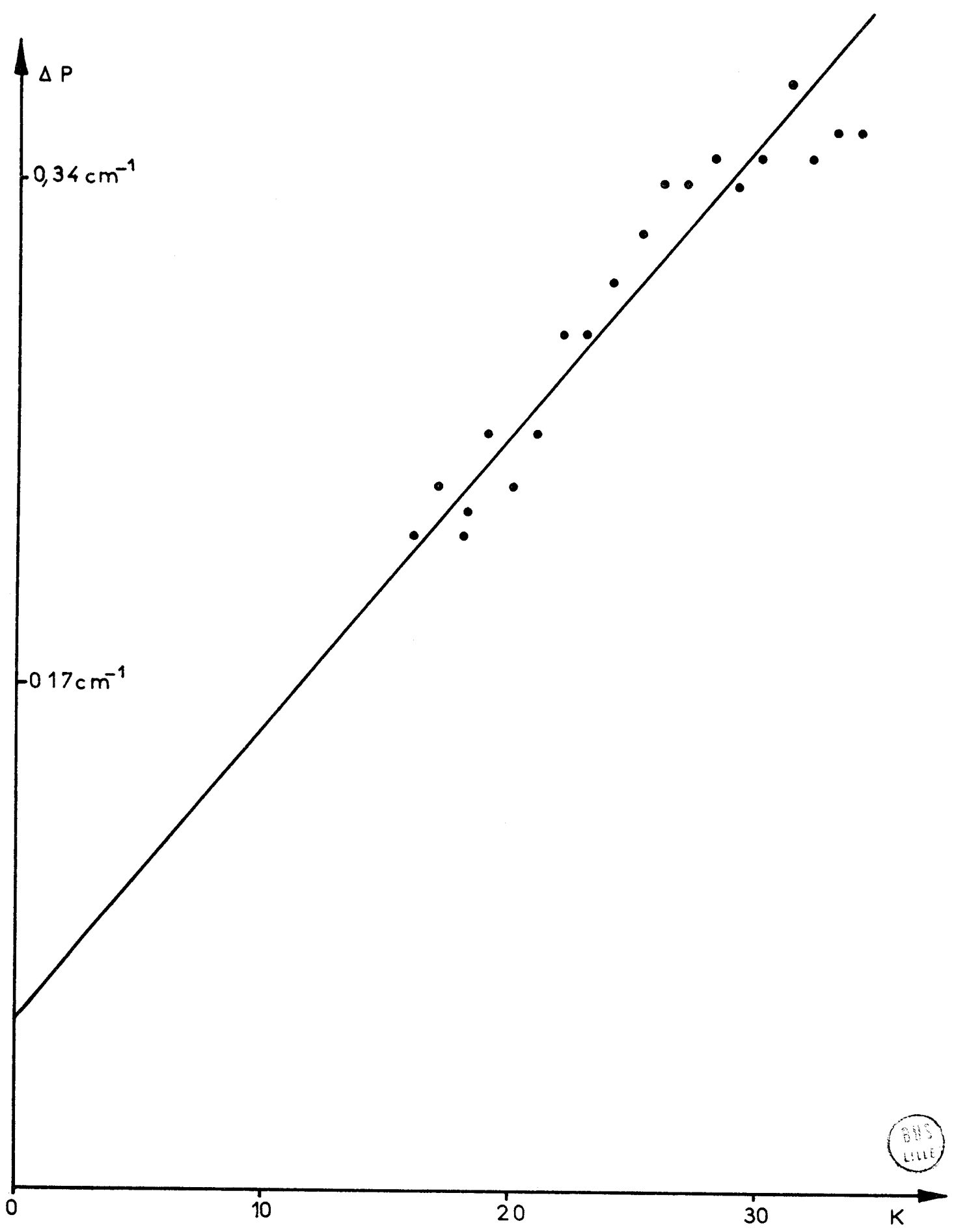
La grande finesse des spectres obtenus, et surtout leur basse température, ont permis de séparer les doublets P de la raie P 16 jusque la raie P 50.

D'après les relations précédentes, (I-5,6,7,8), il vient :

$$\Delta P = P_1 (K) - P_2 (K) = (\gamma' - \gamma'') K - \frac{1}{2} (\gamma' + \gamma'') \quad \text{I-22}$$

$$\Delta R = R_1 (K) - R_2 (K) = (\gamma' - \gamma'') K + \frac{1}{2} (3 \gamma' - \gamma'') \quad \text{I-23}$$

Donc, en portant sur un graphique les écarts des composantes des doublets (en nombre d'ondes) en fonction de K, nous devons obtenir deux droites de pente $(\gamma' - \gamma'')$, séparées par une distance $2 \gamma'$.



Il vient donc pour la droite ΔP :

$$\text{Ordonnée à l'origine} \quad E = -\frac{1}{2} (\gamma' + \gamma'') = -0,058 \pm 0,006 \text{ cm}^{-1}$$

$$\text{Pente} \quad D = \gamma' - \gamma'' = 0,010 \pm 0,001 \text{ cm}^{-1}$$

$$\text{Soit} \quad \gamma' = -0,053 \pm 0,006 \text{ cm}^{-1}$$

$$\gamma'' = -0,063 \pm 0,006 \text{ cm}^{-1}$$

Pour la droite ΔR , les points de la courbe à tracer sont assez peu nombreux, et leur distribution ne permet pas de tracer ΔR . La mesure des raies R-26 à R-35 est délicate, du fait de la superposition des raies.

Cependant, on peut affirmer que les points ΔR vérifient bien les valeurs de γ' et γ'' trouvées par ΔP .

CONCLUSION

Au cours de cette analyse, les constantes de rotation et de distorsion centrifuge ont été trouvées, pratiquement identiques aux plus récents travaux (14). Les constantes de dédoublement des niveaux 2^2 de la transition ont été évaluées à 10 % cent près, et n'ont pu être vérifiées, faute d'autres travaux sur ce sujet.

OBTENTION ET MESURE DE DIFFERENTES TEMPERATURES

DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

-:-:-:-:-

I - OBTENTION DE DIFFERENTES TEMPERATURES

Lors d'une décharge électrique dans une lampe à cathode creuse, la température du plasma cathodique est liée à l'intensité du courant électrique de décharge.

Les spectres à différentes températures sont obtenus en donnant à l'intensité électrique de la décharge, différentes valeurs comprises entre 100 mA et 700 mA en régime continu, et 400 mA en impulsions. Chaque spectre est photographié lorsque la lampe a pris, après quelques minutes de fonctionnement, sa température et son régime d'équilibre.

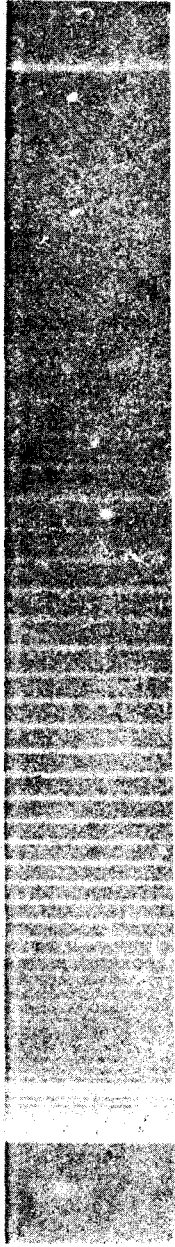
Nous vérifions avec le plus grand soin la constance de l'intensité au cours de la décharge. Cependant la tension aux bornes de la lampe varie un peu lors de la pose. Ceci semble dû à la modification de l'état de surface des électrodes, qui se recouvrent peu à peu d'une couche d'oxyde d'Aluminium Al_2O_3 , oxyde réfractaire bien connu.

Remarque : La tension aux bornes de la lampe de Schüler dépend de la distance anode-cathode, fixée ici à 4 mm, et de la pression d'oxygène dans la lampe, stabilisée selon le procédé déjà décrit (9).

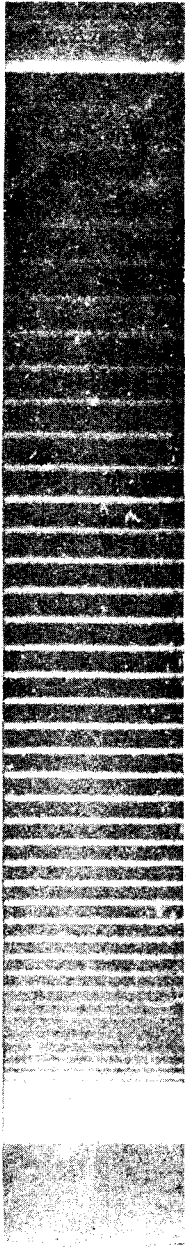
II - MESURE DES INTENSITES DES RAIES SPECTRALES

Chaque spectre est dépouillé à l'aide d'un microdensitomètre enregistreur. Nous remercions ici Monsieur le Professeur Delhaye et Monsieur Migeon, de nous avoir prêté leur microdensitomètre Joyce. Nous remercions également la Compagnie des Compteurs (91 - Massy) qui a mis gracieusement à notre disposition un microdensitomètre enregistreur type Vassy. Le microphotomètre du laboratoire fut également utilisé.

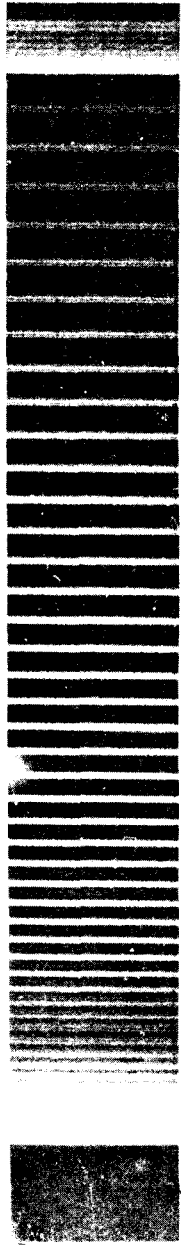
Les microdensitomètres utilisés sont gradués linéairement en densités optiques. Un dispositif ralentisseur d'échantillon permet au stylet de tracer la vraie hauteur de la raie. Leur repro-



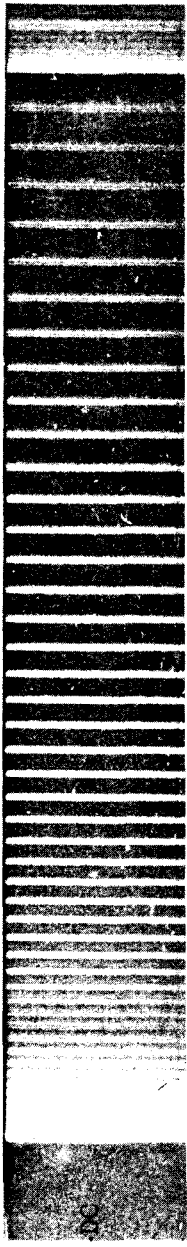
I=100mA-DC



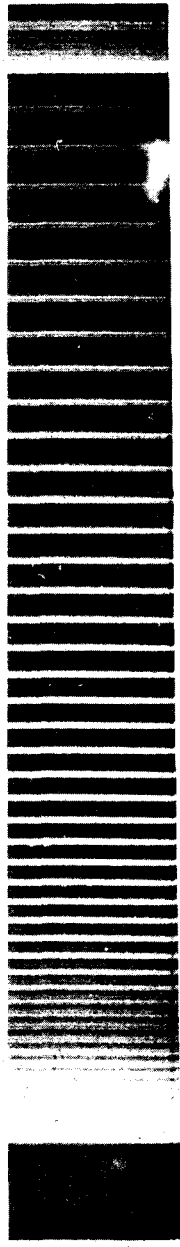
I=200mA-DC



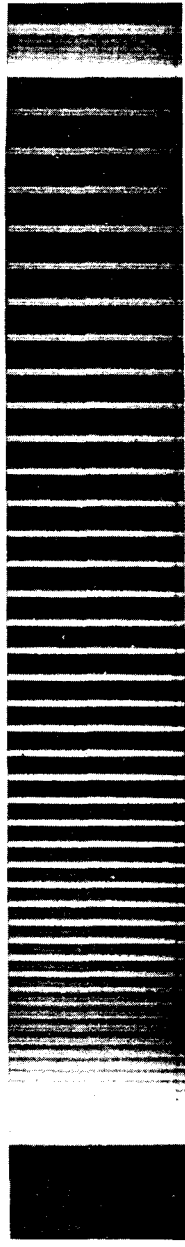
I=300mA-DC



I=400mA-DC



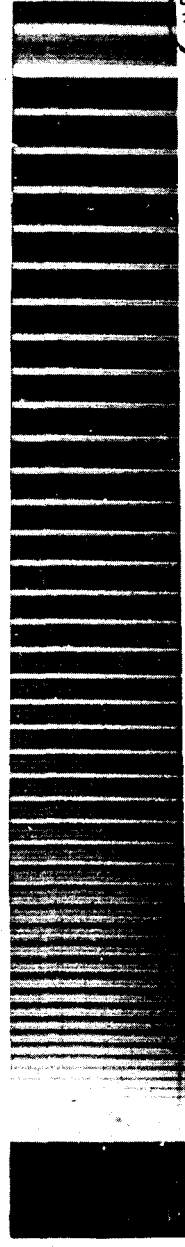
I=500mA-DC



I=600mA-DC



I=700mA-DC



I=400mA---
pulse

BUS
LILLE

ductibilité est testée sans que l'on puisse voir un écart entre les 2 traces superposées.

