

THESE

présentée à la

FACULTE DES SCIENCES DE

L'UNIVERSITE DE PARIS

pour obtenir le grade de DOCTEUR 3ème CYCLE

SPECTROSCOPIE

par

Raymond VETTER

CONTRIBUTION AU CLASSEMENT DU SPECTRE DU THULIUM

PAR L'ETUDE DES STRUCTURES HYPERFINES

Soutenu le 26/2/63 devant la Commission d'Examen.

MM. P. JACQUINOT Président

R. LENNUIER Examineurs

J. BROCHARD

CONTRIBUTION AU CLASSEMENT DU SPECTRE
DU THULIUM
PAR L'ETUDE DES STRUCTURES HYPERFINES

I - INTRODUCTION -

Nous devons la première étude du spectre du THULIUM, en 1934, à H.SCHULER et TH.SCHMIDT qui ont déterminé, en étudiant la structure hyperfine de quelques raies d'arc, la valeur $I = 1/2$ du spin nucléaire (1). Par la suite, A.KING (2) a classé 250 raies d'arc selon la température à laquelle elles sont absorbées dans un four, L.F.H. BOVEY et W.R.S. CARTON (3) ont mesuré l'intensité relative des principales raies du spectre.

Le premier, W.F. MEGGERS (4) a déterminé, en 1942, le multiplet fondamental du spectre ; le Thulium de numéro atomique $Z = 69$, est le douzième élément de la série des terres rares : par analogie avec celles dont le spectre est classé, on peut s'attendre pour la configuration fondamentale à l'une des deux configurations suivantes :

$4f^3 6s^2$	<p>1 terme $^2F^0$</p> <p>2 niveaux $^2F_{7/2}^0$ et $^2F_{5/2}^0$</p>
$4f^4 5d 6s^2$	<p>42 termes</p> <p>107 niveaux</p> <p style="text-align: right;">*(K I H G F D P) 2 2 3 2 2</p> <p style="text-align: right;">*(L K I H G F D P S) 2 3 4 5 5 5 3</p>

En soustrayant deux à deux les nombres d'onde de 90 raies intenses, Meggers a montré que la différence 8771,3 K existe 16 fois entre raies de classe de température I et II. Il en a déduit que la configuration fondamentale est $4f^{13}6s^2$, la différence 8771,3 K étant la séparation du doublet $^2F^{\circ}$, le niveau fondamental étant $^2F^{\circ}_{7/2}$. Chaque couple de raies faisant intervenir cette différence a permis à Meggers de déterminer un niveau de $J = 7/2$ ou $5/2$, appartenant à l'une des configurations $4f^{13}6s6p$ ou $4f^{13}5d6p$: leur liste est donnée dans le tableau ci-dessous.

NIVEAUX DE Tm I. MEGGERS (1942).

σ en K	σ	σ	σ
21161,45	25717,22	30302,45	32446,30
22791,18	26126,94	31431,89	32811,04
22929,73	26439,52	31510,24	34035,25
25656,04	28051,35	32174,47	34297,27

Meggers a de même déterminé les deux termes fondamentaux $^3F^{\circ}$ et $^1F^{\circ}$ du spectre d'étincelle correspondant à la configuration fondamentale $4f^{13}6s$: elle comporte quatre niveaux $^3F^{\circ}_4$, $^3F^{\circ}_5$, $^3F^{\circ}_6$, $^1F^{\circ}_3$, le premier étant le niveau fondamental.

Cette interprétation est confirmée par l'étude de A.Y. CABEZAS, I. LINDGREN, R. MARRUS (5), qui ont mesuré le facteur de Landé du niveau fondamental du spectre d'arc de l'isotope 171 du Thulium: il correspond bien à un J de $7/2$. D'autre part K.H. LINDENBERGER (6) a montré, en 1955, en étudiant la structure hyperfine, que la configuration fondamentale du spectre d'étincelle est bien $4f^{13}6s$: il a donné la valeur de l'écart hyperfin et confirmé la

valeur de J des niveaux $^3P_4^0$ et $^3P_3^0$. Enfin il a déterminé la valeur du moment magnétique nucléaire :

$$\mu^{169} = - 0,30 \pm 0,02 \mu_N.$$

Récemment A.Y. CABEZAS et I. LINDGREN ont mesuré le facteur d'intervalle A^{170} du niveau fondamental de Thulium 170, de spin nucléaire $I = 1$, par résonance magnétique de jets atomiques ; ils en ont déduit la valeur du moment magnétique nucléaire du Thulium 170 :

$$\mu^{170} = 0,26 \pm 0,02 \mu_N. \quad (7).$$

En comparant les valeurs des spins et des moments magnétiques des deux isotopes, on peut dès à présent prévoir la valeur de l'écart hyperfin $\delta W^{1F_{7/2}^0}$ du niveau fondamental du Thulium 169.

On a en effet :

$$\frac{A^{169}}{A^{170}} = \frac{\mu^{169}}{\mu^{170}} \frac{I^{170}}{I^{169}} \implies A^{169} = -13 \text{ mK}, \quad \delta W^{1F_{7/2}^0} = -52 \text{ mK}.$$

Enfin tout récemment, L. ALLEN a étudié à Harwell (8) l'effet Zeeman du spectre d'arc et du spectre d'étincelle sans apporter de conclusion précise.

Pour étendre la classification du spectre, nous nous sommes proposé d'étudier la structure hyperfine du Thulium de façon systématique ; c'est ainsi que nous avons analysé 70 raies d'arc avec un spectromètre Fabry-Perot (9) du type HYPEAC (10) conçu au Laboratoire Aimé-Cotton et particulièrement adapté aux études à haute résolution.

Nous nous sommes tout d'abord attaché à déterminer le niveau fondamental d'une façon définitive : l'analyse de cinq raies très intenses, de classe I, que nous avons parfaitement résolues a permis de montrer qu'elles ont, en commun, un niveau de

structure $\delta W = - 50 \text{ mK}$, de $J = 7/2$: il ne peut s'agir que du niveau fondamental de la configuration $4f^{13} 6s^2$. De même toutes les raies aboutissant au niveau fondamental, d'après Meggers, déterminent pour ce niveau une même valeur $- 50 \text{ mK}$ de la structure.

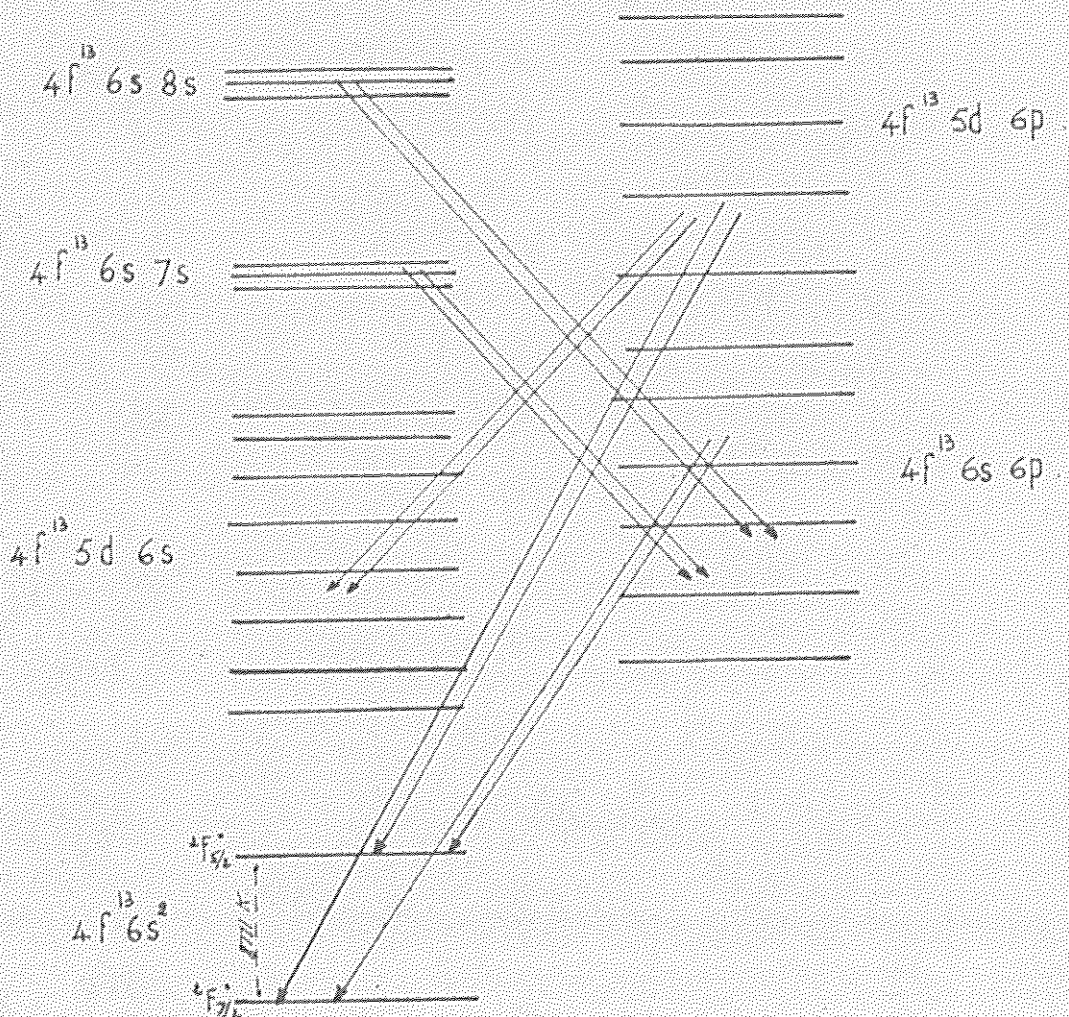
A partir de la configuration $4f^{13} 6s^2$, on peut prévoir les configurations excitées suivantes (11) :

$4f^{13} 5d 6s$	15 termes 39 niveaux $J_{\text{max}} = 13/2$	$^4(H G F D P)^{\circ}$ $^2(H G F D P)^{\circ}$ 2 2 2 2 2
$4f^{13} 6s 6p$	9 termes 24 niveaux $J_{\text{max}} = 11/2$	$^4(G F D)$ $^2(G F D)$ 2 2 2
$4f^{13} 5d 6p$	45 termes 115 niveaux $J_{\text{max}} = 15/2$	$^4(I H G F D P S)$ 2 3 3 3 2 $^2(I H G F D P S)$ 2 4 6 6 6 4 2
$4f^{13} 6s ns$	3 termes 6 niveaux $J_{\text{max}} = 9/2$	$^4(F)^{\circ}$ $^2(F)^{\circ}$ 2

En vertu de la règle du changement de parité (règle de Laporte) on peut s'attendre à observer les principaux types de transitions suivants :

- | | |
|---|--|
| <p>A - $4f^{13} 6s^3 - 4f^{13} 6s 6p.$
 $4f^{13} 6s^2 - 4f^{13} 5d 6p.$</p> | <p>raies aboutissant au niveau
 fondamental de classe I et II.</p> |
| <p>B - $4f^{13} 5d 6s - 4f^{13} 6s 6p.$
 $4f^{13} 5d 6s - 4f^{13} 5d 6p.$</p> | <p>raies de classe II ou III.</p> |
| <p>C - $4f^{13} 6s 6p - 4f^{13} 6s ns.$
 $4f^{13} 5d 6p - 4f^{13} 6s ns.$</p> | |

On a schématisé ci-dessous les principaux types de transitions observables dans le visible.