Lorsque cela est nécessaire, le γ de chaque plaque est calculé, permettant d'établir une relation entre la densité optique d'une raie et l'intensité lumineuse incidente sur la fente du spectrographe.

Nous tenons compte de la sensibilité spectrale de la plaque d'après les caractéristiques techniques de Kodak. La variation de la sensibilité spectrale d'un bout à l'autre du spectre étudié (4840 - 4870 Å) est inférieure à 3 p. cent. Elle interviendra encore moins dans la plupart des cas (voir plus loin). En négligeant la variation de sensibilité spectrale, l'erreur commise ne devrait pas être supérieure à 1 pour cent dans les trois premières méthodes.

CHAPITRE IV

TEMPERATURE - PRELIMINAIRE THERMODYNAMIQUE

---:---:---:---:---:---:---:---:---:---:---

L'énergie électrique dissipée dans la lampe se transforme :

- En énergie chimique, nécessaire à la formation des molécules d'Al₂O₃ et d'AlO, envisagée comme étant formée par $AlO + AlO + O \rightarrow Al_2O_3$.
- en énergie calorifique due aux chocs des ions sur la cathode.

La première partie est difficilement évaluable.

La seconde peut être déduite de la considération suivante : il apparaît que la cathode s'échauffe beaucoup plus que l'anode. Le problème est simplifié en considérant que toute l'énergie électrique de la décharge sert à l'échauffement du métal cathodique.

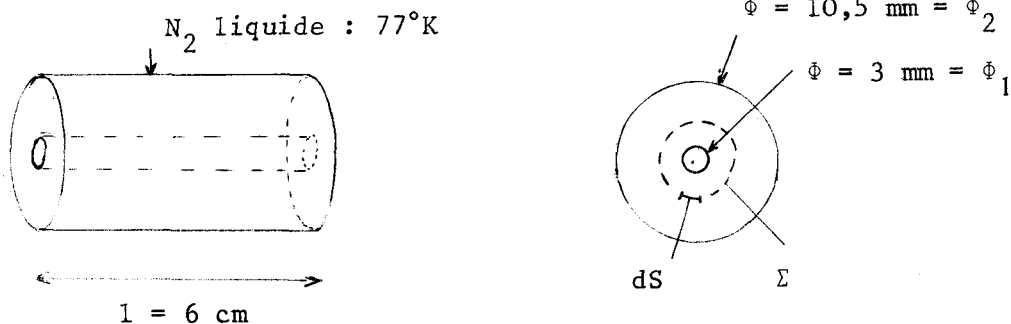
Il est alors possible de calculer la température de la surface interne de la cathode, connaissant la puissance incidente sur cette surface et la conductibilité thermique de l'Aluminium pur.

Soit une surface d S située dans l'Aluminium, et perpendiculaire au gradient de température en ce point. La puissance calorifique traversant cette surface est :

$$dP = -\chi \cdot \frac{d\theta}{dn} \cdot dS \text{ où } \frac{d\theta}{dn} \text{ est la variation de température selon la normale à } dS \text{ (Loi de Fourier, Cf. 15).}$$

χ étant la conductibilité thermique de l'Aluminium pur. d P est le flux de chaleur.

Considérons que toute la puissance électrique se répartit uniformément sur la surface intérieure du trou cathodique.



Compte tenu de la symétrie cylindrique de la répartition de température :

$$dP = -\chi \cdot \frac{d\theta}{dn} \cdot dS$$

et le flux de chaleur à travers la surface Σ

$$\begin{aligned} P = \iint_{\Sigma} dP &= -\chi \frac{d\theta}{dn} \iint_{\Sigma} dS = -\chi \cdot \frac{d\theta}{dn} \cdot \Sigma \\ &= -\chi \cdot \frac{d\theta}{dn} \cdot 2\pi r l \end{aligned}$$

$$\text{soit } d\theta = -\frac{P}{\chi \cdot 2\pi l} \cdot \frac{dr}{r}$$

$$\theta_1 - \theta_2 = \int_{r_2}^{r_1} -\frac{P}{\chi \cdot 2\pi l} \frac{dr}{r} = \frac{P}{\chi \cdot 2\pi l} \text{Log} \frac{r_2}{r_1}$$

d'où, compte tenu des données expérimentales

$$|\Delta\theta| = +5,16 \frac{P}{\chi}$$

Dans ce calcul, χ est considérée constante. Or : la conductibilité thermique de l'Aluminium pur est fortement dépendante de la température.

Supposons qu'elle soit la plus faible : 225 W/m °C.

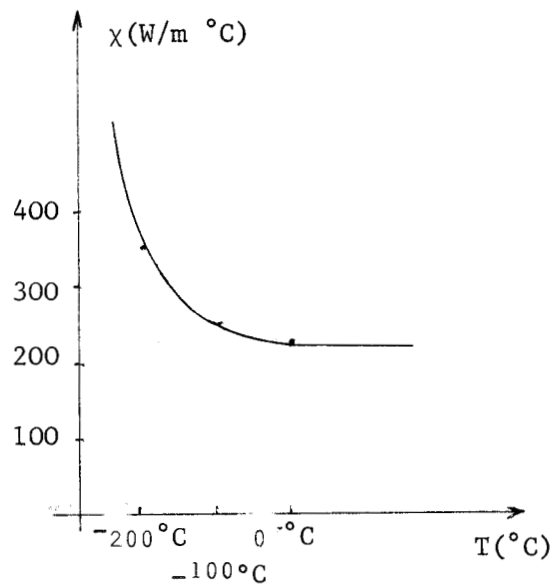
Soit $P = 240$ W (film 400)

$$\Delta\theta = 5,5 \text{ K.}$$

On peut donc admettre que χ prend une valeur voisine de 350 W/m °C.

$$\Delta\theta = 4 \text{ K.}$$

Si bien que la température de la surface interne de la cathode devrait être 81 K. Nous verrons que cette valeur est bien



trop basse. Il faudrait tenir compte de la mince couche d'oxyde Al_2O_3 , isolant thermique, qui peut donc faire que la température sur la surface interne de la cathode soit supérieure.

Cette étude a simplement permis de donner une idée qualitative sur la température de la paroi cathodique.

CHAPITRE V

DETERMINATION SPECTROSCOPIQUE

DES TEMPERATURES EFFECTIVES DE ROTATION

---:---:---:---:---:---:---:---:---:---:---:---:---:---:---:---

II - PROBABILITE DE TRANSITION

L'intensité en émission I d'une raie est l'énergie émise par unité de temps, et est égale au produit du nombre de photons émis $d N_i$ par l'énergie de chaque photon $h \nu$

$$I_{em} = h \cdot \nu \cdot d N_i = A_{ij} h \nu N_i \quad \text{II-1}$$

où A_{ij} est la probabilité de transition spontanée en émission introduite par Einstein, déterminée à partir des fonctions d'onde :

$$A_{ij} = \frac{64 \pi^4 \nu^3}{3 h c^3} \cdot \frac{S_{ij}}{g_i} \quad \text{II-2}$$

où g_i est le poids statistique du niveau supérieur de la transition, et S_{ij} une quantité calculée à partir seulement des coordonnées électroniques et des fonctions d'ondes des 2 états i et j.

Dans le cas le plus général, chaque raie résulte de la superposition d'une transition de rotation $N' \rightarrow N''$, d'une transition de vibration $v' \rightarrow v''$, et d'une transition électronique $m \rightarrow n$. On montre, dans l'approximation de Born-Oppenheimer, que la probabilité de transition spontanée est le produit de 3 facteurs, chacun correspondant à une sorte particulière de transition ; de sorte que l'on peut écrire :

$$A_{ij} = C \nu^3 a_{N' N''} a_{v' v''} a_{mn} \quad \text{II-3}$$

les trois termes a sont appelés aussi probabilités de transition

II - LOI DE DISTRIBUTION DE L'ENERGIE SELON DES NIVEAUX DISCRETS

D'après la loi de Boltzman, à une température d'équilibre T, le nombre de particules n_i et n_j d'une espèce chimique ayant des énergies E_i et E_j sont dans le rapport :

$$\frac{n_i}{n_j} = e^{-\frac{(E_i - E_j)}{k T}} \quad \text{II-4}$$

En fait, ici, chaque niveau d'énergie se divise en sous-niveaux : un niveau de nombre quantique résultant J comprend $(2J + 1)$ sous-niveaux de même énergie, qui coïncident donc en absence de champ extérieur, et est donc $(2J + 1)$ fois dégénéré.

Les sous-niveaux ne sont pas dégénérés, et l'équation II-4 peut leur être appliquée : on montre ainsi que tous les sous-niveaux d'un même niveau sont également peuplés.

S'il y a g_i sous-niveaux du Niveau E_i , g_j pour E_j , alors le nombre N_i de particules d'énergie E_i sera : $g_i N_i$

Le rapport des populations entre les niveaux dégénérés E_i et E_j est donc :

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i n_i}{g_j n_j} = \frac{g_i}{g_j} \exp \left\{ -\frac{E_i - E_j}{k T} \right\} \quad \text{II-5}$$

g est le poids statistique du niveau ($2K + 1$ dans notre cas particulier {21})

Cette relation II-5 est plus souvent exprimée sous la forme :

$$\frac{N_i}{N} = \frac{1}{F(T)} \cdot g_i \cdot \exp \left\{ -\frac{E_i}{kT} \right\} \quad \text{II-6}$$

où $F(T)$ est un facteur de normalisation (Fonction de partition).

Il suffit alors d'écrire que le nombre total de particules est la somme des populations de tous les niveaux

$$N = \sum_i N_i = \frac{N}{F(T)} \sum_i g_i \exp \left\{ -\frac{E_i}{kT} \right\} \quad \text{II-7}$$

$$\text{pour obtenir la valeur de } F(T) = \sum_i g_i \exp \left\{ -\frac{E_i}{kT} \right\} \quad \text{II-8}$$

III - INTENSITE EN EMISSION

Tenant compte de II-1, II-2 et II-6, nous écrivons l'intensité en émission d'une raie :

$$I_{em} = \frac{C v^4}{F(T)} \cdot S_{ij} \cdot e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad \text{II-9}$$

où S_{ij} est la force de la raie

C une constante.

E_i l'énergie du niveau supérieur de la transition .

Le terme S_{ij} peut être évalué par le carré de l'élément de matrice du moment dipolaire, {2}

$$\text{On obtient, pour } \Lambda = 0 \quad \Delta K = + 1 \Rightarrow S_{ij} = K + 1$$

$$\Delta K = - 1 \Rightarrow S_{ij} = K$$

avec $\Delta K = K' - K'' = K' - K$

et Λ : projection du moment angulaire orbital électronique sur l'axe internucléaire.

En considérant que dans une bande, le produit $\frac{C v^4}{F(T)} = A$ est sensiblement constant, l'intensité des raies de la branche P

$$\left. \begin{array}{l} \Delta K = - 1 \\ E_i = B' h C K (K - 1) \end{array} \right\} \text{ a pour expression :}$$

$$I_P(K) = A \cdot K \cdot e^{-\frac{B' h C}{kT}} K (K - 1) \quad \text{II-10}$$

$$\text{de même dans la branche R } \left\{ \begin{array}{l} \Delta K = + 1 \\ E_i = B' h C (K + 1)(K + 2) \end{array} \right.$$

l'intensité des raies a pour expression :

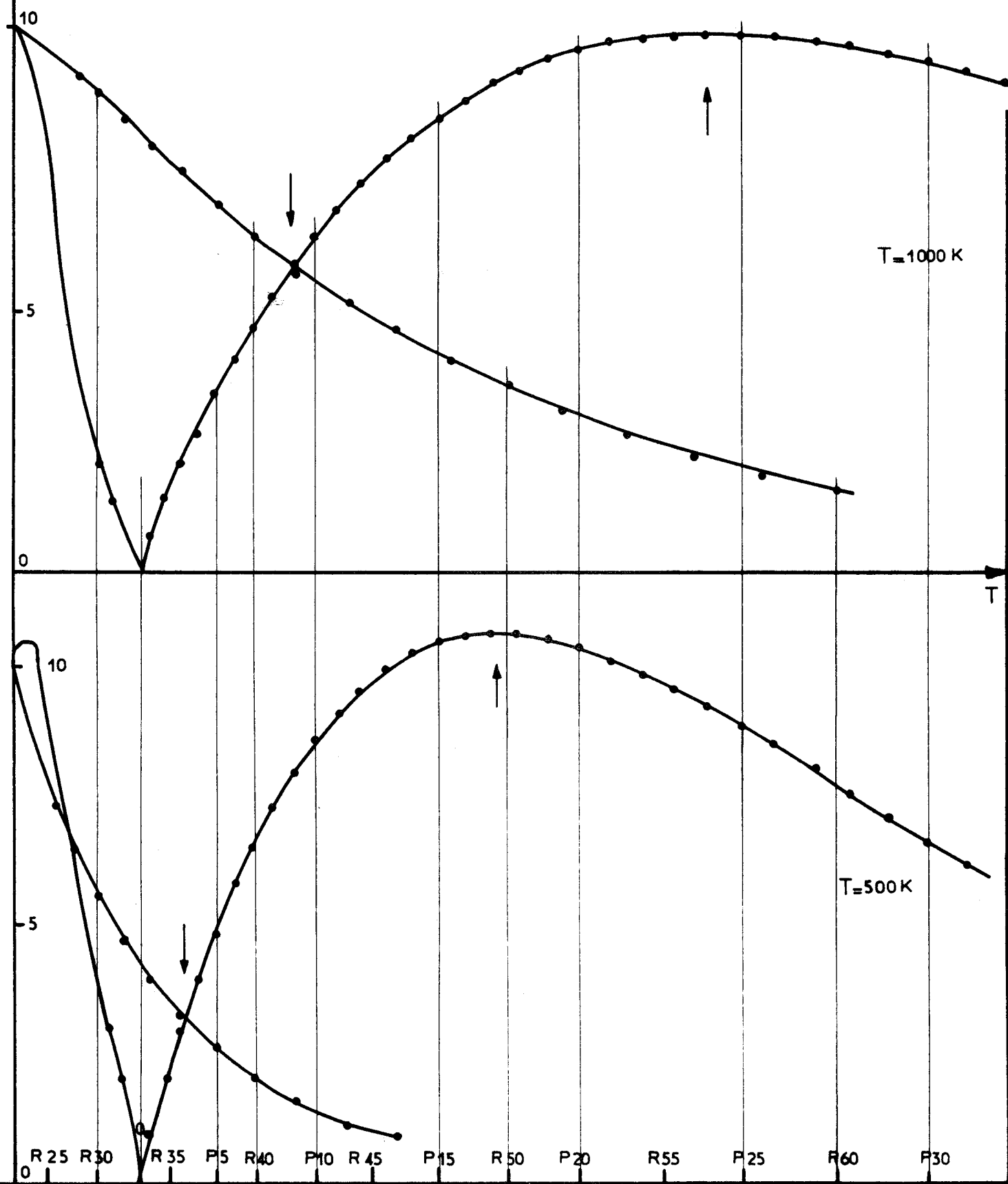
$$I_R(K) = (K+1) e^{-\frac{B' h C}{kT}} (K + 1)(K + 2) \quad \text{II-11}$$

D'après les expressions précédentes, nous avons tracé les courbes représentant :

$I_P(K)$ et $I_R(K)$: Planche n° 10.

I (UNITES ARBITRAIRES)

INTENSITÉS CALCULÉES DES RAIES DE LA BANDE 00



IV - DISCUSSION

La température ainsi calculée par les données spectroscopiques ne sera la température vraie (thermodynamique) du plasma cathodique qu'à la seule condition que le peuplement des niveaux énergétiques obéisse effectivement à la loi de répartition de Boltzman.

C'est rigoureusement le cas d'une excitation purement thermique (Four de King, Tube à onde de choc) Des auteurs (1 - 2-5) signalent que les niveaux énergétiques d'un plasma excité dans un arc électrique sont aussi peuplés conformément à la loi de Boltzman.

Nous examinerons plus loin si, dans une décharge cathodique, cette répartition de Boltzman est réalisée.

Dans le cas où cela n'est pas, la température calculée par les données spectroscopiques n'est pas la température du plasma : elle n'est qu'un paramètre qui exprime le rapport entre les populations des différents niveaux. C'est pourquoi on préfère l'appeler parfois "Température de Population". (1).

--:--:--:--:--:--:--:--:--

V - DETERMINATION DE LA TEMPERATURE EFFECTIVE DE ROTATION PAR LA POSITION DE LA RAIE D'INTENSITE MAXIMUM

Le nombre quantique K de la raie d'intensité maximum varie avec la température.

L'expression de la population d'un niveau étant écrite comme ci-dessus (6 - 2 - 1) et II-5

$$N \propto (2K + 1) e^{-B'K(K+1) \frac{hC}{kT}}$$

On sait que la variation d'intensité des raies en fonction de K est donnée essentiellement par la distribution thermique des niveaux de rotation.

$$\text{et } \frac{dN}{dK} = 0 \quad \Rightarrow \quad K_{\text{max}} = -\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{kT}{2B'hC}}$$

L'expression de l'intensité dans une branche (II-10) peut être aussi dérivée directement par rapport à K

$$\text{II-10} \quad I_P = A.K.e^{-\alpha K} (K - 1)$$

$$\frac{dI_P}{dK} = 0 \Rightarrow 1 - \alpha K (2K - 1) = 0$$

$$\neq 1 - 2\alpha K^2 = 0$$

en effet, $\alpha < 10^{-3}$

$\alpha K \approx 10^{-2}$ qui nous permet de négliger ce terme d'où :

$$K_{\text{max}} = \sqrt{\frac{KT}{2B'hC}}$$

valeur qui, à $-\frac{1}{2}$ près, est celle trouvée précédemment. Cette approximation se justifie par le fait que K est assez grand et que d'autre part, il doit être entier : d'où $T = 1,732 \times K^2$.

En pratique, le repérage d'une raie d'intensité maximum est facile dans le cas de spectres de source à basse température : L'enveloppe des maximums de l'enregistrement microdensitométrique est tracée, en tenant compte de ce que (5) : l'enveloppe doit être tracée de telle sorte qu'elle touche les sommets des raies les moins intenses. Ceci est fondé sur le fait que, en absence de perturbations évidentes, il n'y a pas de raisons de trouver une raie moins intense que ne le prévoient les formules. Par contre, il y a des raisons importantes de trouver des raies plus intenses que ce qui est prévu, du fait du recouvrement de raies et du fond continu du voile de la plaque.

En ce qui concerne un éventuel recouvrement de raies, l'examen des spectres de source à très haute températures montre clairement (planches 3, 24) que les raies de la branche R (R 30 à R 50) ne se superposent pas aux raies P comprises entre P 8 et P 28. Si bien que pour les spectres à températures basses, le maximum de densité des raies n'est pas perturbé par le recouvrement. La correction d'intensité doit être évaluée pour les raies P 1 à P 8.

Elle est même inutile sur les films pris à 100, 200, 300 m A.

Il est de plus évident que la détermination de la position de la raie d'intensité maximum dans un intervalle spectral limité à la bande, est indépendante de la calibration de la plaque photographique.

Cependant, pour des températures de rotation élevées (supérieures à 1000 K) l'enveloppe des intensités des raies autour de la raie d'intensité maximum est relativement aplatie (voir planche 17). La détermination de la raie d'intensité maximum peut donc être parfois incertaine. De plus, la méthode est peu sensible dans ce cas puisque le maximum se déplace très peu pour de larges variations de température.

Au contraire, cette méthode est une méthode de choix pour la détermination des basses températures de rotation. Entre 300 K et 600 K, pour la plaque photographique utilisée, tracer l'enveloppe des densités des raies et repérer la raie d'intensité maximum est une opération délicate, mais sûre : l'enveloppe présente en effet un maximum très marqué. Le cas échéant, l'hésitation, pour choisir la raie d'intensité maximum, ne peut porter que sur deux raies. (voir planche 12).

Notons également que cette méthode du maximum d'intensité est appliquée sans complications lorsque la température de rotation est très basse. Le maximum se situe en effet dans une région où le spectrographe, limité en résolution, n'a pas séparé les 2 composantes de chaque raie.

VI - METHODE DES ISO-INTENSITES DE DIEKE ET CROSSWHITE

Dans une même branche, l'intensité des raies augmente d'abord avec K, puis passe par un maximum et diminue pour les valeurs de K élevées. On peut toujours choisir une raie au début et une raie à la fin de la branche qui ont même intensité. Il est alors possible d'interpoler entre les raies de telle sorte que la coïncidence des intensités corresponde à une raie fictive de nombre quantique non entier. Notons les 2 raies par les indices a et b.

Si les raies ont même intensité dans la branche P,

$$I_p = K_a \exp \left\{ - \frac{B'hc}{kT} K_a (K_a - 1) \right\} = K_b \exp \left\{ - \frac{B'hc}{kT} K_b (K_b - 1) \right\}$$

d'où

$$\text{Log} \frac{K_b}{K_a} = \frac{B'hc}{kT} \{ K_b (K_b - 1) - K_a (K_a - 1) \}$$

et la température

$$T = \frac{B'hc}{k} \{ K_b (K_b - 1) - K_a (K_a - 1) \} \frac{1}{\text{Log} K_b/K_a}$$

Cette méthode a 2 avantages : elle dépend de la coïncidence des intensités plutôt que des mesures d'intensités ; de telle sorte que, comme les raies ne sont pas très séparées en longueur d'onde, les résultats sont indépendants de la calibration de la plaque photographique, et ne sont pas affectées par le continuum sous-jacent.

En première approximation, cette méthode n'est pas affectée non plus par la self-absorption, puisque des raies d'égales intensités sont affectées de façon identique par celle-ci.

VII - METHODE DES ISO-INTENSITES DE KNAUSS et MAC KAY (5)

Lorsque les enveloppes des déviations du microdensitométrétre sont tracées pour les 2 branches de la bande (planches 24 et suivantes), les points d'intersection de ces enveloppes seront situées en un point où les 2 équations sont satisfaites :

$$v_p = v_R \quad \text{II-12}$$

$$I_p = I_R \quad \text{II-13}$$

Les nombres d'ondes et les intensités des raies de la bande peuvent alors être considérées comme des fonctions continues de K, le nombre quantique K satisfaisant à ces deux équations n'étant pas entier en général.

La détermination des températures correspondant à une intersection des enveloppes nécessite la résolution de l'équation

II-12, qui permettra d'exprimer une des valeurs de K en fonction de l'autre (K_p en fonction de K_R par exemple).

En reportant dans l'équation II-13, nous obtiendrons une équation ne faisant plus intervenir que l'une des valeurs de K et la température.

En pratique, on procède graphiquement. D'abord, en traçant un diagramme de Fortrat, ou bien la courbe représentant les variations du nombre quantique K en fonction du nombre d'ondes ; on trouve la valeur de K_R satisfaisant II-12 pour chaque K_p . Ensuite, on trace la courbe représentant les variations de la température en fonction de K_p , en substituant dans l'équation II-13 les différentes paires de valeurs de K trouvées de cette manière. Enfin, à partir de ce graphique, la température peut être lue directement dès lors que la valeur du K_p de l'intersection sera déterminée sur l'enregistrement microdensitométrique. (planche 11)

Les équations II-12 et II-13 donnent :

$$K_p e^{-\alpha K_p} (K_p - 1) = (K_R + 1) e^{-\alpha (K_R + 1)} (K_R + 2)$$

Soit, avec $\alpha = \frac{B'hc}{kT}$

$$T = \frac{B'hc}{k} \{ (K_R + 1)(K_R + 2) - K_p (K_p - 1) \} \frac{1}{\text{Log } K_R + 1/K_p}$$

Cette méthode de Mac Cay et Knauss a l'avantage de ne pas exiger de mesures précises d'intensités. Elle est cependant limitée aux bandes pour lesquelles la tête n'est pas trop loin de la raie nulle. Elle est parfaitement applicable à la bande 0-0 du système vert de Al O.

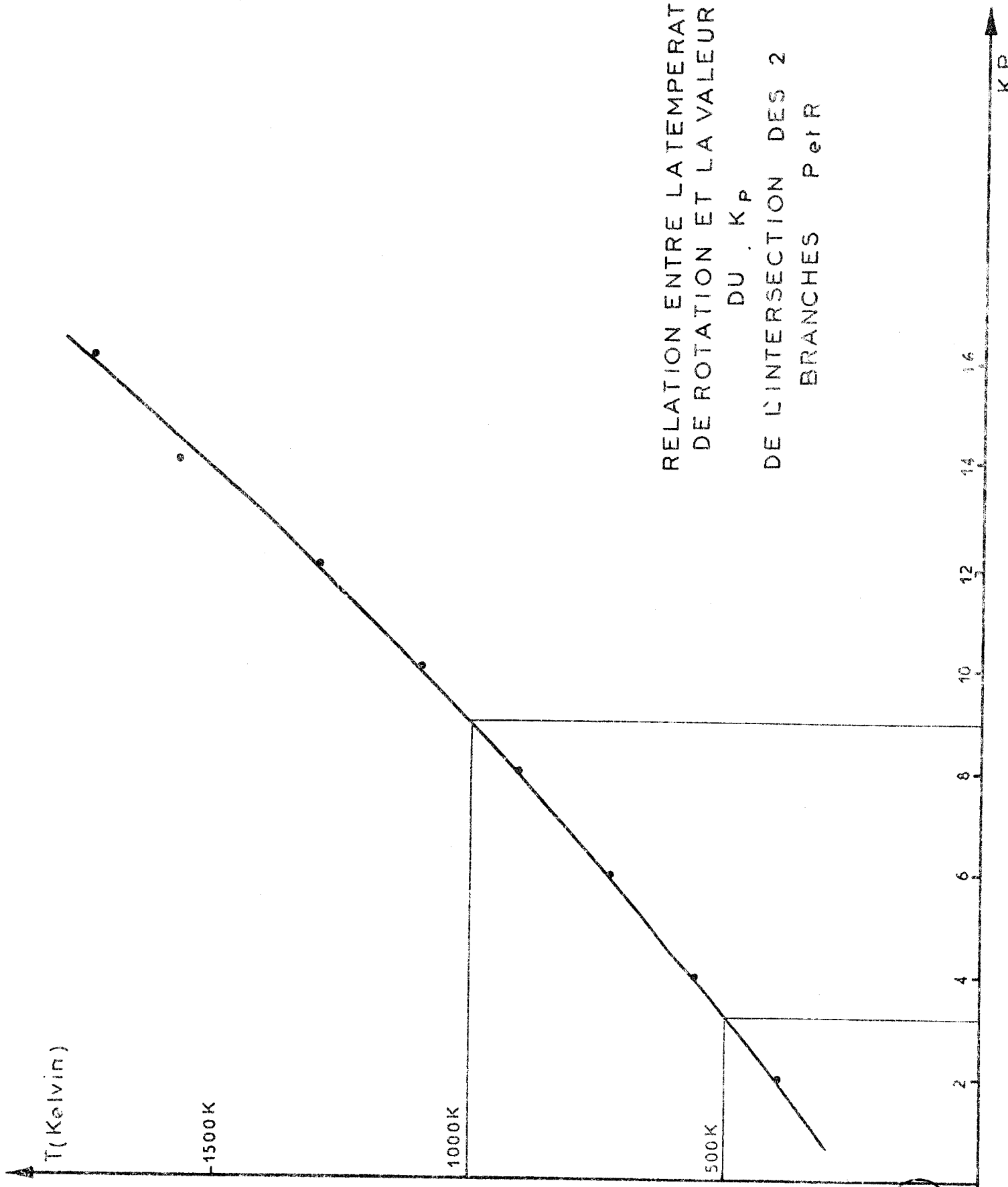
Remarque : On ne peut pas mesurer une température de rotation inférieure à 300 K, car les courbes enveloppes d'intensité des branches P et R ne se coupent pas.