L'étude des structures hyperfines nous a permis de classer 17 raies appartenant au type A : elles déterminent 17 niveaux pairs appartenant à l'une des deux configurations $4f^{13}6s\ 6p$ ou $4f^{13}5d\ 6p$.

Partant de ces 17 niveaux pairs, l'étude des structures hyperfines a permis de classer des raies du type C, donc de déterminer l'énergie de niveaux impairs du type $4f^{13}6s\ ns$: nous avons pu en déduire une valeur du potentiel d'ionisation du Thulium, jusqu'alors inconnu. Enfin, par la mesure de l'écart hyperfin de deux niveaux, nous avons réévalué le moment magnétique nucléaire du Thulium 169.

II - STRUCTURE HYPERFINE DU THULIUM -

Le Thulium ayant un spin nucléaire de valeur 1/2, la structure hyperfine des niveaux est due uniquement à l'interaction magnétique entre le moment magnétique nucléaire $\vec{\mu}_I = g_I \mu_N \vec{I}$ et le champ magnétique créé par les électrons optiques à l'emplacement du noyau (12). Chaque niveau fin se décompose en deux sous-niveaux hyperfins caractérisés par un nombre quantique F tel que $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$. On parle de doublet hyperfin normal (+) si le sous-niveau le plus profond correspond à la plus petite valeur de F et de doublet inversé (-) s'il correspond à la plus grande valeur de F.

La perturbation par rapport à un niveau fin s'écrit :

$$\Delta W = A C/2 \quad \text{avec } C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1).$$

La séparation du doublet vaut :

$$\Delta W = A I (2J + 1).$$

Les transitions hyperfines obéissent à la règle de sélection

$$\Delta F = \pm 1 \text{ ou } 0 \text{ (sauf } 0 \rightarrow 0 \text{)}.$$

II - 1 - Aspect des figures hyperfines -

Selon que $\Delta J = \pm 1$ ou 0, on observe dans la raie trois ou quatre composantes hyperfines, A, B, C, D, dont les nombres d'onde sont $\sigma_A, \sigma_B, \sigma_C, \sigma_D$ et les intensités I_A, I_B, I_C, I_D , avec la convention suivante :

$$I_A > I_B > I_C = I_D.$$

Deux de ces composantes, A et B, sont intenses ; les deux autres, C et D (ou C seulement) sont très faibles ; elles sont situées à l'extérieur des grandes composantes si les écarts hyperfins sont de même signe et à l'intérieur s'ils sont de signes opposés. Selon les valeurs de J (J_1 et J_2), les grandeurs et les

signes des écarts hyperfins (δW_1 et δW_2) du niveau inférieur et du niveau supérieur, on peut observer 24 figures hyperfines indiquées dans le tableau I (on a choisi ici les valeurs ± 30 mK et ± 100 mK pour les écarts hyperfins) ; on peut les grouper selon les valeurs relatives de J_1 et J_2 .

1er cas - $J_2 > J_1$ - Les écarts hyperfins des niveaux sont donnés en grandeur et en signe par les relations :

$$\delta W_2 = \sigma_A - \sigma_C$$

$$\delta W_1 = \sigma_B - \sigma_C$$

$$\delta W_2 - \delta W_1 = \sigma_A - \sigma_B$$

2ème cas - $J_2 < J_1$ - On a de même :

$$\delta W_2 = \sigma_C - \sigma_B$$

$$\delta W_1 = \sigma_C - \sigma_A$$

$$\delta W_2 - \delta W_1 = \sigma_A - \sigma_B$$

3ème cas - $J_2 = J_1$ - Les formules donnant les valeurs des écarts hyperfins sont données, pour chaque cas de figure, dans le tableau I. Toutefois la relation :

$$\delta W_2 - \delta W_1 = \sigma_A - \sigma_B$$

est toujours valable.

La mesure de δW_1 et δW_2 peut donc se faire d'après la mesure de la position relative des diverses composantes (si elles sont toutes observées) : il suffit d'appliquer les formules précédentes. On peut toutefois remarquer qu'à une figure hyperfine donnée, correspondent deux interprétations quant aux schémas de niveaux.

Les intensités I_A, I_B, I_C, I_D des quatre composantes, le rapport $\rho = \frac{I_A}{I_B}$ sont donnés dans le tableau II en fonction de J_1 et J_2 avec la convention :

$$I_C = I_D = 1$$

8a

TABLEAU I

$$J_2 > J_1$$

δW_1	δW_2	figure
-30 $\sigma_B - \sigma_C$	-100 $\sigma_A - \sigma_C$	
-100 $\sigma_B - \sigma_C$	-30 $\sigma_A - \sigma_C$	
+30 $\sigma_B - \sigma_C$	+100 $\sigma_A - \sigma_C$	
+100 $\sigma_B - \sigma_C$	+30 $\sigma_A - \sigma_C$	
-100 $\sigma_B - \sigma_C$	+30 $\sigma_A - \sigma_C$	
-30 $\sigma_B - \sigma_C$	+100 $\sigma_A - \sigma_C$	
+100 $\sigma_B - \sigma_C$	-30 $\sigma_A - \sigma_C$	
+30 $\sigma_B - \sigma_C$	-100 $\sigma_A - \sigma_C$	

86

$$J_2 < J_1$$

δW_1	δW_2	figure
-30 $\sigma_c - \sigma_A$	-100 $\sigma_c - \sigma_B$	
-100 $\sigma_c - \sigma_A$	-30 $\sigma_c - \sigma_B$	
+30 $\sigma_c - \sigma_A$	+100 $\sigma_c - \sigma_B$	
+100 $\sigma_c - \sigma_A$	+30 $\sigma_c - \sigma_B$	
-100 $\sigma_c - \sigma_A$	+30 $\sigma_c - \sigma_B$	
-30 $\sigma_c - \sigma_A$	+100 $\sigma_c - \sigma_B$	
+100 $\sigma_c - \sigma_A$	-30 $\sigma_c - \sigma_B$	
+30 $\sigma_c - \sigma_A$	-100 $\sigma_c - \sigma_B$	

$$J_2 = J_1$$

δW_1	δW_2	figure
-30 $\sigma_c - \sigma_A$	-100 $\sigma_A - \sigma_D$	
-100 $\sigma_c - \sigma_A$	-30 $\sigma_A - \sigma_D$	
+30 $\sigma_D - \sigma_A$	+100 $\sigma_A - \sigma_c$	
+100 $\sigma_D - \sigma_A$	+30 $\sigma_A - \sigma_c$	
-100 $\sigma_c - \sigma_A$	+30 $\sigma_A - \sigma_D$	
-30 $\sigma_D - \sigma_A$	+100 $\sigma_A - \sigma_c$	
+100 $\sigma_D - \sigma_A$	-30 $\sigma_A - \sigma_c$	
+30 $\sigma_c - \sigma_A$	-100 $\sigma_A - \sigma_D$	

8d

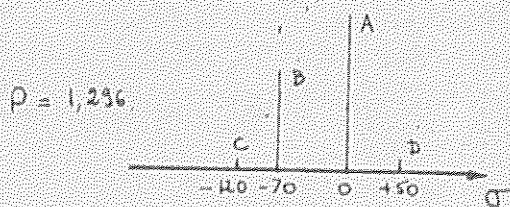
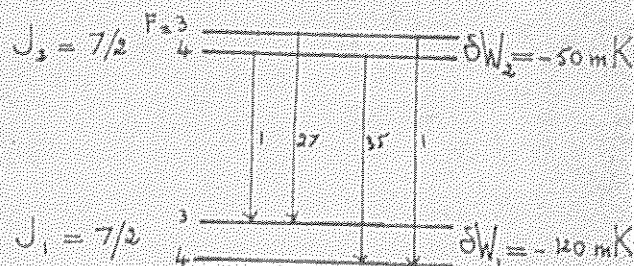
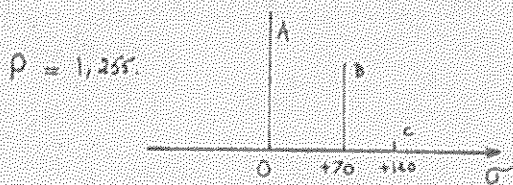
TABLEAU II - INTENSITES RELATIVES DES COMPOSANTES -

$J_1 - J_2$	I_C	I_A	I_B	I_D	$\rho = \frac{I_A}{I_B}$
1/2 - 3/2	1	5	2		2,50
3/2 - 3/2	1	9	5	1	1,80
3/2 - 5/2	1	14	9		1,556
5/2 - 5/2	1	20	14	1	1,429
5/2 - 7/2	1	27	20		1,35
7/2 - 7/2	1	35	27	1	1,296
7/2 - 9/2	1	44	35		1,255
9/2 - 9/2	1	54	44	1	1,225
9/2 - 11/2	1	65	54		1,204
11/2 - 11/2	1	77	65	1	1,185
11/2 - 13/2	1	90	77		1,169

On remarque que ρ varie rapidement quand on passe de J à $J + 1$ pour les faibles valeurs de J mais tend lentement vers 1 pour les fortes valeurs de J .

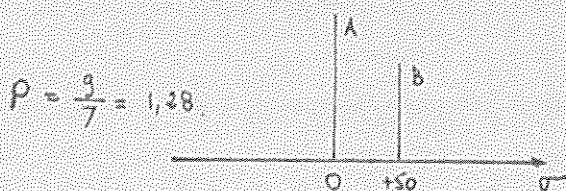
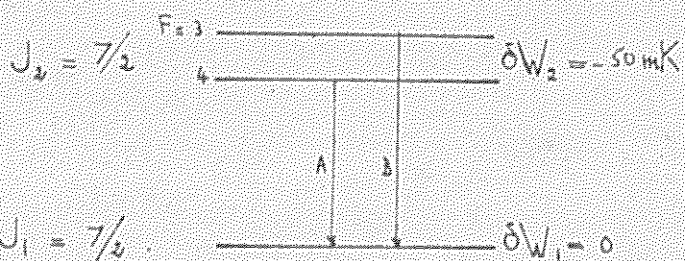
II - 2 - Exemples de figure hyperfine -

La mesure des nombres d'onde est toujours faite à partir de la composante la plus intense A : on fait donc $\sigma_A = 0$ et l'on compte positivement une composante si son nombre d'onde est plus grand que celui de A.



II - 3 - Cas particuliers -

- δW_1 ou $\delta W_2 = 0$. On observe seulement deux composantes hyper-



fines A et B intenses et la relation :

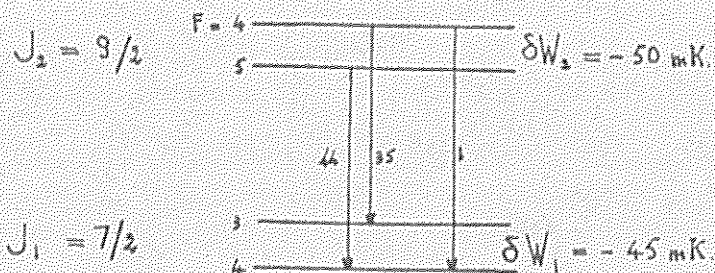
$$\delta W_2 - \delta W_1 = \sigma_A - \sigma_B$$

est toujours valable. Les intensités relatives de A et B sont dans le rapport :

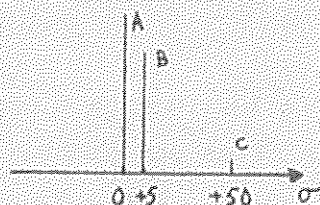
$$\rho = \frac{I_A}{I_B} = \frac{J+1}{J}$$

où J est le nombre quantique interne du niveau structuré.