VIII - METHODE GRAPHIQUE

La répartition des intensités dans la branche P s'écrit selon II-10 :

$$\text{Log } I = \text{Log } A + \text{Log } K - \frac{B'hc}{kT} K(K - 1)$$

RELATION ENTRE LA TEMPERATURE
DE ROTATION ET LA VALEUR
DU K_p
DE L'INTERSECTION DES 2
BRANCHES Pet R



et donc, en traçant la courbe ($\log I - \log K$) en fonction de $K(K - 1)$ {ou bien de $E_2 = B'hC K(K - 1)$ } on obtient une droite de pente $\frac{B'hC}{T}$ {ou bien $\frac{1}{T}$ }. Cette méthode nécessite un calibrage de la plaque photographique. Elle a l'avantage qu'une perturbation de la distribution de l'énergie sur les niveaux de rotation selon la loi de Boltzman sera visible, sous la forme d'une déviation de l'alignement des points du graphe.

Par cette méthode graphique, la self-absorption cause un creux dans la courbe : Les raies les plus intenses sont davantage absorbées. Ainsi pour des valeurs doubles de K , la pente de la droite tend à donner une température plus basse que la température effective. Au contraire, pour les valeurs de K élevées, la température indiquée sera trop forte. Néanmoins Gaydon et Wolfhard, dans une étude sur les températures de rotation d'après les bandes de CH, affirment qu'aux basses pressions auxquelles nous opérons, la self-absorption ne joue aucun rôle (19).

IX - RESULTATS

Les mesures de températures de rotation pour différentes intensités de décharges, tous les autres paramètres étant fixés, sont résumées dans le tableau :

I	T ₁	T ₂	T ₃	$\sqrt{I}(\text{mA})^{1/2}$
100 mA	210 K			
200 mA	290 K	320 K	300K/296 306 295	14,1
300 mA	340 K	360 K	330 K	17,3
400 mA	390 K	420 K	380 K	20
500 mA	390 K	420 K	380K/370 390	22,36
600 mA	390 K	460 K	400K/400 400	24,5
700 mA	440 K	450 K		26,5

T₁ : Température mesurée d'après la position de la raie d'intensité maximum.

- T_2 : température mesurée par la méthode de Knauss et Mac Cay.
 T_3 : Température mesurée par la méthode de Kieke et Crosswhite.
(Moyenne de plusieurs mesures).

La reproductibilité de ces températures a été testée : des spectres obtenus après différents fonctionnements de la cathode, il ressort que les températures de rotation obtenues ne sont pas du tout (à la précision des mesures) affectées par le vieillissement de la cathode.

Nous avons reporté nos mesures sur un graphique : la température T est fonction de \sqrt{I} . Nous obtenons, à la précision des mesures, une droite qu'on peut extrapoler et l'intersection avec l'axe des ordonnées donne pour $I = 0 \Rightarrow T \approx 80 \text{ K}$ (N_2 liquide : 77 K)

Les conséquences de cette extrapolation sont claires : la température de rotation et la température thermique du plasma sont égales (aux précisions des mesures) pour une intensité de décharge infiniment faible. Il n'est pas possible, avec ce critère, d'affirmer que dans une décharge continue, la distribution de l'intensité des raies est conforme à une distribution purement thermique. C'est-à-dire que le plasma cathodique n'est pas nécessairement en équilibre thermodynamique local. (planche 11 bis).

A - Influence de la pression du gaz sur la température de rotation

Les expériences qui ont été faites permettent de conclure sans équivoque que la température de rotation du plasma cathodique augmente lorsque la pression du plasma augmente.

Ainsi, pour une intensité de décharge continue de 400 mA, pour une pression de 0,8 mm Hg, la température de rotation est de 420 K. Pour une pression de 2 mm Hg, la température mesurée est 530 K.

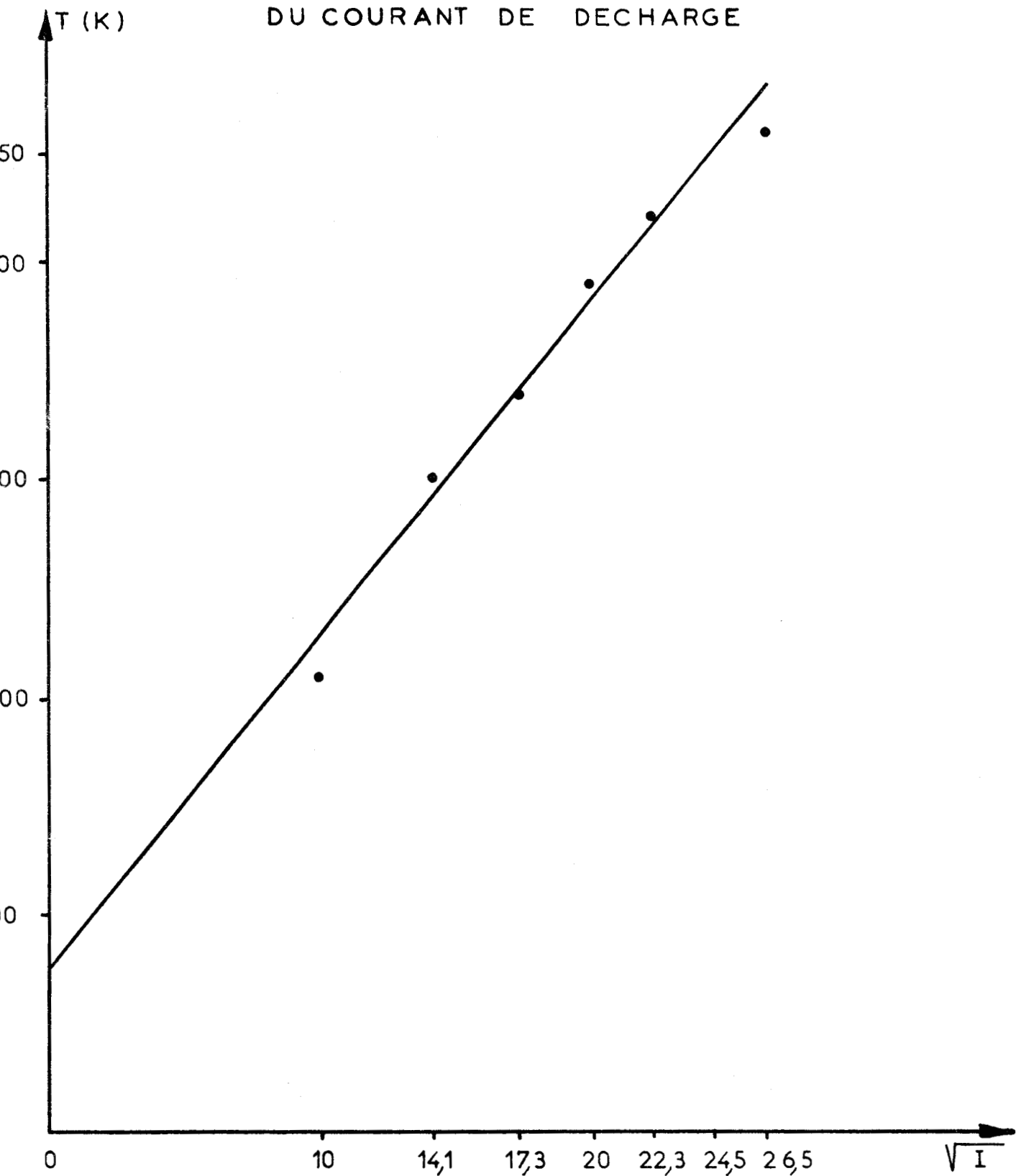
Nous avons déjà exposé (chapitre I,I) pourquoi il n'est pas possible d'opérer à des pressions plus élevées.

B - Influence de la nature de la décharge

De même, nous avons noté que, pour un même courant moyen de décharge, la température du plasma cathodique excité par des impulsions électriques est bien supérieure à celle du même plasma excité par une décharge continue.

Pour 400 mA : $T = 420 \text{ K}$ en continu, 1000 K en impulsions.

VARIATION DE LA TEMPERATURE EFFECTIVE
DE ROTATION EN FONCTION DE L'INTENSITE
DU COURANT DE DECHARGE

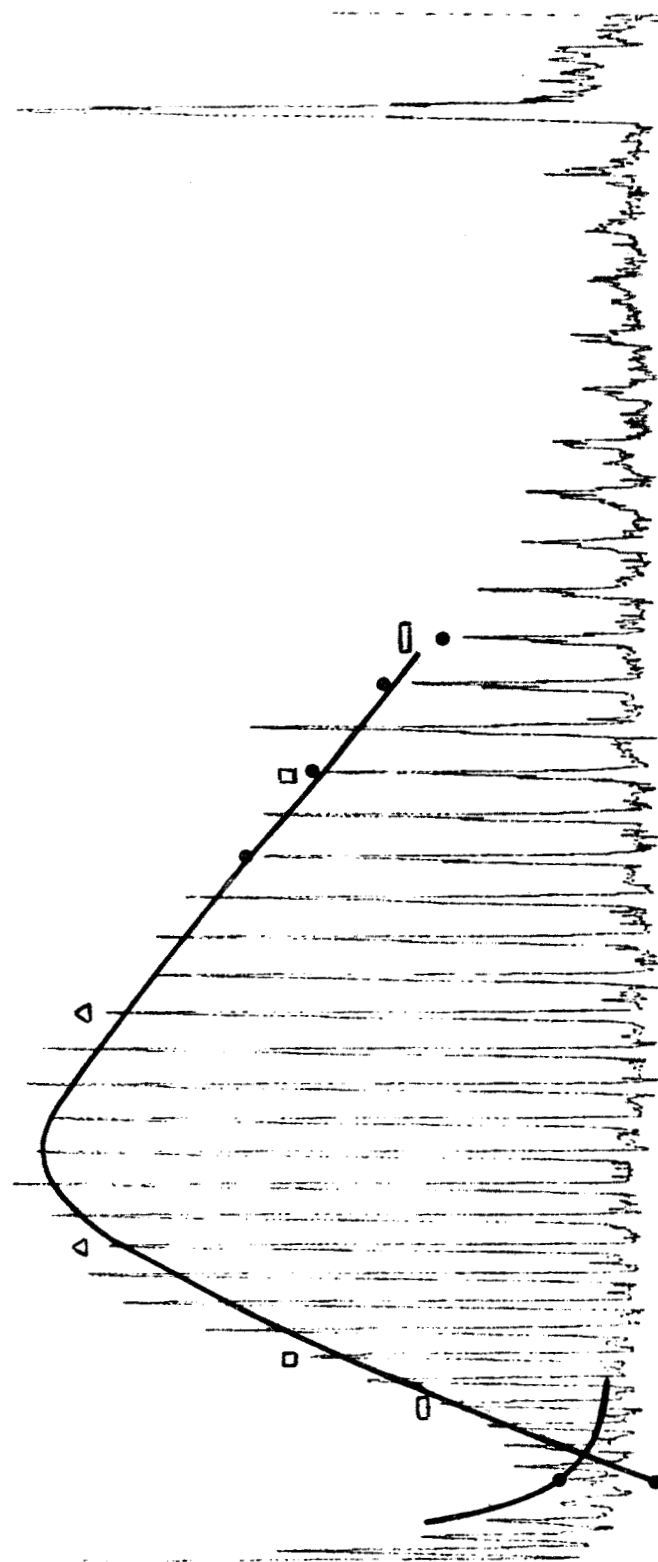


Note pour la lecture des enregistrements :

FILMS	DECHARGE CONTINUE	DECHARGE IMPULSIONS	PRESSION 0,8 mm Hg	PRESSION 1 mm Hg	PRESSION 2 mm Hg	PRESSION 3 mm Hg
100-01-DC	X		X			
200-01-DC	X		X			
300-01-DC	X		X			
300-02-DC	X		X			
300-03-DC	X					X
400-01-DC	X		X			
400-02-DC		X	X			
400-03-DC	X			X		
400-04-DC	X				X	
500-01-DC	X		X			
600-01-DC	X		X			
700-03-DC	X		X			