— $\delta W_2 - \delta W_1 = \pm \epsilon$ — Les composantes A et B sont confondues en une seule composante très intense. Les formules du tableau I sont applicables en faisant :



$$\sigma_A - \sigma_B = \pm 2\epsilon.$$



II - 4 - Principe de notre étude -

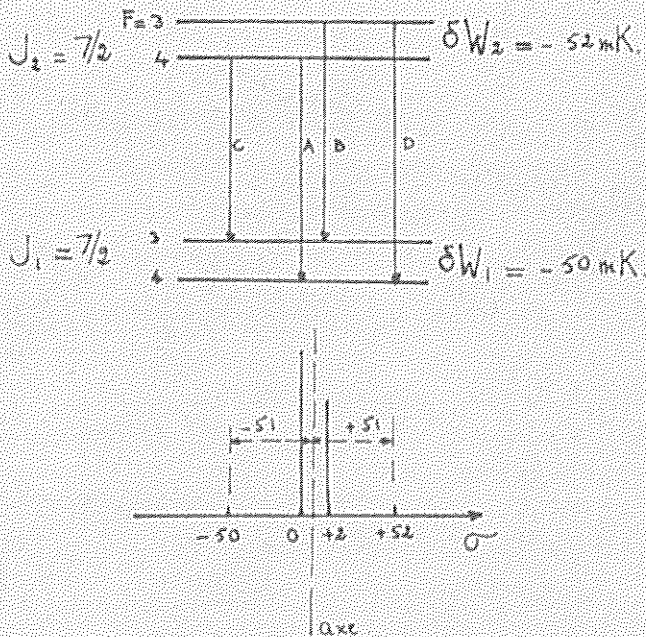
Pour chacune des raies analysées au Fabry-Perot, on essaie de repérer systématiquement toutes les composantes hyperfines et c'est seulement lorsqu'elles peuvent l'être, que l'on peut calculer la structure des niveaux à l'aide des expressions du tableau I. Etant donné l'ordre de grandeur des structures (le moment magnétique nucléaire a une valeur relativement faible) on ne peut observer les petites composantes que si elles sont situées à l'extérieur des grandes composantes, donc si les niveaux ont un écart hyperfin de même signe : encore faut-il que la raie étudiée soit intense et bien isolée par le monochromateur;

Si l'on ne peut observer que les deux grandes composantes, on ne peut calculer que la valeur de :

$$\delta W_2 - \delta W_1 = \sigma_A - \sigma_B.$$

ainsi la raie $5113,96\text{\AA}$ du Thulium est gênée par la raie $5113,67\text{\AA}$ du Néon : les petites composantes sont invisibles.

Si les niveaux ont des structures presque identiques, les deux composantes principales sont confon-



dues en une seule, très intense ; si l'on observe les petites composantes, on peut déterminer la structure des niveaux avec une incertitude assez importante, due au fait que les nombres d'onde sont mesurés à partir de l'axe de la composante unique et non à partir de l'axe de la composante la plus intense : il s'ensuit un décalage de quelques mK. (exemple, la raie 4187 Å voir la figure ci-contre).

$\lambda = 4187 \text{ \AA}$: On mesure les petites composantes à - 51 et + 51 mK de l'axe.

Chaque fois que cela a été possible, on a mesuré le rapport $\rho = \frac{I_A}{I_B}$ des composantes principales, ce qui a permis de déduire les J des niveaux à l'aide du tableau II. La précision maximum sur les mesures d'intensité au Fabry-Perot photoélectrique étant de l'ordre de 1%, on ne peut mesurer ρ au mieux qu'à 2% près. C'est suffisant, si les deux grandes composantes sont seules résolues, pour déterminer des valeurs de J inférieures à $11/2$, mais ne l'est plus pour des valeurs supérieures : comme on l'a vu, ρ tend alors lentement vers 1 quand on passe de J à $J + 1$; en outre les petites composantes non résolues peuvent influencer de quelques % sur le rapport.

Si toutes les composantes sont résolues, on peut déterminer des

valeurs de J plus élevés : en effet, on a seulement à tenir compte des valeurs de ρ correspondant à un ΔJ défini par le nombre des petites composantes ($\Delta J = 0$ ou $\Delta J = \pm 1$).

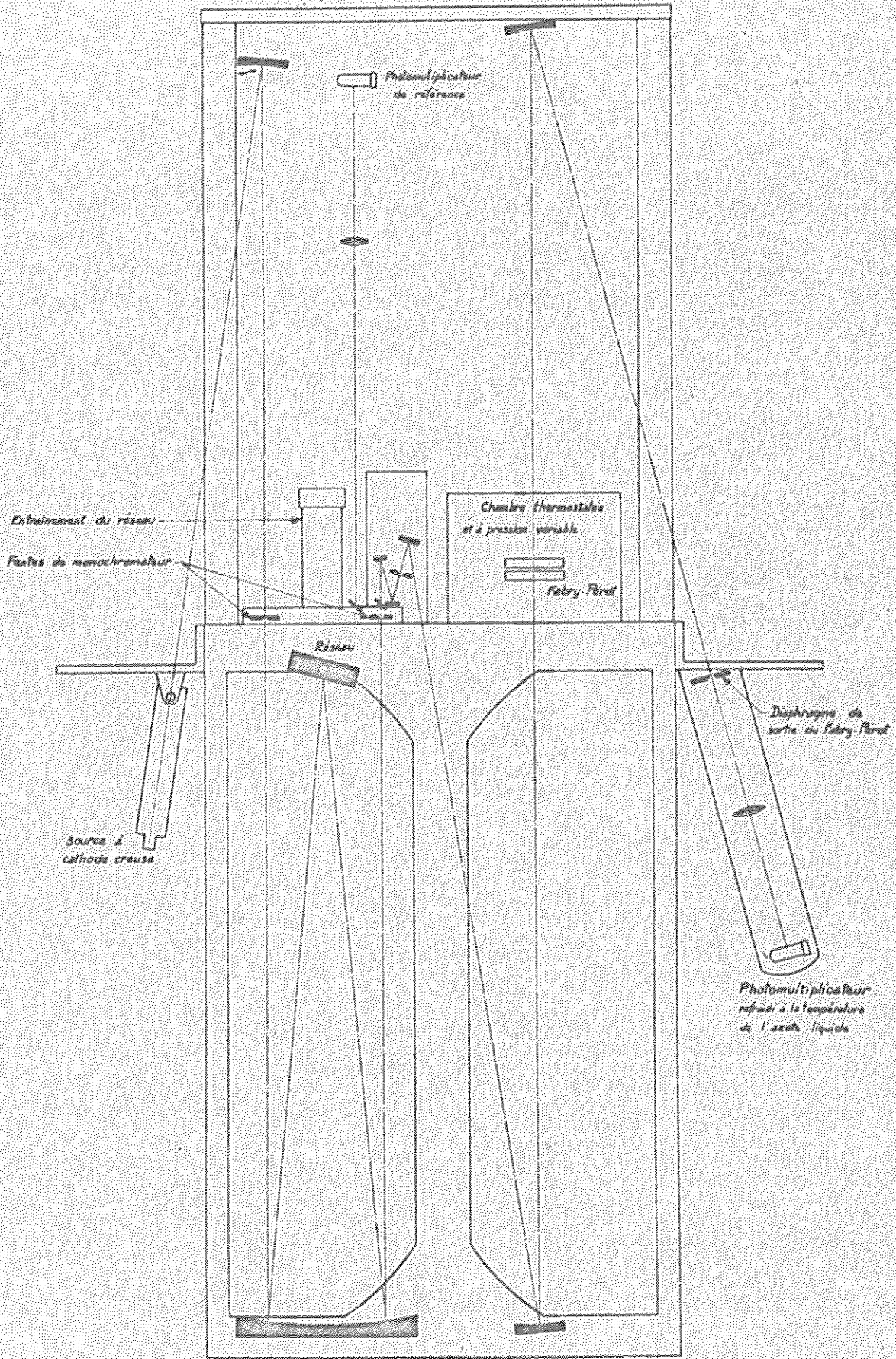
Les petites composantes ont donc une grande importance pour la mesure de ρ , surtout pour les J élevés. La raie analysée doit d'autre part être suffisamment intense pour que le rapport bruit sur signal de l'enregistrement soit inférieur à 2% .

On élimine beaucoup de ces causes d'erreur en enregistrant la raie avec différentes épaisseurs d'étalon.

Nous avons donc à notre disposition deux moyens pour caractériser un niveau : la valeur de l'écart hyperfin et la valeur de J . La mesure du déplacement isotopique permettrait de choisir la configuration à laquelle appartient le niveau, mais le Thulium naturel ne contenant qu'un seul isotope, cette mesure n'est pas possible.

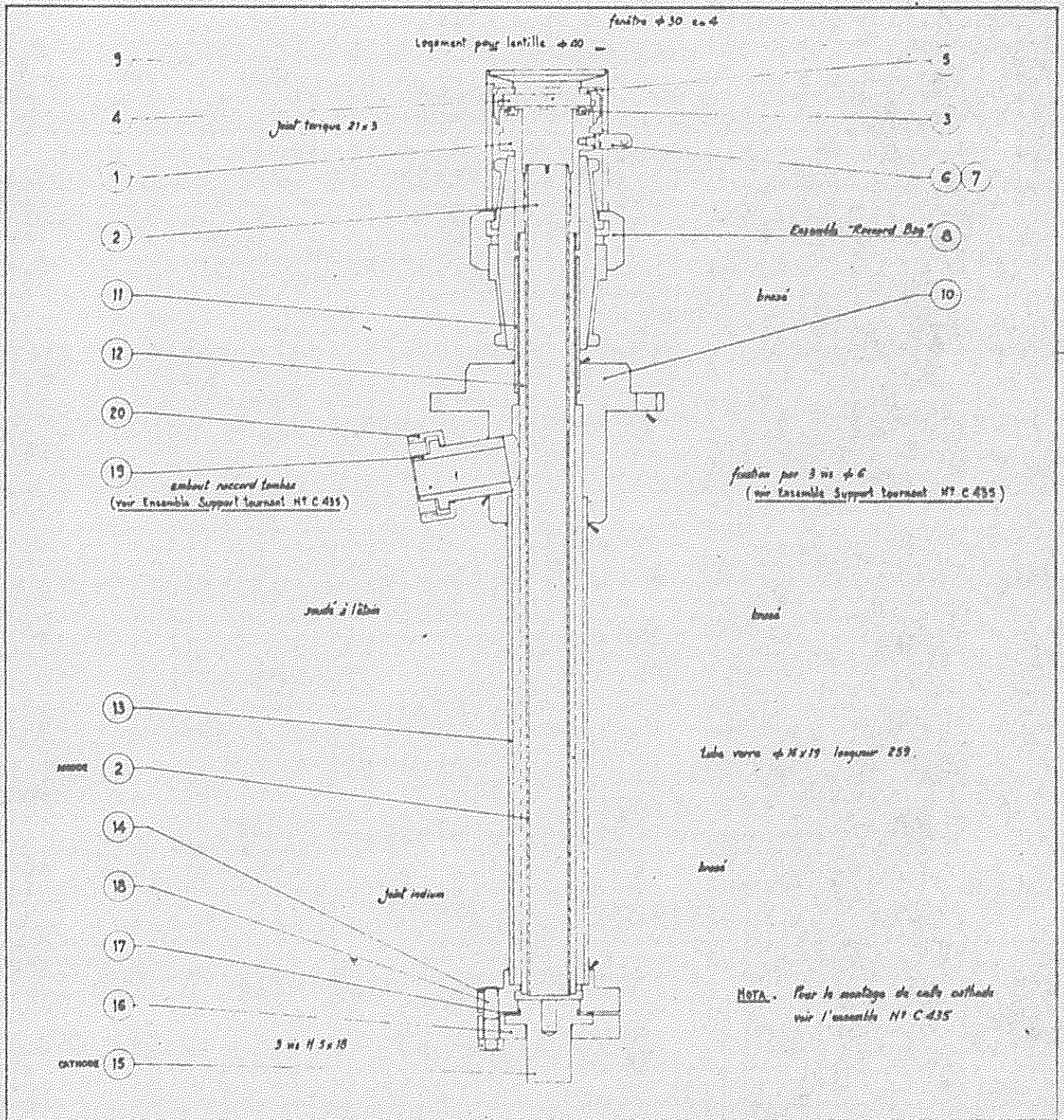
La liste de longueurs d'onde que nous avons utilisée a été aimablement communiquée par K.G.KESSLER (N.B.S.) : elle s'étend de 2500 à 8500 Å .