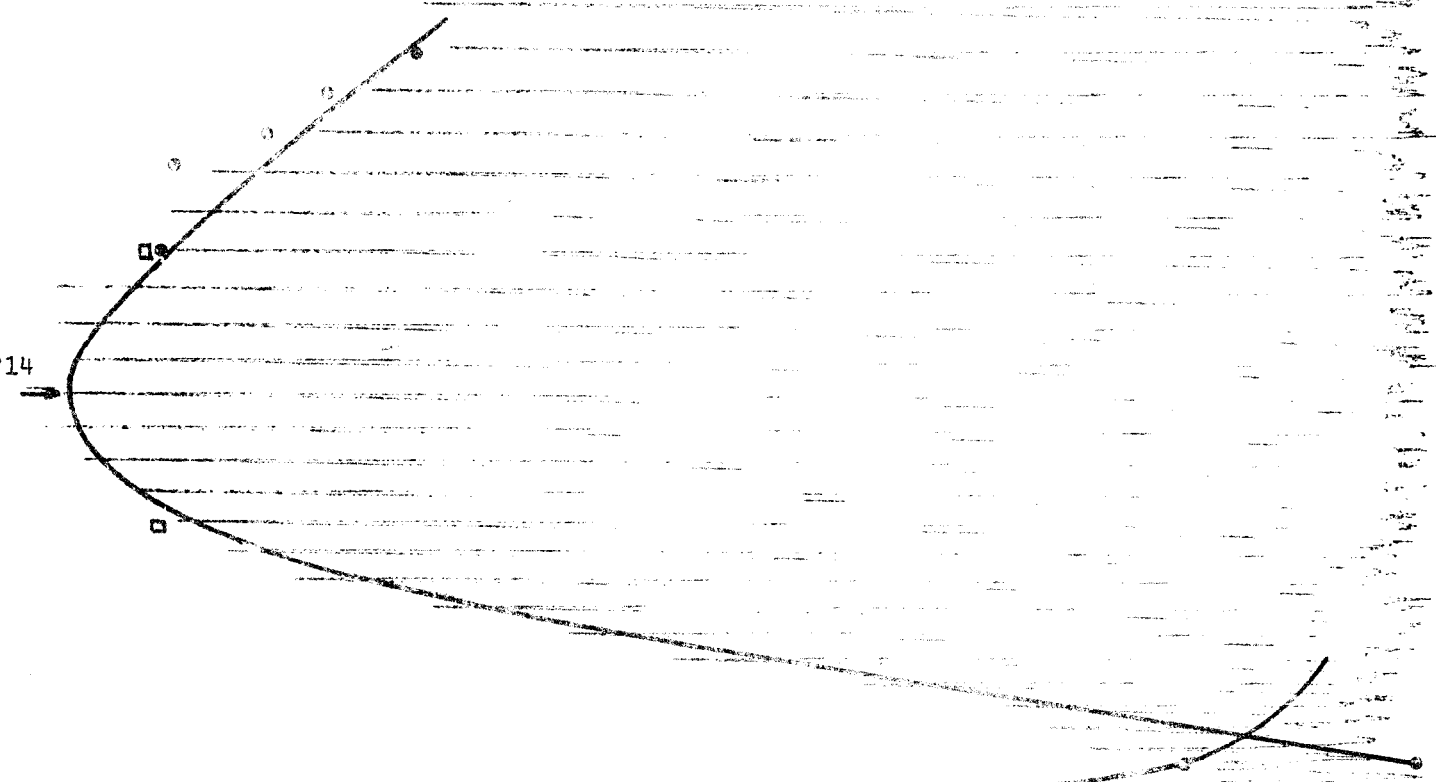


P13 →



FILM 200-01-DC: $T_1=290$ K
 $T_2=320$ K
 $T_3=296$ K
306 K
295 K





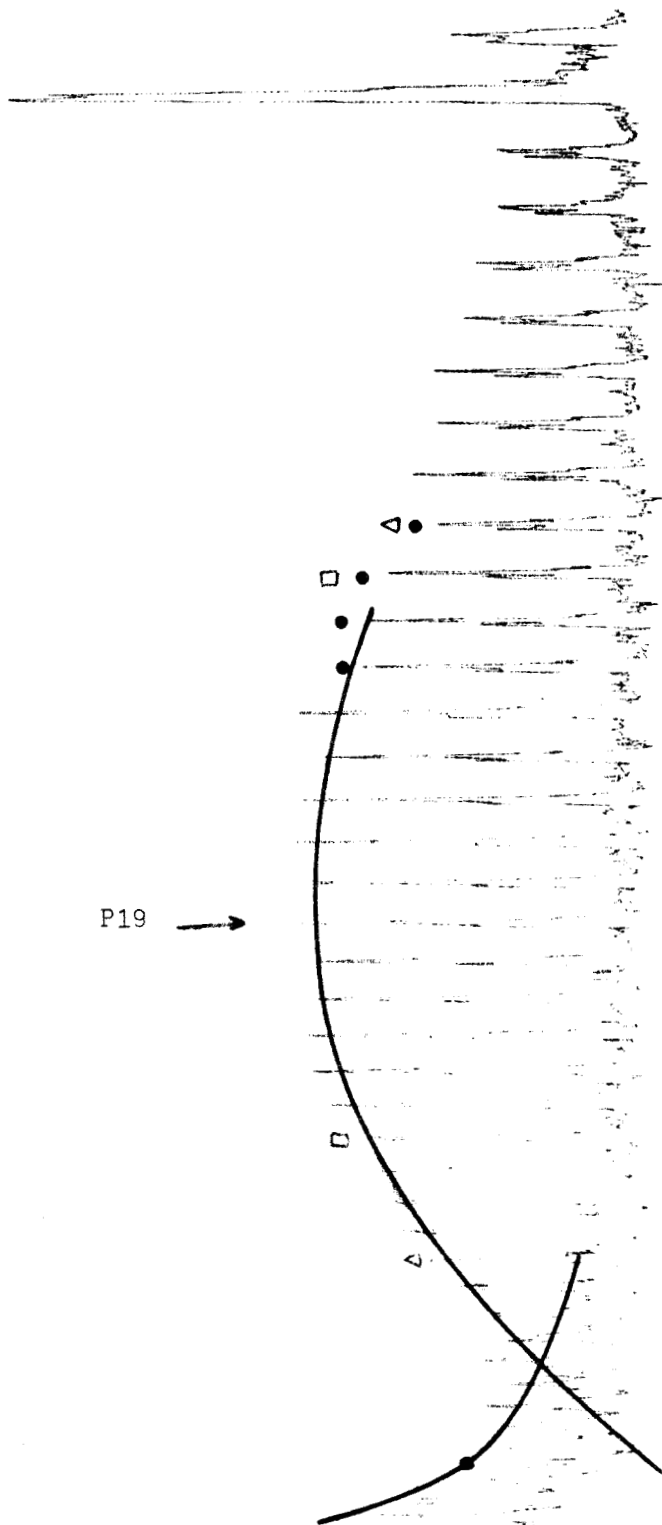
FILM 300-0R-DC: $T_1 = 340$ K
 $T_2 = 360$ K
 $T_3 = 330$ K



P14

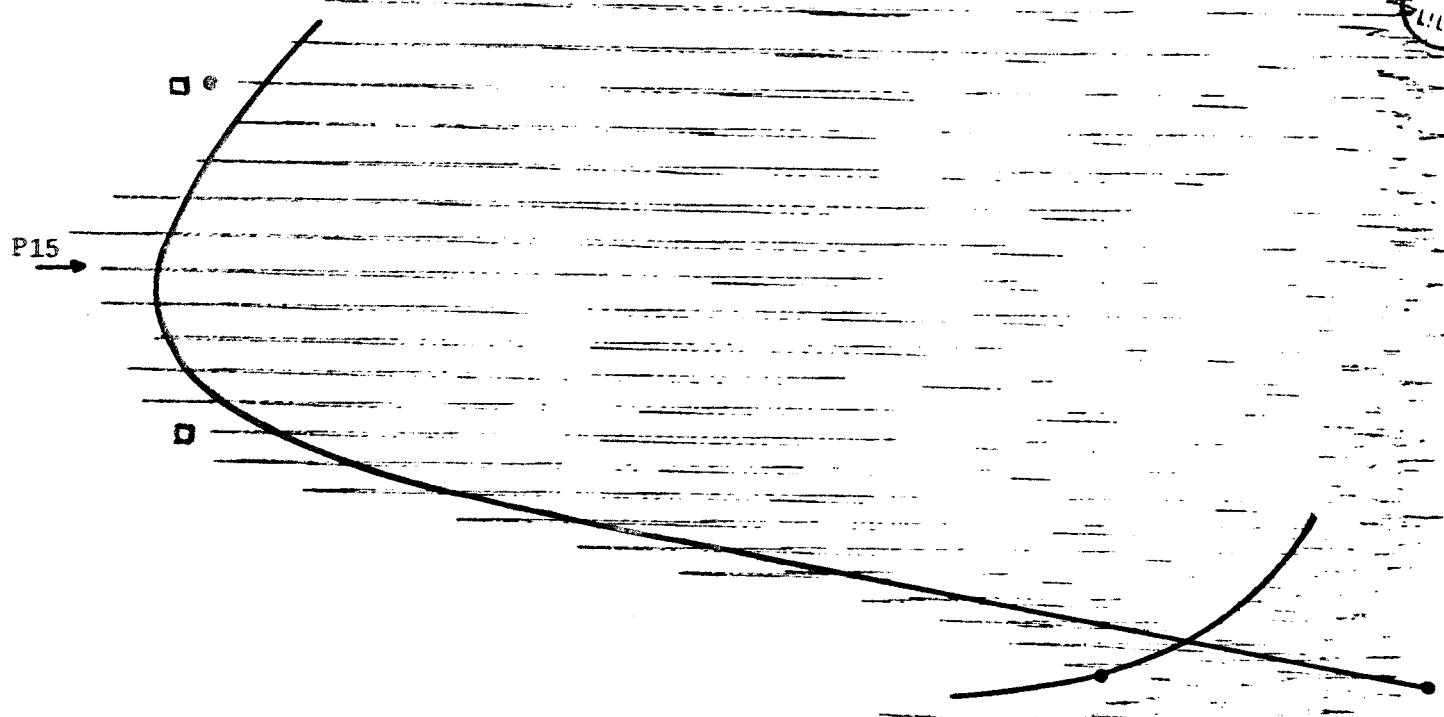
FILM 300-02-DC: $T_1 = 340$ K
 $T_2 = 340$ K
 $T_3 = 320$ K