12a



HYPEAC

Fig. 2



III - METHODES EXPERIMENTALES -

L'Hypeac (10) est principalement constitué d'une source à cathode creuse, d'un monochromateur à réseau et d'un spectromètre Fabry-Perot photoélectrique (9). Le schéma optique de l'appareil est reproduit figure I. Quelques points particuliers vont retenir notre attention.

III - 1 - Cathode creuse -

D'un type récemment mis au point au Laboratoire (figure II), elle est refroidie à la température de l'azote liquide. Le pot cathodique (hauteur 15 mm, diamètre intérieur 5 mm) est en Aluminium pur : on y introduit quelques milligrammes d'oxyde de Thulium (Tm_2O_3) sous forme de poudre blanche. Le gaz porteur est du Néon purifié par un piège à charbon actif, sous une pression de 0,5 mm Hg. Nous avons utilisé des courants de 10 à 60 mA ; la lampe ainsi constituée peut émettre pendant une trentaine d'heures les spectres du Thulium et du Néon superposés ; les largeurs Doppler des raies du Thulium et du Néon étant dans le rapport $\sqrt{\frac{30}{163}} \sim 0,3$, on ne peut pas les confondre. Il reste néanmoins que les raies du Néon sont fort gênantes, en particulier dans le rouge, où elles sont nombreuses et intenses.

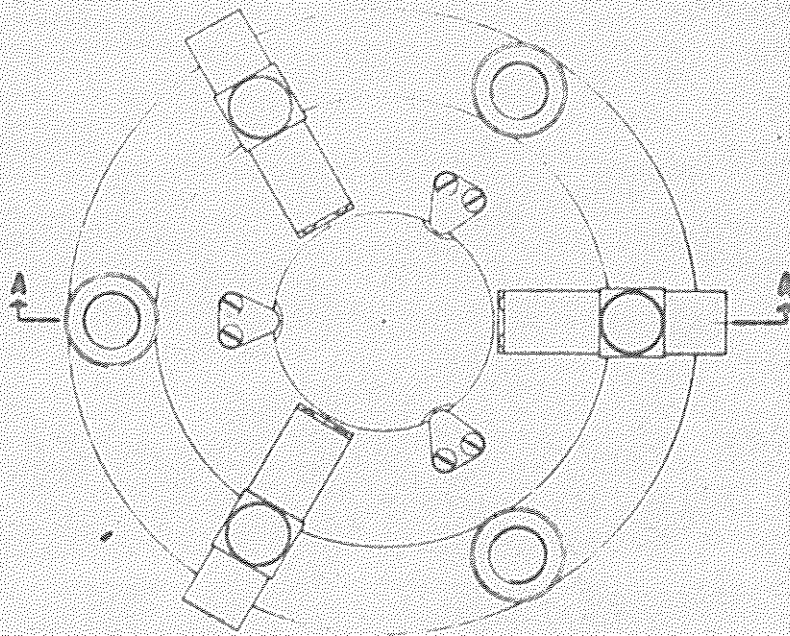
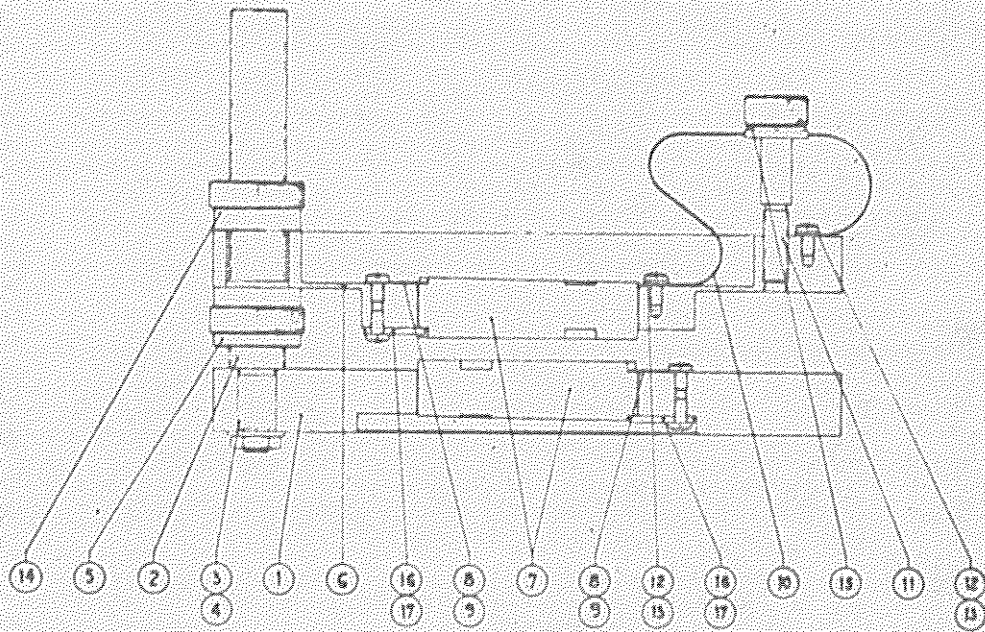
III - 2 - Monochromateur -

C'est un montage classique Ebert-Fastie à réseau blazé à 36° (1200 traits au mm). Sa bande passante, réglable en largeur est rendue trapézoïdale par l'emploi de fentes de largeurs inégales ; de cette façon, les diverses composantes hyperfines de la raie sont également transmises. La résolution effective du monochromateur est en général de l'ordre de 10^4 .

13a

Fig. 3

- Coupe AA -



III - 3 - Etalon Fabry-Perot -

Il se trouve dans une cloche thermostatée à 30° C. par une circulation d'eau. La monture portant les lames, en Invar, est représentée figure III : elle est du type "à épaisseur variable". On peut ainsi analyser chaque raie avec l'intervalle spectral libre qui lui convient. Les lames utilisées sont recouvertes de couches multidiélectriques selon un procédé mis au point et réalisé au Laboratoire (14) ; nous en avons utilisé cinq paires traitées pour 4200 , 4800 , 5200 , 6000 et 7000 Å .

Le balayage des ordres successifs est obtenu en faisant entrer l'air dans la cloche préalablement vidée. D'après la formule fondamentale du Fabry-Perot, $\Delta = 2ne \cos r$, on a :

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{\Delta \sigma}{\sigma}$$

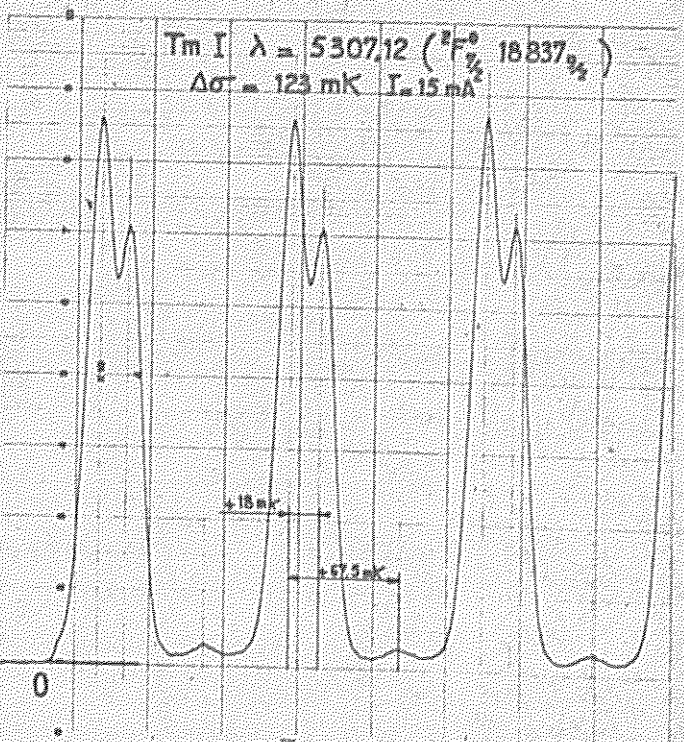
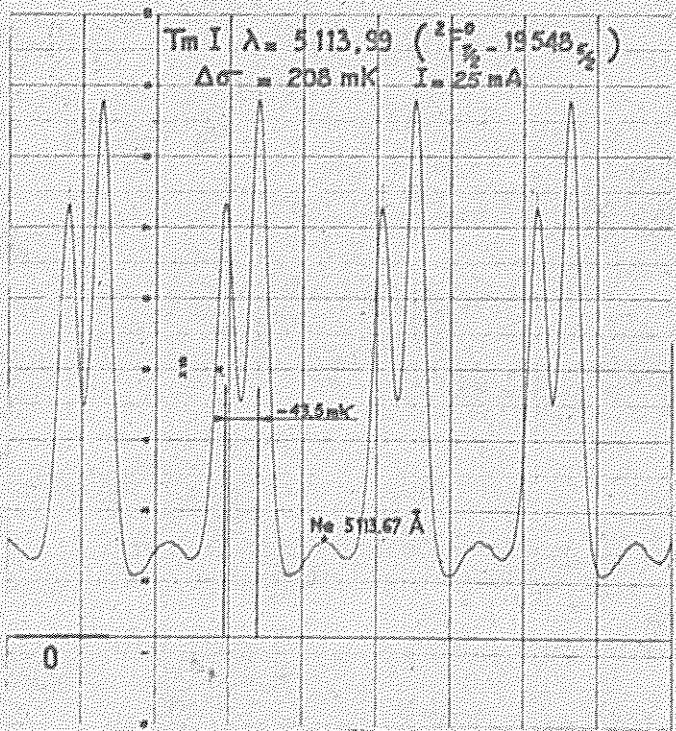
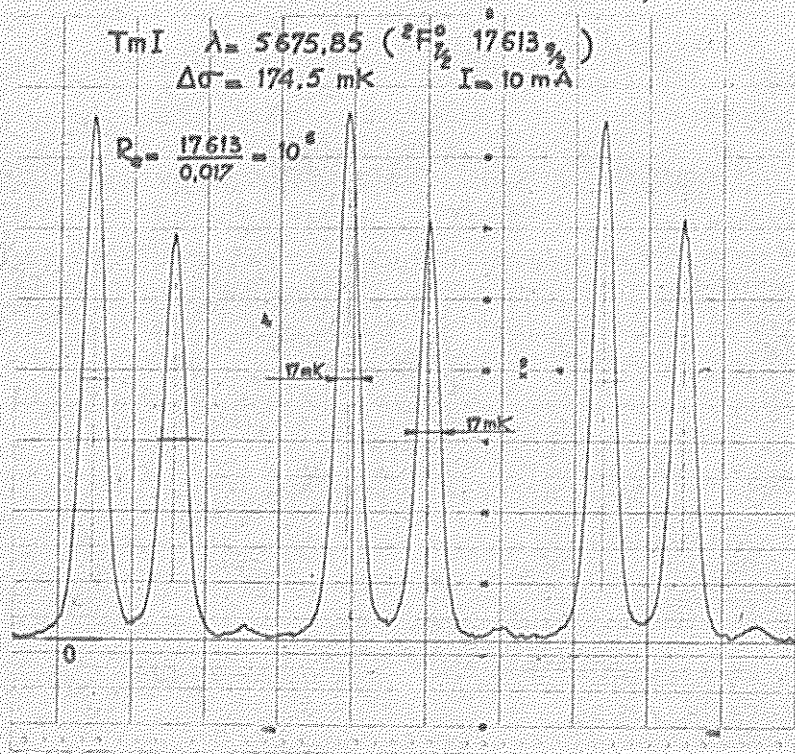
Quand la pression varie de 0 à 1 atmosphère, $\Delta n = 3.10^{-4}$.