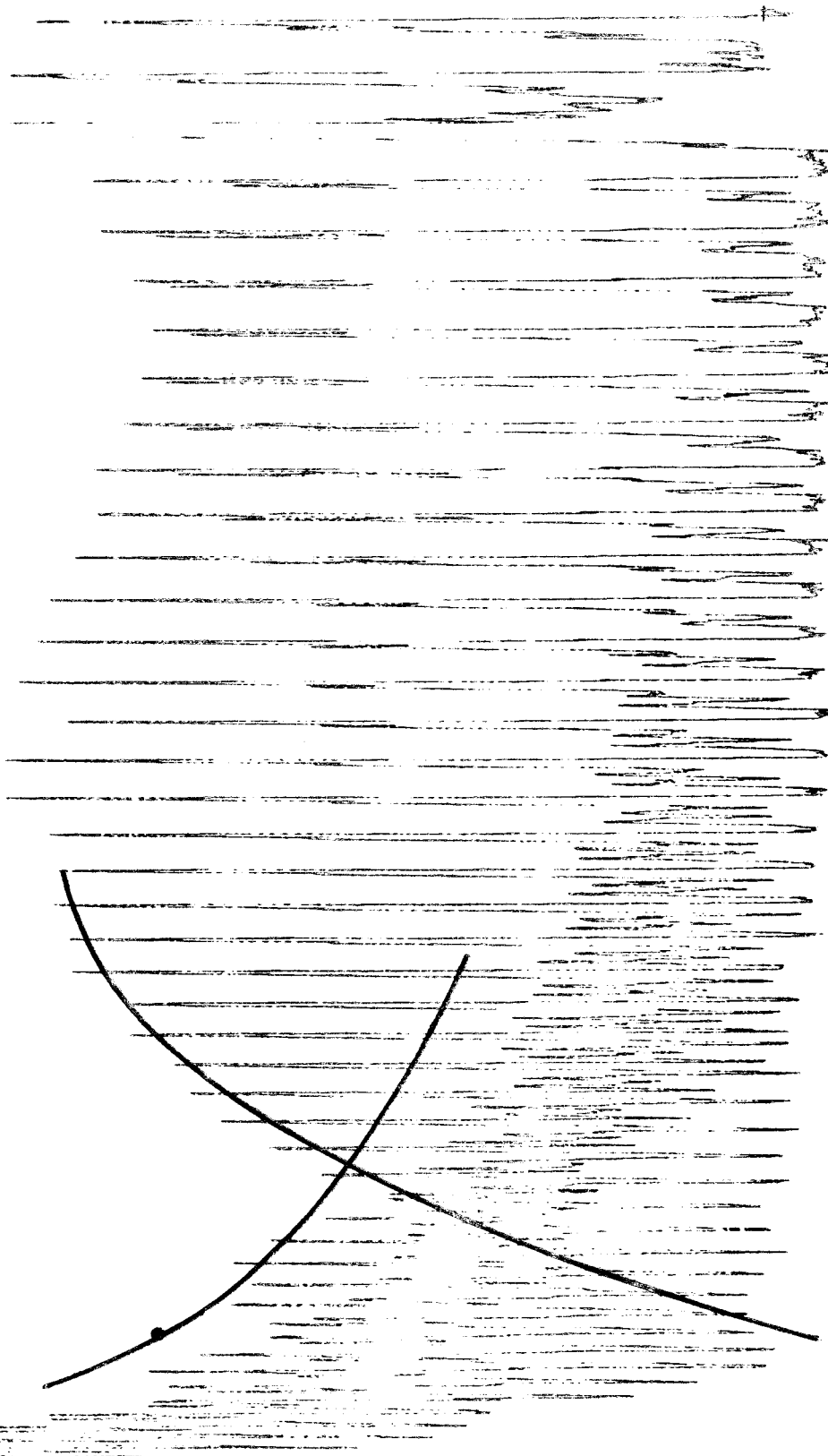


FILM 300-03-DC: $T_1 = 625$ K
 $T_2 = 650$ K
 $T_3 = 650$ K



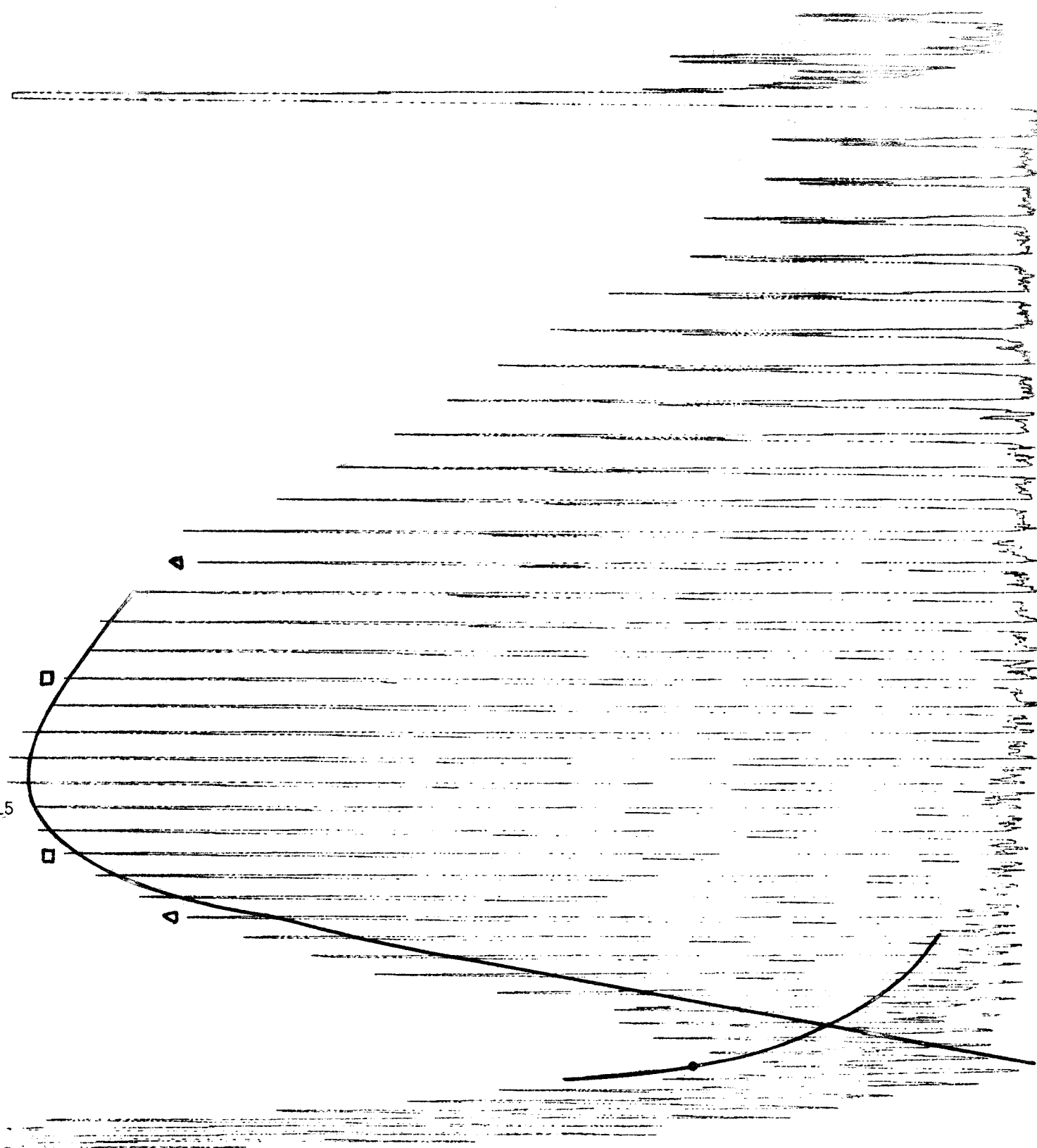


FILM 400-01-DC: $T_1 = 390 \text{ K}$
 $T_2 = 420 \text{ K}$
 $T_3 = 380 \text{ K}$



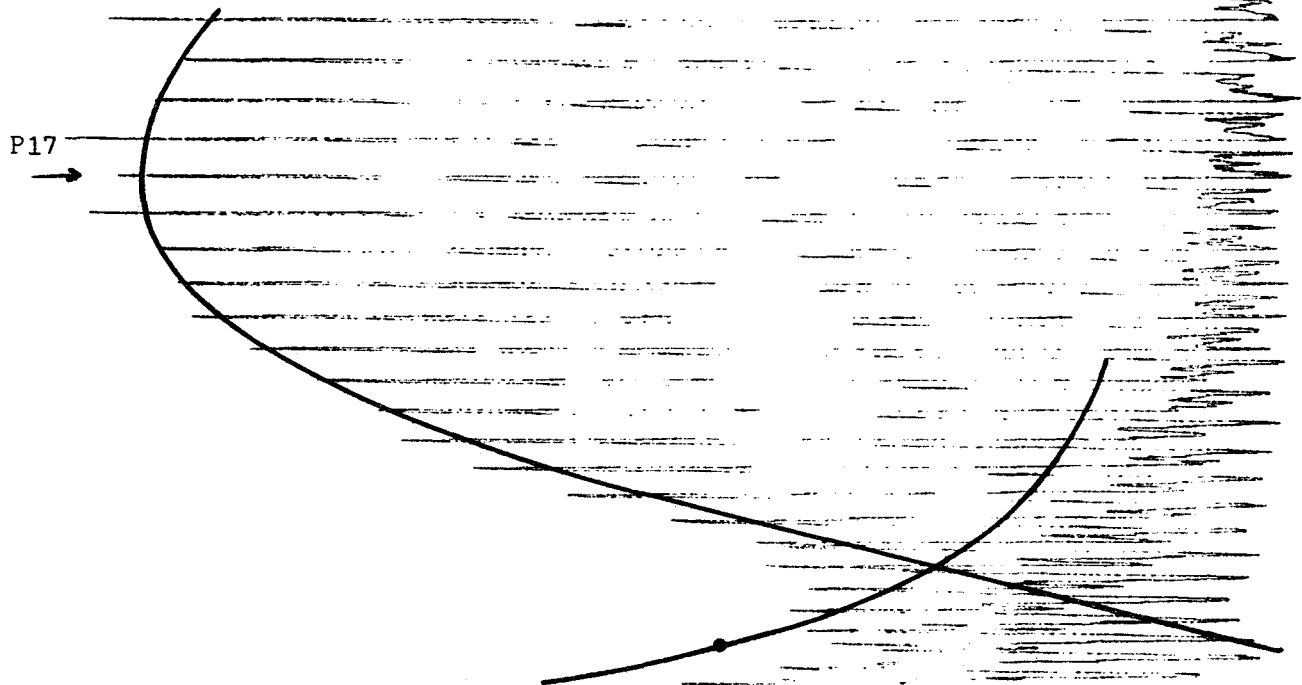
FILM 400-02-Pulse: T_2 *1000 K





FILM 400-03-DC: $T_1=390$ K
 $T_2=430$ K
 $T_3=400$ K



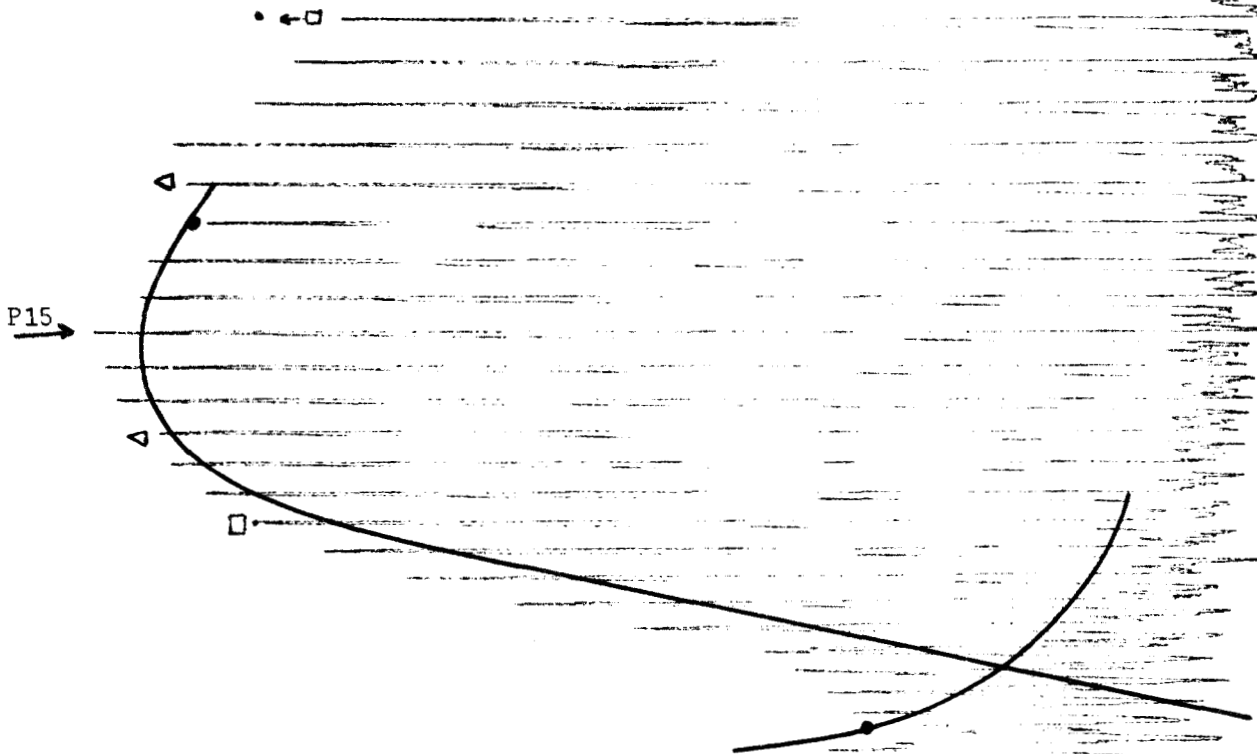


FILM 400-04-DC: $T_1 = 500 \text{ K}$
 $T_2 = 540 \text{ K}$



P15

FILM 500-01-DC: $T_1 = 390 \text{ K}$
 $T_2 = 420 \text{ K}$
 $T_3 = 380 \text{ K}$
390 K



FILM 600-01-DC: $T_1 = 390 \text{ K}$
 $T_2 = 440 \text{ K}$
 $T_3 = 397 \text{ K}$
401 K