Pour $\sigma = 2.10^4$ K , on obtient :

$$\Delta \sigma = 6K .$$

L'exploration couvre donc un domaine spectral de 6 K soit, si l'intervalle spectral libre est de 250 mK, 24 ordres successifs. Toutefois le débit de la fuite à pointeau équipant l'Hyperc n'est linéaire que dans un petit domaine de pression et il présente des anomalies aléatoires. Pour remédier à ce défaut, on enregistre une dizaine d'ordres successifs dans le meilleur domaine de pression et l'on fait la moyenne des mesures faites sur chaque ordre. Dans ces conditions, la précision sur les structures peut atteindre 1 mK pour les grandes composantes et 2 mK pour les petites. Cette méthode de travail présente un autre avantage, elle permet de vérifier que la source ne subit pas de fluctuation au cours du temps, ce qui est essentiel pour la mesure de ρ .

14a



Des systèmes d'exploration plus élaborés sont en cours d'étude au Laboratoire (15) (16).

Avec les épaisseurs d'étalon utilisées (1 à 5 cm) la fonction d'appareil est très étroite, l'effet Doppler impose sa largeur et l'on peut constater une amélioration sensible de la finesse quand on diminue l'intensité dans la cathode : par exemple la raie 5307 \AA non résolue à 50 mA, présente trois composantes quand on réduit l'intensité à 10 mA. D'autre part le phénomène d'auto-absorption fausse la mesure de ρ quand les courants sont élevés ; c'est pour ces deux raisons que l'on travaille avec l'intensité la plus faible permise par le rapport signal sur bruit.

Dans ces conditions, le pouvoir de résolution effectif a pu atteindre des valeurs élevées, supérieures, dans certains cas, à 10^6 : par exemple la raie 5675 \AA (0 - 17614) enregistrée avec un courant de 10 mA, la limite de résolution est de l'ordre de 17 mK, ce qui correspond à un pouvoir de résolution effectif supérieur à 10^6 .

III - 4 - Photomultiplicateurs -

Nous en avons utilisé trois types :

- R.C.A 1P 21 refroidi à la température de l'azote liquide, pour le bleu et le vert.
- E.M.I 9558 tri-alcalin refroidi par un mélange acétone - carbone glace, pour le jaune et l'orange.
- R.C.A 7102 refroidi par le même mélange, pour le rouge lointain.

Le changement de récepteur se fait rapidement sur l'Hypeac grâce à des montages interchangeable. Le signal reçu est envoyé sur un potentiomètre enregistreur (du type Speedomax) par l'intermédiaire d'un adaptateur d'impédance.

IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX -

Ils portent sur 70 raies d'arc et 15 raies d'étincelle (entre 3700 et 6900Å) analysées, chacune, avec au moins deux épaisseurs d'étalon différentes; pour certaines, nous avons fait trois, quatre et même cinq enregistrements avec des épaisseurs d'étalon différentes (par exemple, la raie 5566Å).

Les structures hyperfines mesurées sont indiquées dans le tableau III ; les grandes composantes se trouvent dans les deux colonnes centrales $\delta\sigma$, les petites composantes dans les deux colonnes extérieures $\delta\sigma$; pour les raies qui ne sont pas résolues (A et B confondues) on a utilisé la notation $-\epsilon+\epsilon$ et il est alors entendu que la mesure des petites composantes, si on les observe, est faite à partir de l'axe de la composante unique et non à partir de la composante la plus intense. Pour ces raies, il n'y a pas de mesure de ρ possible, on peut seulement dire selon la position et le nombre des petites composantes, que $\Delta J = \pm 1$ ou 0.

Le tableau III contient également les mesures de ρ et les transitions correspondantes avec la notation suivante :

$$\Delta J = 7/2 - 9/2 \pm 1.$$

Cela veut dire que la transition peut être soit $7/2 - 7/2$, soit $7/2 - 9/2$, soit $9/2 - 9/2$, la plus grande probabilité étant pour $7/2 - 9/2$.

La classification de ces raies, par Meggers (M) ou par nous (Bellevue : B) est donnée également dans le tableau III.

Nous allons nous intéresser maintenant aux deux types de raies que nous avons déterminées.

TABLEAU III: SPECTRE D'ARC

λ Å	σ K	$\delta\sigma$ *			ρ	ΔJ	classification	M
		-	+	0				
3717 92	26889 11	-E	+E				0 - 26889	M
3744 07	26701 31	-E	+E				0 - 26701	M ¹
3826 38	26126 95	0	+65,5		1,27 ± 0,02	7/2 - 9/2 ± 1	0 - 26127	M
3887 35	25717 18	-E	+E				0 - 25717 1/2	M
3916 48	25525 93	-E	+E				8771 1/2 - 34297	M
3949 28	25313 90	-E	+E				8771 1/2 - 34085	M
4094 19	24417 96	-55	+E			7/2 - 5/2	0 - 24418 1/2	MB
4105 84	24346 60	-E	+E	+54		7/2 - 9/2	0 - 24349 1/2	MB
4138 34 *	24157 47	-E	+E				0 - 24157	M
4187 62	23873 18	-51	+E	+51		7/2 - 7/2	0 - 23873 1/2	MB
4203 73	23781 70	-E	+E	+50		7/2 - 9/2	0 - 23782 1/2	MB
4271 71	23403 23	-E	+E					
4298 37	23258 09	-E	+E					
4318 40	23150 23	-E	+E					
4359 93	22929 73	-48	+E			7/2 - 5/2	0 - 22930 1/2	MB
4386 43	22791 13	-49	+E	+72		7/2 - 7/2	0 - 22791 1/2	MB
4442 74	22502 32	-75,5	0		1,26 ± 0,03	7/2 - 7/2 ± 1	16742 1/2 - 39244 1/2	B
4454 04	22445 23	0	+31		1,25 ± 0,02	7/2 - 9/2 ± 1	4f ¹³ 5d 6s - 4f ¹³ 5d 6p	B
4503 67	22197 89	0	+76		1,33 ± 0,02	7/2 - 5/2		
4519 61	22119 60	0	+51		1,17 ± 0,02	11/2 - 13/2 ± 1	4f ¹³ 5d 6s - 4f ¹³ 5d 6p	B

* C'est en fait un doublet, les raies sont distantes de 0,1 Å.

166

λ in Å	σ in K	$\delta\sigma$ in "			p	ΔJ	Classification
		$\delta\sigma_1$	$\delta\sigma_2$	$\delta\sigma_3$			
4532 15	22058 40	0	+47,5		1,16 ± 0,02	11/2-13/2 ± 1	4f ¹³ 5d 6s - 4f ¹³ 5d 6p B
4548 60	21978 63	0	+41		1,20 ± 0,02	11/2- 9/2 ± 1	4f ¹³ 5d 6s - 4f ¹³ 5d 6p B
4564 69	21901 15	-ε	+ε				17343 _{1/2} - 39244 _{1/2} B
4596 63	21748 97	-ε	+ε				17614 _{1/2} - 39363 _{3/2} B
4599 02	21737 68	-ε	+ε	+51		7/2 - 9/2	0 - 21738 _{3/2} 1B
4621 72	21630 91	-32,5	0				17614 _{3/2} - 39244 _{1/2} B
4626 97	21606 36	-ε	+ε				17614 _{3/2} - 39220 B
4643 12	21531 21	-ε	+ε				8771 _{1/2} - 30302 II
4655 09	21475 95	0	+30		1,20 ± 0,02	9/2 - 11/2 ± 1	17614 _{3/2} - 39089 _{3/2} B
4675 32	21382 92	-ε	+ε				
4681 92	21352 78	-ε	+ε				
4685 12	21338 20	-ε	+ε				
4691 11	21310 94	0	+ε				
4724 26	21161 42	-48	+ε			7/2 - 5/2	0 - 21161 _{1/2} 1B
4733 34	21120 82	-50,5	+ε	+50,5		7/2 - 7/2	0 - 21121 _{1/2} 1B
4759 90	21002 97	-ε	+ε				
4923 83	20303 73	0	+48		1,15 ± 0,03	11/2-13/2 ± 1	4f ¹³ 5d 6s - 4f ¹³ 5d 6p B
4957 18	20167 13	0	+22				
5060 90	19753 81	-50	+17	+50		7/2 - 7/2	0 - 19754 _{1/2} 1B
5066 68	19731 29	-56	0		1,43 ± 0,02	5/2 - 5/2	
5107 54	19573 44	-48,5	0		1,18 ± 0,02	11/2-11/2 ± 1	4f ¹³ 5d 6s 4f ¹³ 5d 6p B
5113 99	19548 77	-43,5	0		1,35 ± 0,02	7/2 - 5/2	0 - 19549 _{3/2} 1B
5182 68	19289 66	-ε	+ε				
5185 25	19280 10	-ε	+ε				8771 _{3/2} - 28051 H

λ Å	$\sigma_{\alpha K}$	$\delta\sigma$		ρ	ΔJ	- classification -
5213 38	19176 07	0	+62	1,22 ± 0,02	9/2 - 9/2 ± 1	¹³ 4f ⁵ d 6s - 4f ¹³ 5d 6p B
5291 15	18894 23	-ε	+ε			
5294 32	18882 91	0	+23			
5300 21	18861 93	0	+15	1,29 ± 0,03	7/2 - 7/2 ± 1	
5307 12	18837 37	0	+18	1,26 ± 0,02	7/2 - 9/2	0 - 18837 ^{9/2} MB
5528 32	18083 65	0	+88	1,24 ± 0,02	9/2 - 9/2 ± 1	
5566 01	17961 20	0	+74	1,15 ± 0,02	11/2 - 13/2 ± 1	¹³ 4f ⁵ d 6s - 4f ¹³ 5d 6p B
5631 40	17752 63	-50	0	1,34 ± 0,02	7/2 - 5/2	0 - 17753 ^{5/2} MB
5642 60	17717 41	-70	0	1,43 ± 0,02	5/2 - 3/2	
5645 40	17708 62	-ε	+ε			
5658 30	17668 25	0	+50	1,34 ± 0,02	7/2 - 5/2	6771 ^{1/2} - 26440 ^{7/2} MB
5675 85	17613 61	0	+55,5	1,26 ± 0,01	7/2 - 9/2	0 - 17614 ^{9/2} MB
5683 60	17589 60	0	+43,5	1,16 ± 0,02	11/2 - 13/2 ± 1	4f ¹³ 5d 6s - 4f ¹³ 5d 6p B
5715 79	17490 53	0	+35	1,19 ± 0,02	11/2 - 11/2 ± 1	4f ¹³ 5d 6s - 4f ¹³ 5d 6p B
5760 24	17355 65	0	+74,5	1,21 ± 0,02	11/2 - 9/2 ± 1	5771 ^{1/2} - 26127 MB
5764 30	17343 35	-50	0	1,29 ± 0,01	7/2 - 7/2	0 - 17343 ^{7/2} MB
5895 65	16956 97	-27	+13		7/2 - 7/2	0 - 16957 ^{7/2} MB
5899 47	16945 93	-ε	+ε			
5935 90	16841 98	-55	0	1,17 ± 0,02	11/2 - 13/2 ± 1	6771 ^{1/2} - 25717 MB
5971 28	16742 19	-50	+48	1,30 ± 0,01	7/2 - 7/2	0 - 16742 ^{7/2} MB
6025 45	16591 68	0	+51	1,10 ± 0,03	13/2 - 13/2 ± 1	
6460 27	15474 95	0	+62	1,25 ± 0,02	7/2 - 9/2	16742 ^{7/2} - 32217 ^{9/2} B
6604 97	15135 93	-60	0	1,35 ± 0,02	7/2 - 5/2	17343 ^{7/2} - 32479 ^{7/2} B
6779 77	14745 68	-104	-21	1,25 ± 0,02	7/2 - 9/2	17614 ^{9/2} - 32359 ^{7/2} B

λ en Å	σ en K	$\delta\sigma$ en "		ρ	ΔJ	Classification -
		0	+57,5			
6844 28	14606 71	0	+57,5	$1,35 \pm 0,02$	$7/2 - 5/2$	$17753_{1/2} - 32359_{7/2}$
6845 77	14603 53	0	+55,5	$1,23 \pm 0,02$	$9/2 - 9/2 \pm 1$	$17614_{9/2} - 32217_{9/2}$

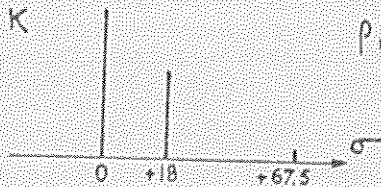
TABLEAU III: SPECTRE D'ATOME

λ en Å	σ en K	$\delta\sigma$ en "		ρ	ΔJ	Classification -
		-E	+E			
3795 76	26337 71	0	+63	$1,24 \pm 0,02$	$4 - 4 \pm 1$	$237_3 - 26575_4$
3848 02	25980 02	-80	0	$1,27 \pm 0,02$	$4 - 3 \pm 1$	$0 - 25980_3$
3958 10	25912 15	-E	+E			
4199 02	23303 27	-156	0	$1,25 \pm 0,02$	$4 - 4 \pm 1$	$0 - 23803_4$
4242 15	23566 32	0	+37	$1,27 \pm 0,02$	$3 - 4 \pm 1$	$237_3 - 23803_4$
4481 27	22305 84	-E	+E			$0 - 22309$
4522 57	22105 12	-E	+E			
4529 38	22071 81	-E	+E			$237_3 - 22309$
4615 95	21657 95	-E	+E			
4634 26	21572 38	-E	+E			
4831 20	20693 01	-E	+E			
4989 32	20037 22	-E	+E			
5009 78	19955 39	-E	+E			
5034 24	19858 43	-E	+E			
5346 50	18698 62	-E	+E			

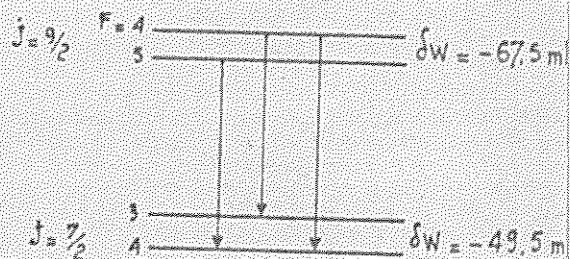
15e

TABEAU IV. STRUCTURE HYPERFINE DU NIVEAU FONDAMENTAL.

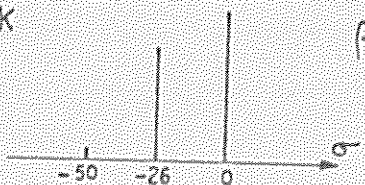
$\lambda = 5307,12 \text{ \AA}$
 $\sigma = 18837,37 \text{ K}$



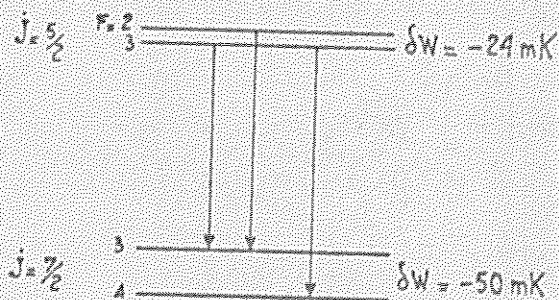
$\rho_{cal.} = 1,255$
 $\rho_{mes.} = 1,26 \pm 0,02$



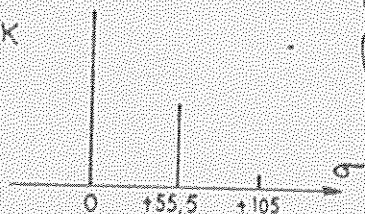
$\lambda = 5631,40 \text{ \AA}$
 $\sigma = 17752,63 \text{ K}$



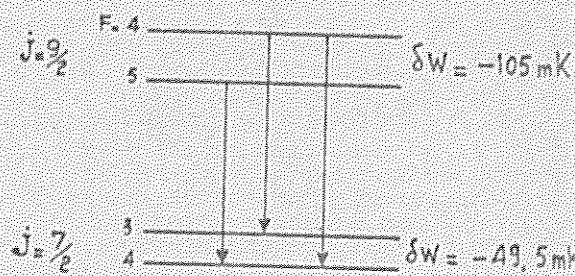
$\rho_{cal.} = 1,35$
 $\rho_{mes.} = 1,34 \pm 0,03$



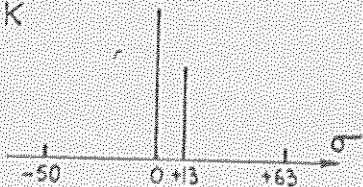
$\lambda = 5675,85 \text{ \AA}$
 $\sigma = 17613,61 \text{ K}$



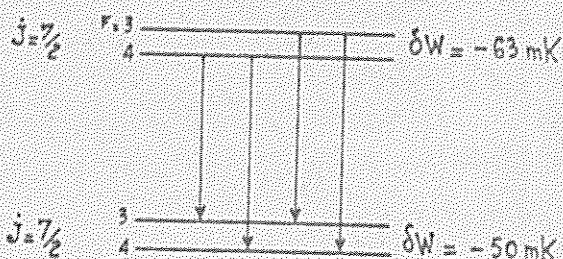
$\rho_{cal.} = 1,255$
 $\rho_{mes.} = 1,26 \pm 0,01$



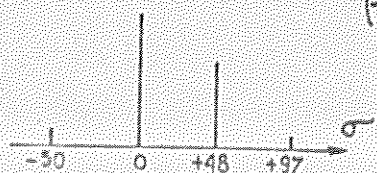
$\lambda = 5895,65 \text{ \AA}$
 $\sigma = 16956,97 \text{ K}$