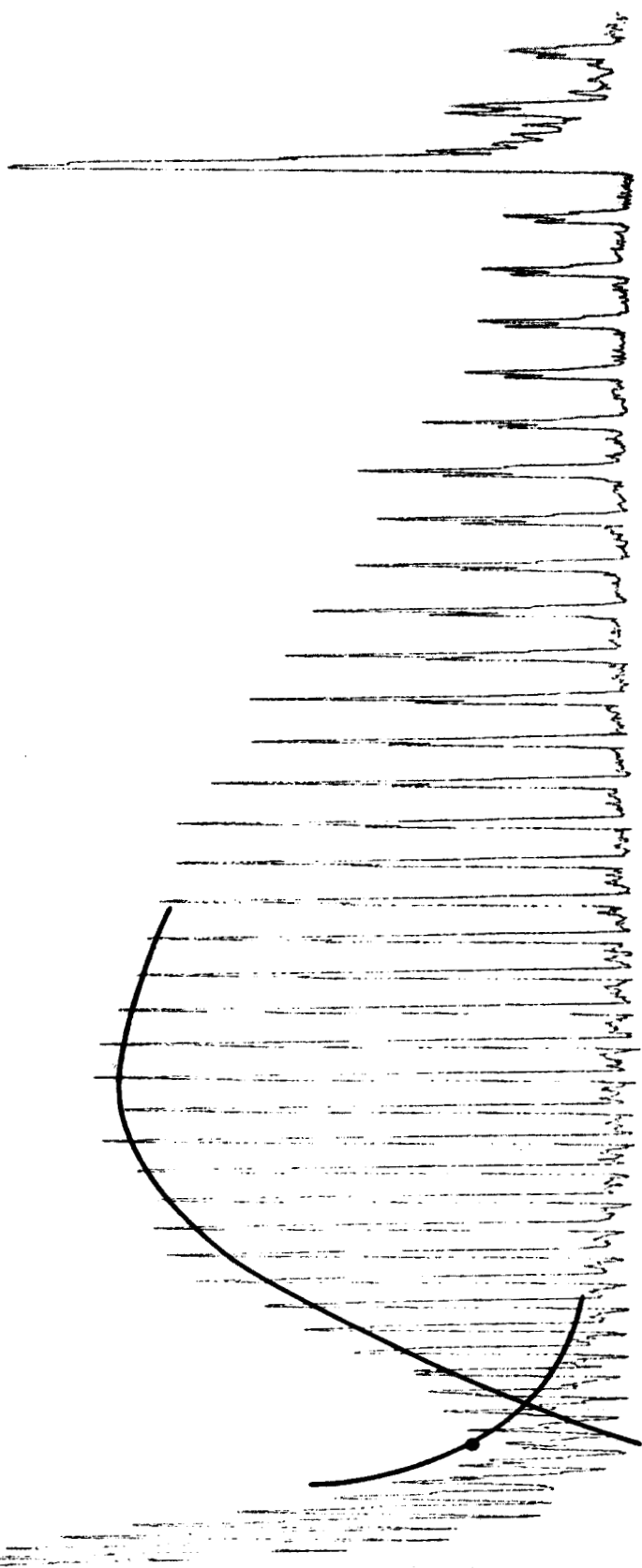


P16



FILM 700-03-DC: $T_1 = 440 \text{ K}$
 $T_2 = 450 \text{ K}$

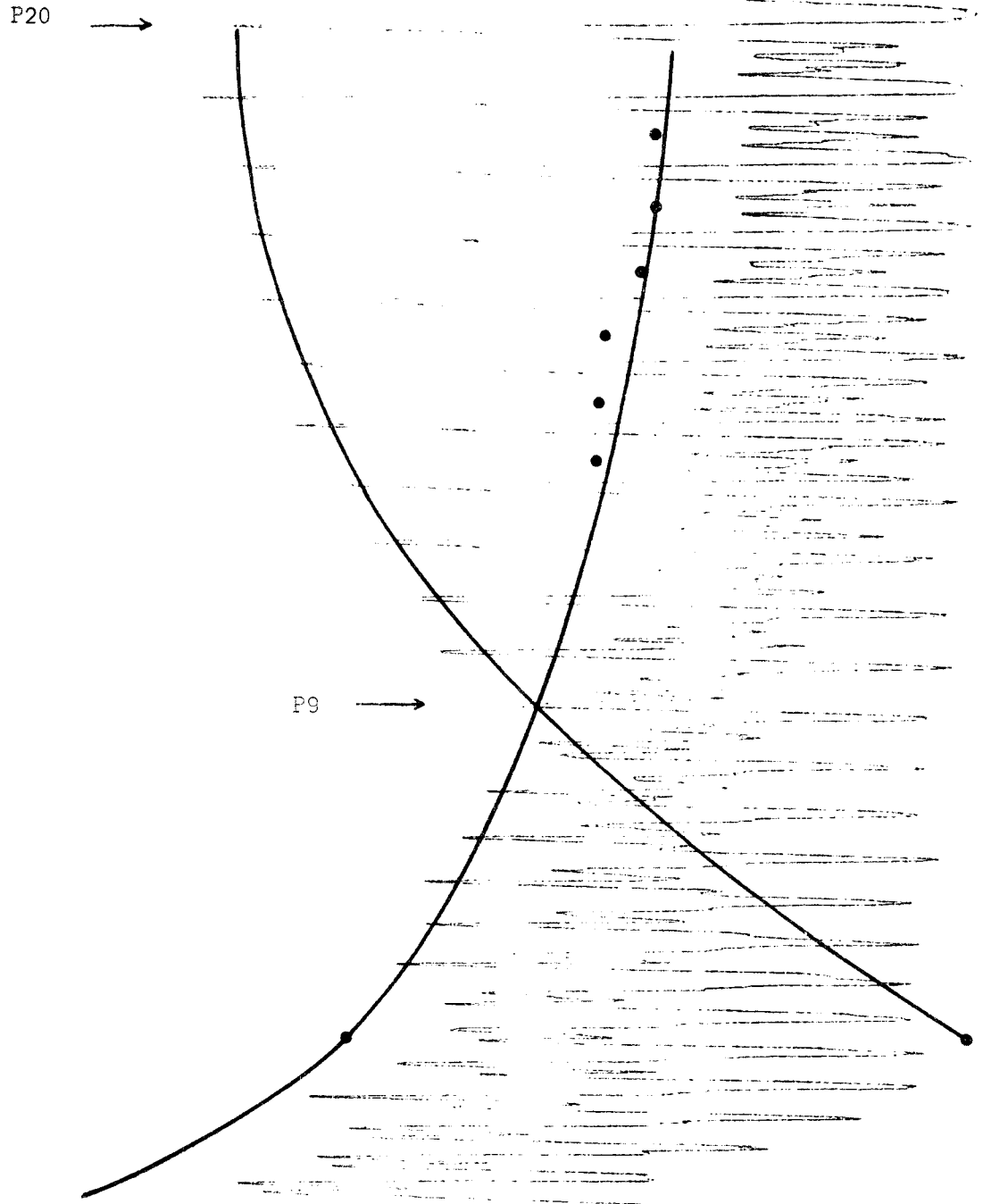




FILM 700-03-DC

-PLANCHE 23-

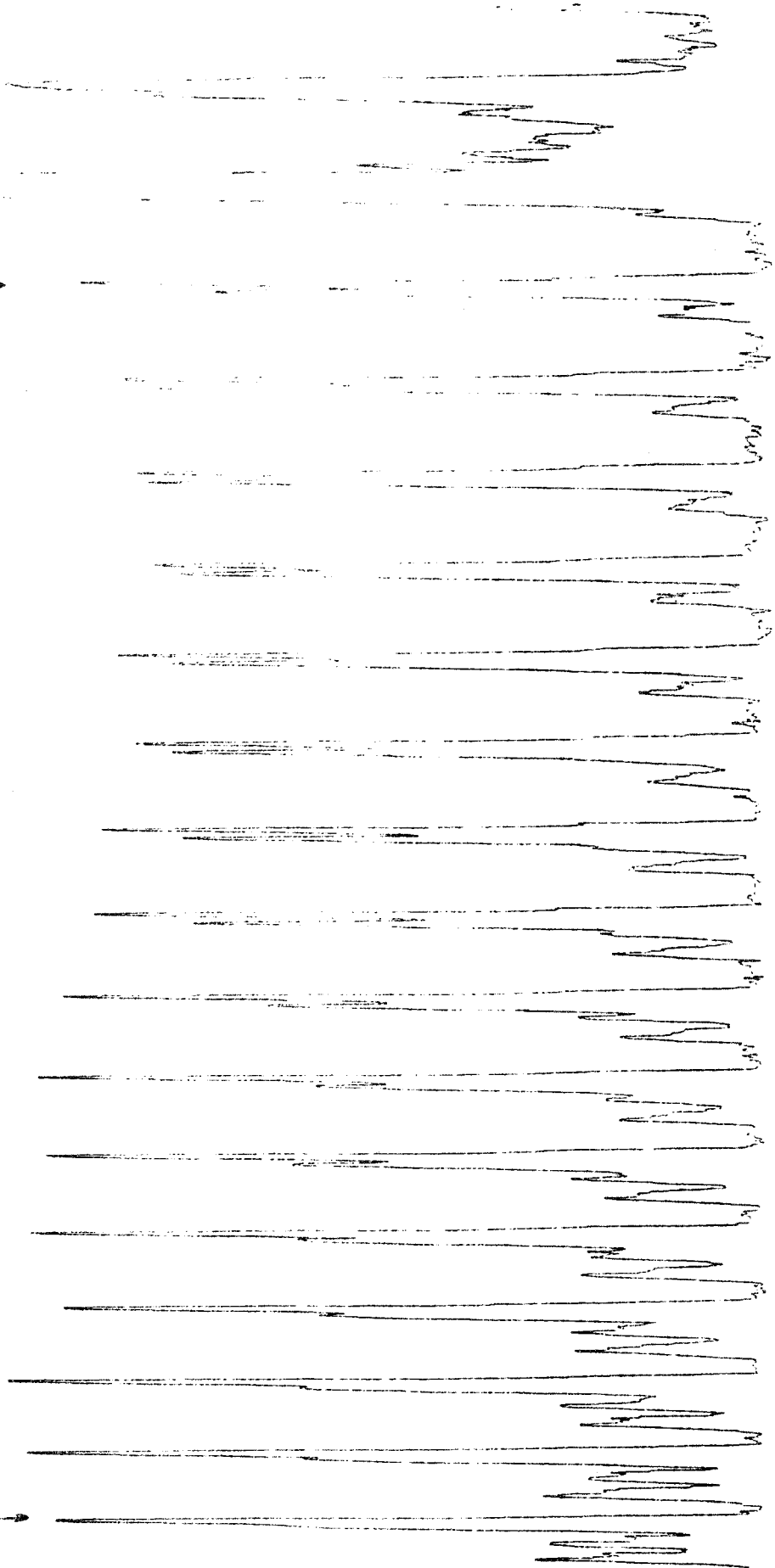
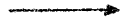
000
114