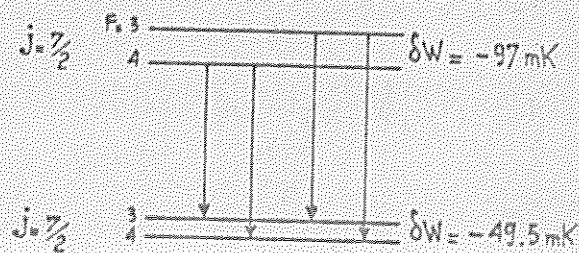
$\rho_{cal.} = 1,30$



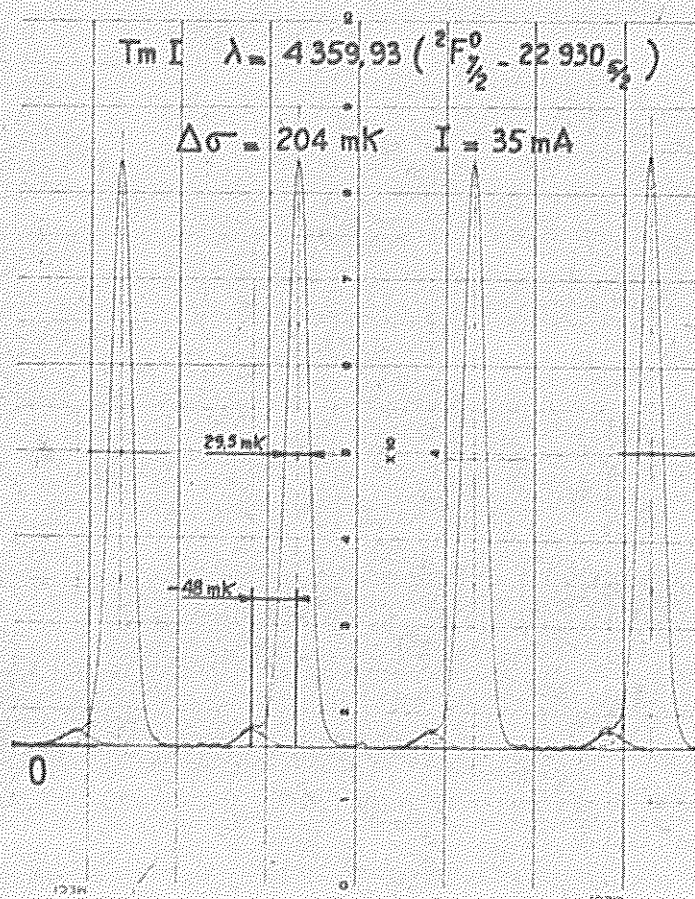
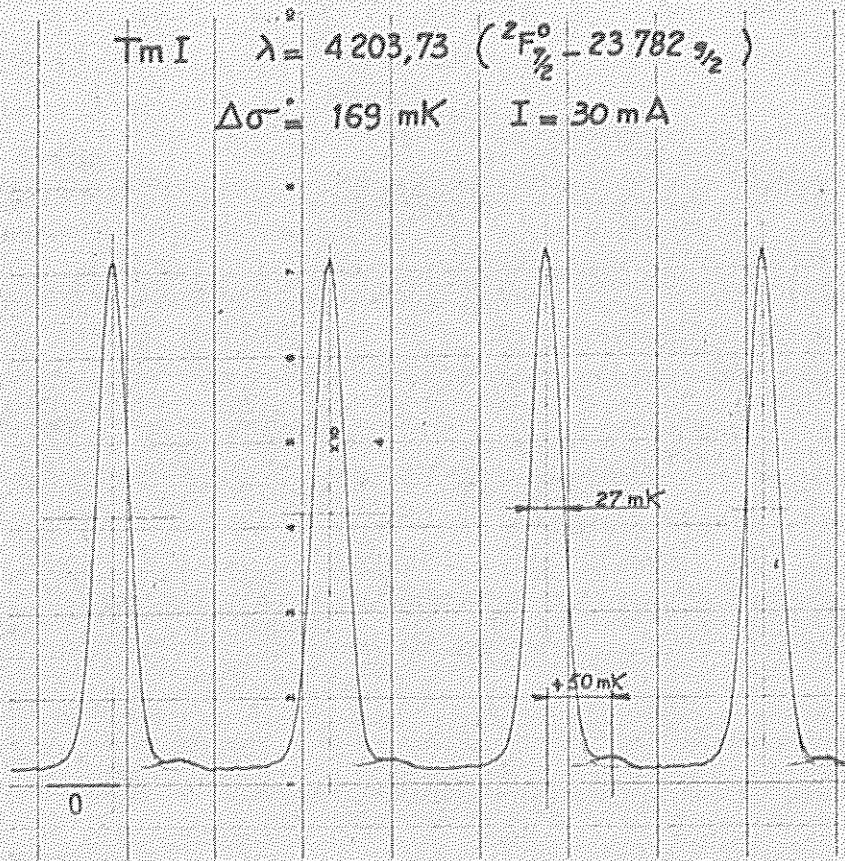
$\lambda = 5971,28 \text{ \AA}$
 $\sigma = 16742,19 \text{ K}$

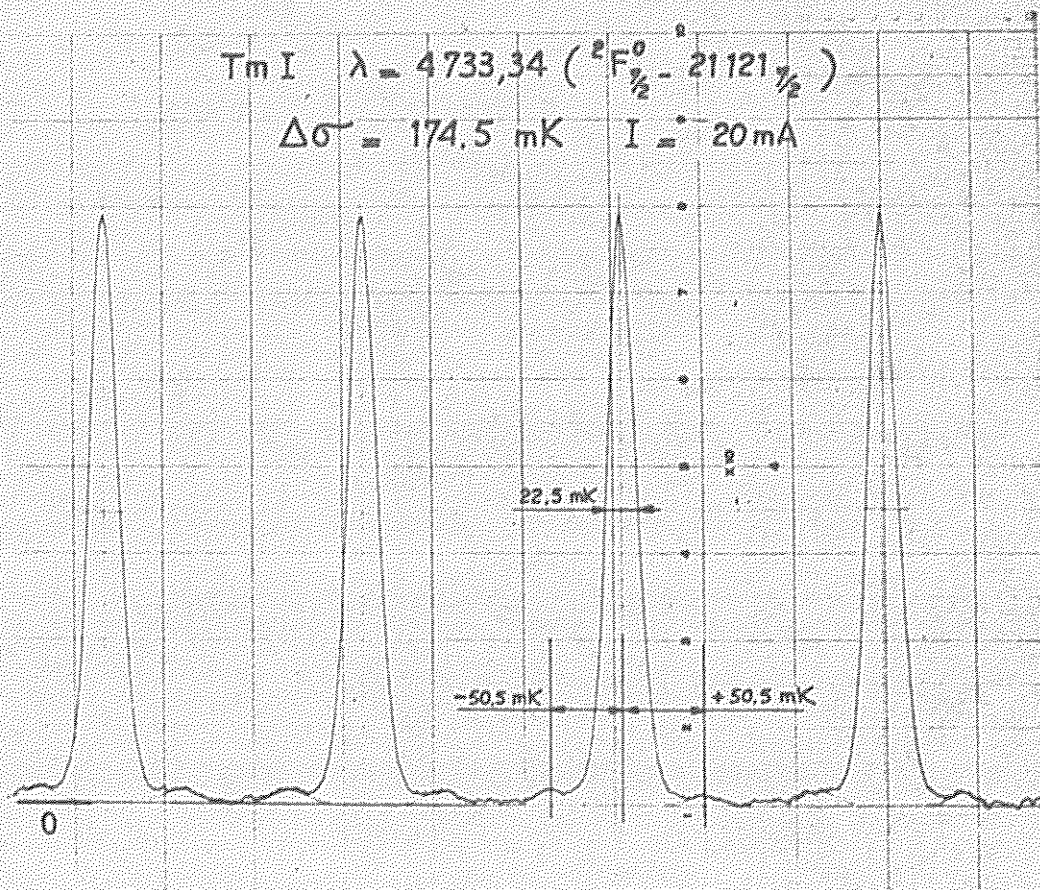
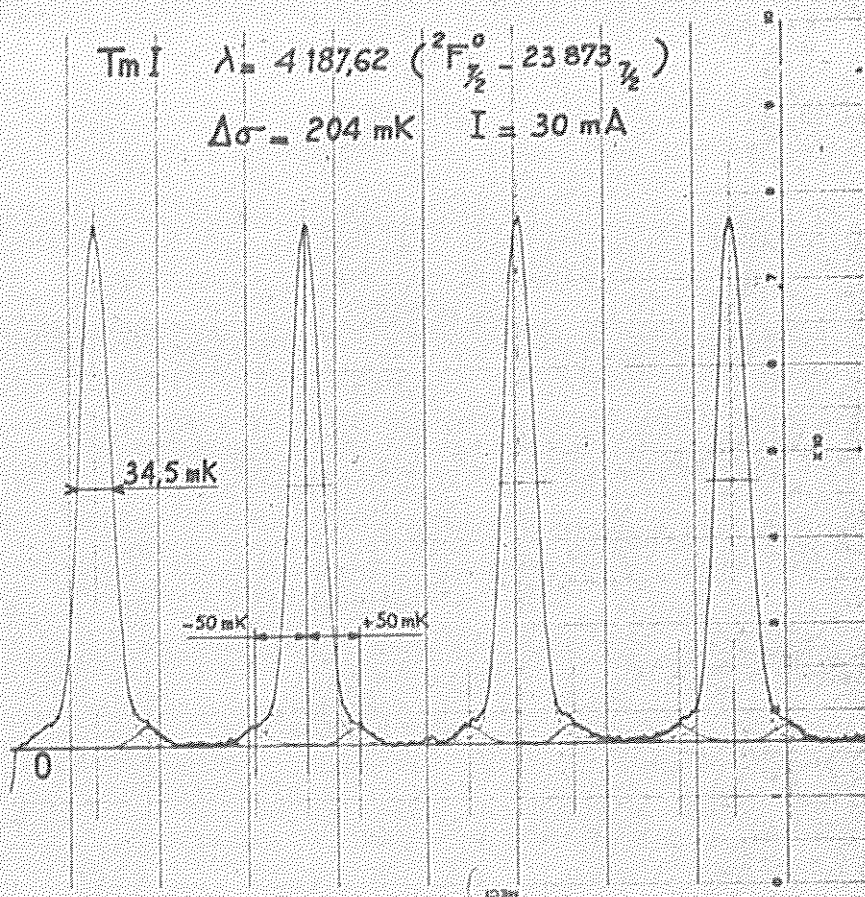


$\rho_{cal.} = 1,30$
 $\rho_{mes.} = 1,30 \pm 0,01$



6 f





IV - 1 - Raies du type A : $4f^{13}6s^2 - 4f^{13}6s6p$, $4f^{13}6s^2 - 4f^{13}5d6p$.

L'analyse des raies 5307, 5631, 5675, 5895, 5971 Å (voir tableau IV) très intenses, de classe I , montre qu'elles ont, en commun, un niveau inférieur de $J = 7/2$ et de structure hyperfine $\delta W = - 50 \pm 1$ mK. Ce niveau ne peut être que le niveau fondamental du Thulium, dont nous avons vu qu'il a un J de 7/2, une structure de l'ordre de - 52 mK.

Ces cinq raies font intervenir le niveau fondamental et déterminent l'énergie de cinq niveaux pairs.

L'analyse des raies 4359, 4386, 4724 Å classées " fondamentales par Meggers, confirme cette valeur de la structure du niveau fondamental. En effet, bien que les grandes composantes ne soient pas résolues, on peut mesurer la structure du niveau inférieur à l'aide des petites composantes qui se placent à une distance de l'ordre de 50 mK de l'axe de la composante unique ; compte tenu de ce que nous avons montré au chapitre II, nous pouvons assurer que le niveau fondamental a bien une structure de - 50 mK.

En conséquence, toutes les raies intenses, de classe I, qui déterminent pour leur niveau inférieur une structure de - 50 mK, peuvent être classées comme " fondamentales " : c'est le cas des raies 4187, 4203, 4599, 4733 Å .

Il en est de même des raies 4094 et 4105 Å , parmi les plus intenses du spectre, qui ont des petites composantes à - 55 mK et + 54 mK, respectivement, de l'axe de la composante unique : la largeur de celle-ci étant supérieure à celle des autres raies (4187, 4203 Å ...) dans les mêmes conditions expérimentales (même courant de cathode, même réglage de Fabry-Perot) on peut penser que la structure de la raie est de l'ordre de 10 mK bien qu'elle ne soit pas résolue.

La mesure de ρ des trois raies 5113, 5060, 5764 Å montre qu'elles font intervenir un niveau de $J = 7/2$. Comme ce sont des raies intenses, de classe I, nous pouvons en conclure qu'elles représentent des transitions faisant intervenir le niveau fondamental; cette interprétation a été confirmée par le fait que nous avons trouvé des transitions entre les trois niveaux pairs qu'elles définissent et des niveaux du type $4f^{13}6s$ ns.

Les 17 raies que nous venons d'étudier et classer comme " fondamentales " déterminent l'énergie de 17 niveaux pairs du type $4f^{13}6s\ 6p$ ou $4f^{13}5d\ 6p$.

NIVEAUX PAIRS DE Tm I. Bellevue 1962 .

σ en K	σ	σ	σ
16742,2 7/2	18837,4 9/2	21737,7 9/2	24348,7 9/2
16956,9 7/2	19548,7 5/2	22791,2 7/2	24418,0 5/2
17343,3 7/2	19753,8 7/2	22929,7 5/2	
17613,6 9/2	21120,8 7/2	23781,7 9/2	
17752,6 5/2	21161,4 5/2	23873,2 7/2	

ENERGIE, STRUCTURE et VALEUR DE J de ces niveaux sont données également dans le tableau VIII . On peut remarquer que les niveaux les plus bas (de 16742 K à 19754 K) ont une structure hyperfine notablement différente de celle du niveau fondamental alors que la structure des niveaux les plus hauts (21121 K à 24418 K) est sensiblement égale à celle du niveau fondamental. La structure hyperfine des niveaux $4f^{13}6s\ 6p$ est due en grande partie à l'électron 6s , elle doit être différente de celle du

niveau fondamental ; l'électron 5d a, lui, un rôle bien moindre : il en résulte que la structure hyperfine de $4f^{13}5d\ 6p$ est de l'ordre de grandeur de celle du niveau fondamental.