FILM 400-02-Pulse: $T_2=1000$ K



P35

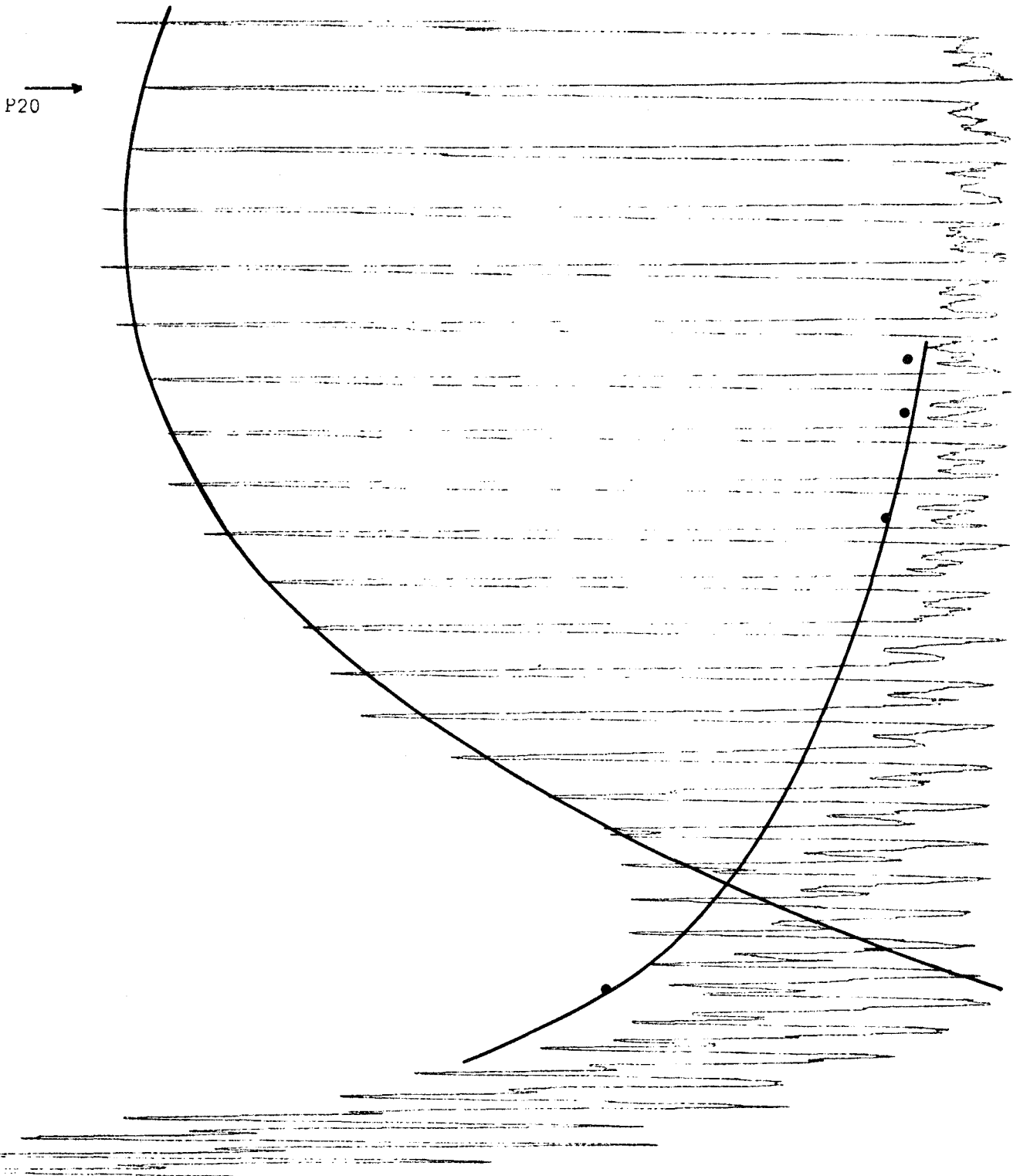


P20



FILM 400-02-Bulse

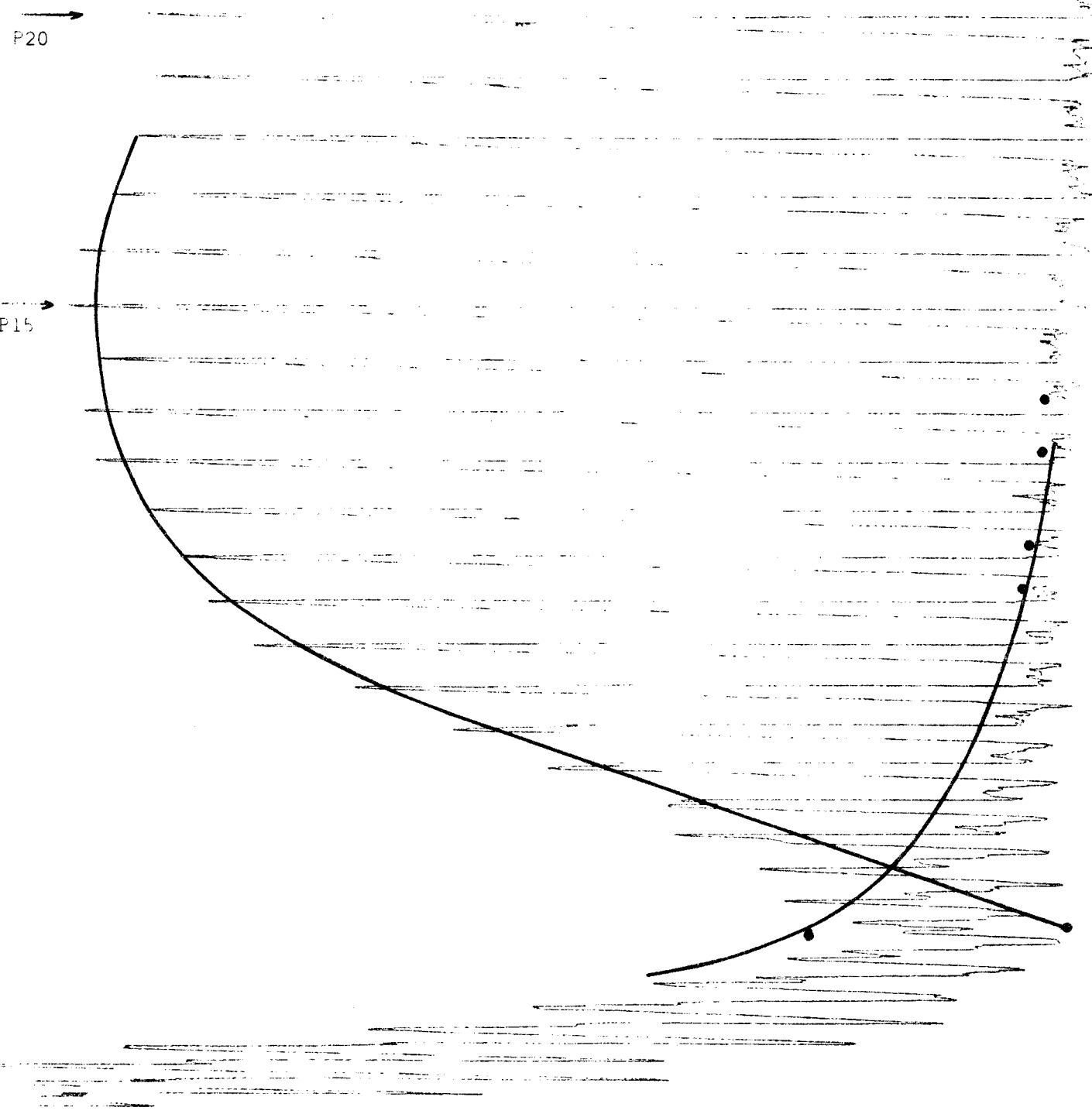
-PLANCHE 25-



FILM 400-04-DC: $T_1 = 560$ K
 $T_2 = 530$ K

10/20/74

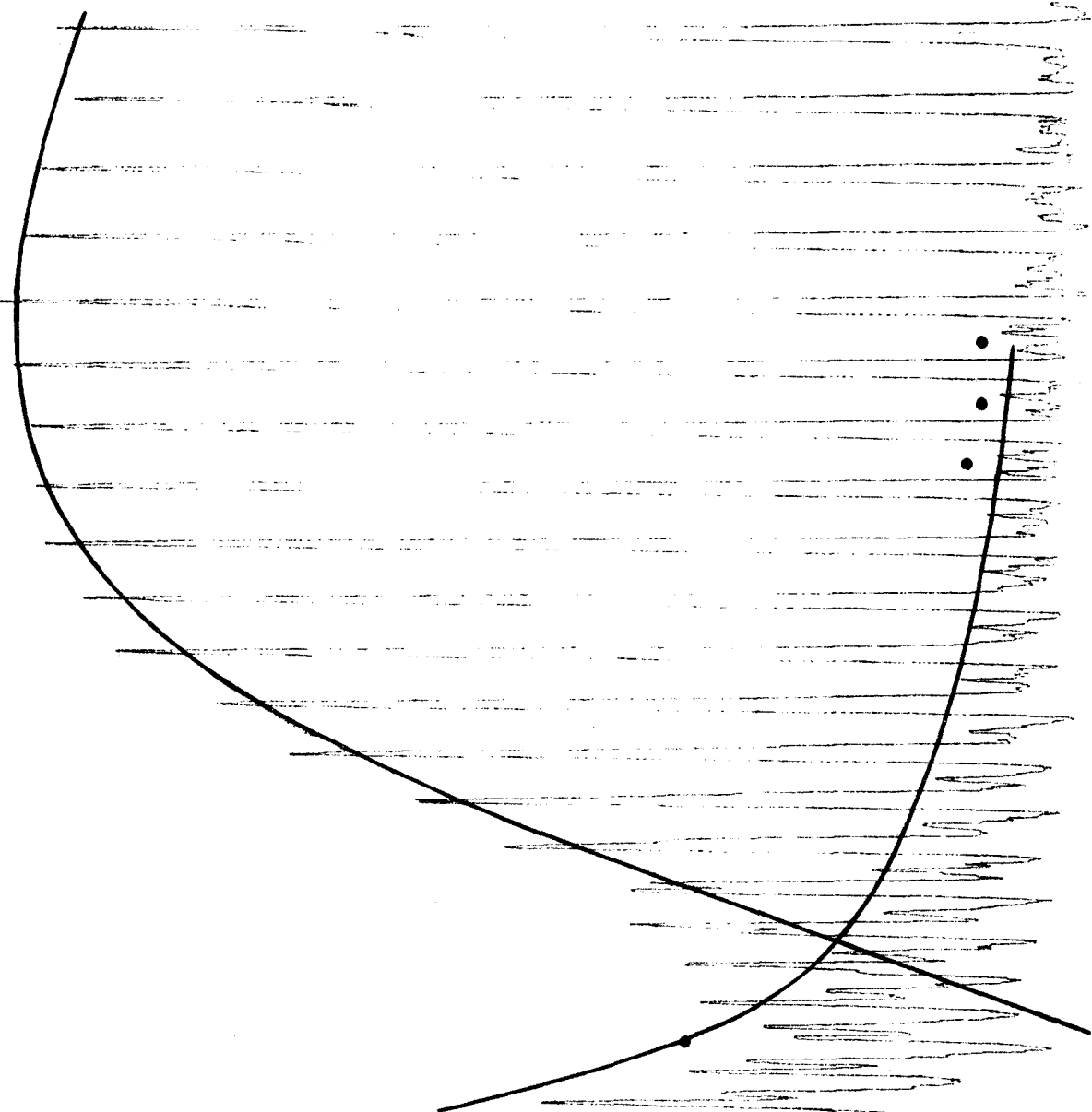




FILM 500-01-DC: $T_1 = 390$ K
 $T_2 = 400$ K



P20



FILM 600-01-DC: $T_1=420$ K
 $T_2=460$ K



C - DISCUSSION

L'augmentation de la température effective de rotation avec la pression, toutes choses étant égales par ailleurs, a déjà été évoquée par Ginsburg et Dièke (18). De plus, ces auteurs ont signalé la variation de la température effective de rotation avec la composition du gaz dans lequel se fait la décharge : ils ont pu constater que dans leur cas particulier (décharge électrique dans H_2) l'addition d'Helium augmentait considérablement la température de rotation.

Les mêmes constatations ont été faites par P.P. Ostroumenko et V.S. Rossikihn (20). Ils posent que la température du gaz est en accord avec la température calculée d'après la répartition des intensités dans la structure de rotation. Ils expliquent que les électrons ayant un libre parcours moyen plus long à basses pressions, peuvent acquérir une énergie suffisante pour l'ionisation et l'excitation par collision. Les ions positifs résultants bombardent la cathode et l'échauffent. Le nombre de ces ions augmente avec la pression et avec le nombre et l'énergie des électrons produits dans la décharge cathodique. L'énergie développée sur et au voisinage de la cathode augmente avec le nombre de ces ions. Il apparaît donc un plus grand échauffement de la cathode par augmentation de pression et de courant.

Ginsburg et Dièke (18) proposent notamment de considérer que, dans le processus d'excitation, la molécule acquiert une énergie de rotation et une énergie de translation ; et que l'énergie de vibration est spécialement destinée à être transformée en énergie de rotation et de translation à l'occasion d'une collision. Donc, la température de rotation du plasma augmentera, d'autant plus que le nombre de collisions sera plus élevé, c'est-à-dire, que la pression sera plus élevée.

Par conséquent, il n'y a pas lieu de parler de température dès lors qu'un équilibre statistique n'est pas encore établi complètement dans la décharge.

Si ce n'est pas le cas, la distribution sur les différents niveaux de rotation n'est pas en accord avec la réparti-

tion de Boltzman. Et les températures calculées ci-dessus ne sont que des températures effectives de rotation. Elles signifient que la répartition des molécules sur les niveaux de rotation est la plus conforme à la distribution de Boltzman à ces températures.

CONCLUSION

Au cours de cette étude, nous avons réuni les éléments nécessaires au calcul d'une température de rotation.

a) Constantes moléculaires de la molécule, avec en aditif les constantes de dédoublement des niveaux de la transition considérée, que la grande qualité des spectres obtenus a rendu accessibles.

b) Répartition des intensités dans le spectre.

La délicate question de l'équilibre thermodynamique du plasma cathodique a pu être évoquée, grâce à un critère simple, mais d'emploi délicat.

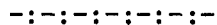
Ces préliminaires devraient permettre un approfondissement de l'étude expérimentale des durées de vie des états excités, et des peuplements des niveaux.

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

-:-:-:-:-:-:-:-:-:-:-

- 1 - Flame Spectroscopy, MAVRODINEAU-BOITEUX, J. Wyley, (1965)
- 2 - Spectra of Diatomic Molecules, G. HERZBERG, Van Nostrand, (1950)
- 3 - Flames, their Structure, Radiation and Temperature
A.G. GAYDON, H.G. WOLFARD, Chapman & Hall (1960)
- 4 - The Spectroscopy of flames, A.G. GAYDON, Chapman & Hall (1957)
- 5 - Temperature determination from Band Spectra,
KNAUSS & Mac CAY, Phys. rev. 52,1143, (1937)
- 6 - M. BECART, Thèse, LILLE (1960)
- 7 - J.M. MAHIEU & M. BECART, Canadian Spectroscopy, 13, (1968)
- 8 - M. MARSIL & M. BECART, C.R. 261, p. 3306 (1965)
- 9 - D. JACQUINOT, D.E.A. LILLE (1968)
- 10 - L'Ozone atmosphérique, C. FABRY, Edit. C.R.N.S. (1950)
- 11 - P. NIAY, D.E.A. LILLE (1968)
- 12 - THIBAUT, D.E.A. LILLE (1968)
- 13 - MULLIKEN, Rev. Mod. Phys. 3, 89 (1931)
- 14 - The AlO blue-green System, TYTE and NICHOLLS, Univ. Western Ontario (1964)
- 15 - Temperature Control, by MYER KUTS, J. WILEY & SOHNS (1968)
- 16 - DIEKE & CROSSWHITE, Bumbleke Series, Rep. 87, J. Hopkins Univ. (1948)
- 17 - Introduction à la spectroscopie des plasmas, C. PECKER-WINKEL, Dunod (1967)
- 18 - Intensity measurements in the molecular spectrum of hydrogen.
N. GINSBURG et G.H. DIEKE, Phys. Rev. 59, 632, (1941)
- 19 - Spectroscopic studies of low pressure flames
A.G. GAYDON & H.G. WOLFARD
Proc. Roy. Soc. London. A 199, 89-104, (1949)
- 20 - Temperature in a hollow cathode discharge.
OSTROUMENKO & ROSSIKIHN Soviet. Phys. J., 4, 9, (1965) (USA)
- 21 - The interpretation of intensities in diatomic molecular spectra.
J.R. TATUM, Astrophys. J. Suppl. (U.S.A.) 14, 125, P. 21 (1967)

TABLE DES MATIERES



INTRODUCTION	p. 1
CHAPITRE I	
Dispositif expérimental	p. 2
CHAPITRE II	
Analyse du spectre de rotation	p. 6
CHAPITRE III	
Obtention et Mesures de différentes températures	p. 25
CHAPITRE IV	
Préliminaire Thermodynamique	p. 28
CHAPITRE V	
1- Détermination spectroscopique des températures effectives de rotation	p. 31
2- Application	p. 36
CONCLUSION	p. 64
BIBLIOGRAPHIE	p. 65