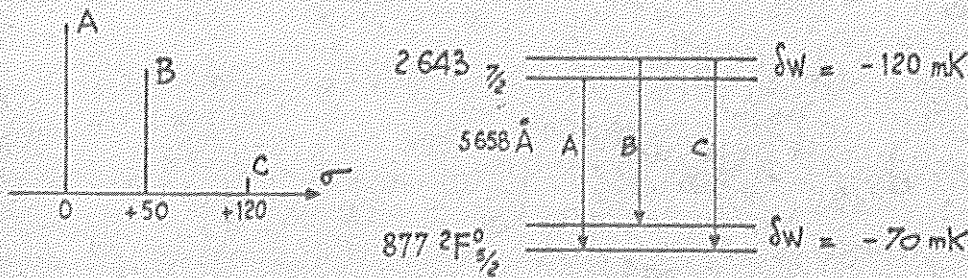
C'est pourquoi on peut penser que, parmi les 17 niveaux pairs, les plus bas seraient du type $4f^{13}6s\ 6p$, les plus hauts du type $4f^{13}5d\ 6p$. L'analyse du déplacement isotopique permettrait de faire le choix.

Nous avons eu le plaisir, en Mars 1962, de voir confirmée l'existence de ces 17 niveaux par Meggers (17) : il donne la liste de 54 niveaux pairs dont 38 sont nouveaux, certains avec la valeur de J.

NIVEAUX PAIRS DE Tm I. Meggers 1962.

σ mK	σ	σ	σ
16742,2	23781,7 9/2	26889,1 9/2	29842,2
16956,9	23873,2 9/2	27414,2	30302,5
17343,3	24157,5	27476,7	30914,9
17613,6	24348,7 9/2	27584,4	31431,9
17752,6	24418,0 9/2	28023,9	31510,2
18837,4	24718,1	28051,3	32174,5
19548,7	25656,0	28419,4	32446,3
19753,8	25717,2 7/2	28448,5	32811,0
21120,8	25745,1 9/2	28563,6	33623,7
21161,4	26127,0	28666,6	34085,3
21737,7	26255,0	29151,7	34297,3
22749,7	26439,5	29260,5	35026,3
22791,2	26646,2	29294,8	
22929,7	26701,3 9/2	29316,7	

19a TABLEAU V . STRUCTURE HYPERFINE DE $4f^{13} 6s^2 \ ^2F_{5/2}^0$

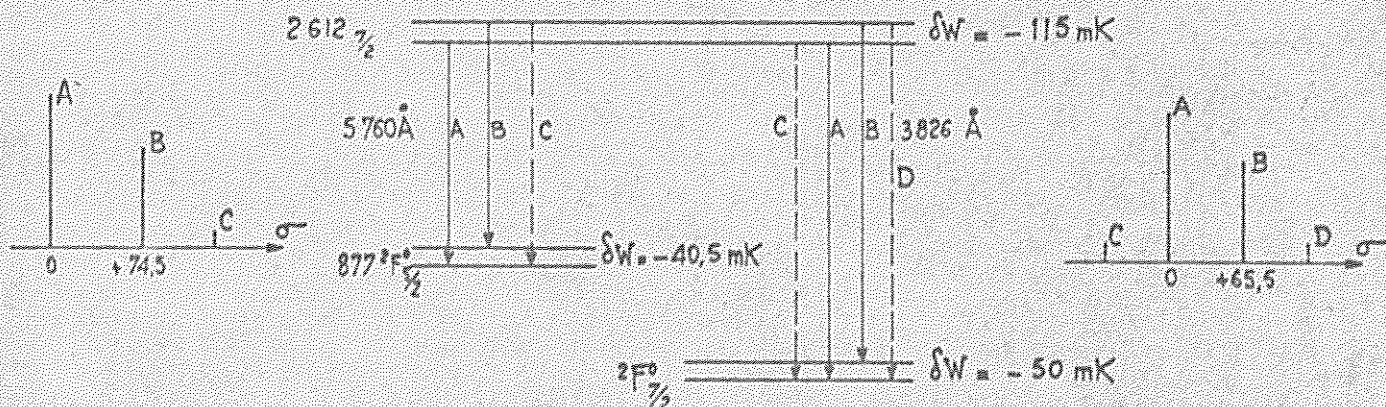


$$\lambda = 5658,30 \text{ \AA} \left(\ ^2F_{5/2}^0 - 2643 \ ^2F_{7/2} \right)$$

$$\rho_{\text{cal.}} = 1,35$$

$$\rho_{\text{mes.}} = 1,34 \pm 0,02$$

$$\delta W \left(\ ^2F_{5/2}^0 \right) = -70 \pm 2 \text{ mK}$$



$$\lambda = 5760,24 \text{ \AA} \left(\ ^2F_{5/2}^0 - 2612 \ ^2F_{7/2} \right)$$

$$\rho_{\text{cal.}} = 1,35$$

$$\rho_{\text{mes.}} = 1,22 \pm 0,02$$

$$\lambda = 3826,38 \text{ \AA} \left(\ ^2F_{7/2}^0 - 2612 \ ^2F_{7/2} \right)$$

$$\rho_{\text{cal.}} = 1,30$$

$$\rho_{\text{mes.}} = 1,27 \pm 0,02$$

NB . Les composantes hyperfines notées en traits interrompus n'ont pas pu être observées.

$$\delta W \left(\ ^2F_{5/2}^0 \right) = -40,5 \pm 2 \text{ mK}$$

A la lecture des deux précédents tableaux, on peut constater que les niveaux $\sigma = 23873$ K et 24418 K n'ont pas un J de $9/2$ comme le donne Meggers mais bien $7/2$ et $5/2$: ceci résulte de la position et du nombre des petites composantes des raies faisant intervenir ces deux niveaux ; ceux-ci devraient donc donner des transitions avec le niveau $3771 \text{ } ^2\text{F}_{5/2}^{\circ}$.

IV - 2 - Structures hyperfines des niveaux $4f \text{ } ^6s \text{ } ^2\text{F}_{7/2}^{\circ}$ et $^2\text{F}_{5/2}^{\circ}$.

La structure hyperfine du niveau fondamental est mesurée avec précision sur les raies 5307\AA et 5675\AA , très intenses, dont toutes les composantes sont parfaitement résolues, sur lesquelles nous avons particulièrement travaillé ; la mesure donne :

$$\delta W \text{ } ^2\text{F}_{7/2}^{\circ} = - 49,5 \pm 0,5 \text{ mK}$$

La structure hyperfine du niveau $3771 \text{ } ^2\text{F}_{5/2}^{\circ}$ pose un problème : elle est mesurée directement sur la raie 5658\AA ($3771 - 26440$) dont toutes les composantes sont résolues, et d'autre part, en comparant la structure des raies 5760\AA ($3771 - 26127$) et 3826\AA ($0 - 26127$) dont seules les grandes composantes ont pu être observées. Nous donnons dans le tableau V les schémas de niveaux bâtis à partir de ces raies, et les deux valeurs de $\delta W \text{ } ^2\text{F}_{5/2}^{\circ}$ déduites ;

La première mesure donne : $- 70 \pm 2 \text{ mK}$.

La deuxième mesure donne : $- 40 \pm 2 \text{ mK}$.

Il y a donc incompatibilité entre ces deux mesures.

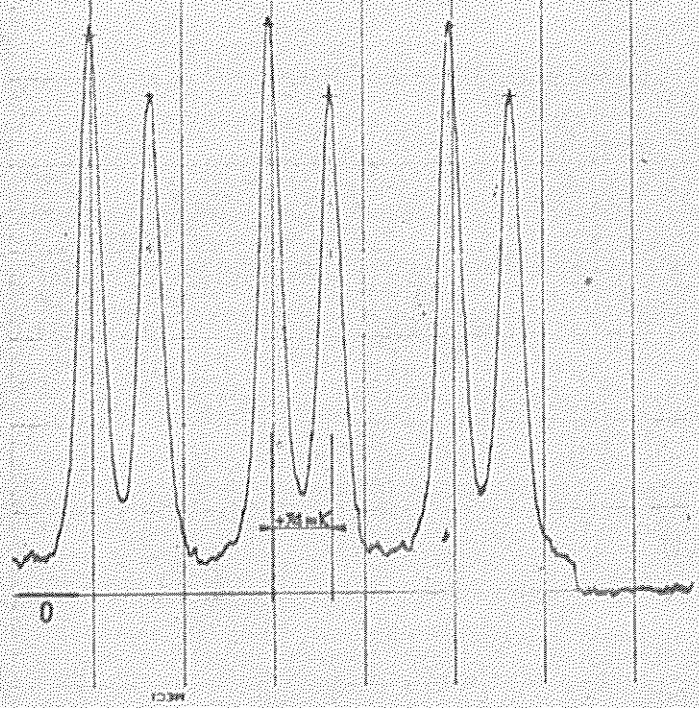
On peut évaluer l'écart hyperfin de ce niveau à partir du niveau fondamental de la façon suivante :

Les facteurs d'intervalle de l'électron $4f$ pour $J = 7/2$ et

20a

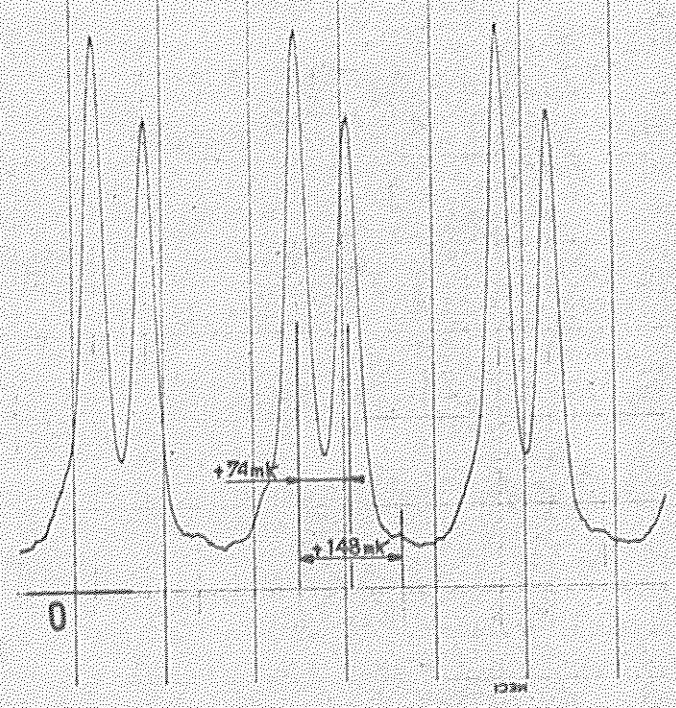
$TmI \quad \lambda = 5760,24 \text{ (2F_{3/2}^0 - 26127 \frac{1}{2})}$

$\Delta\sigma = 222,5 \text{ mK} \quad I = 50 \text{ mA}$



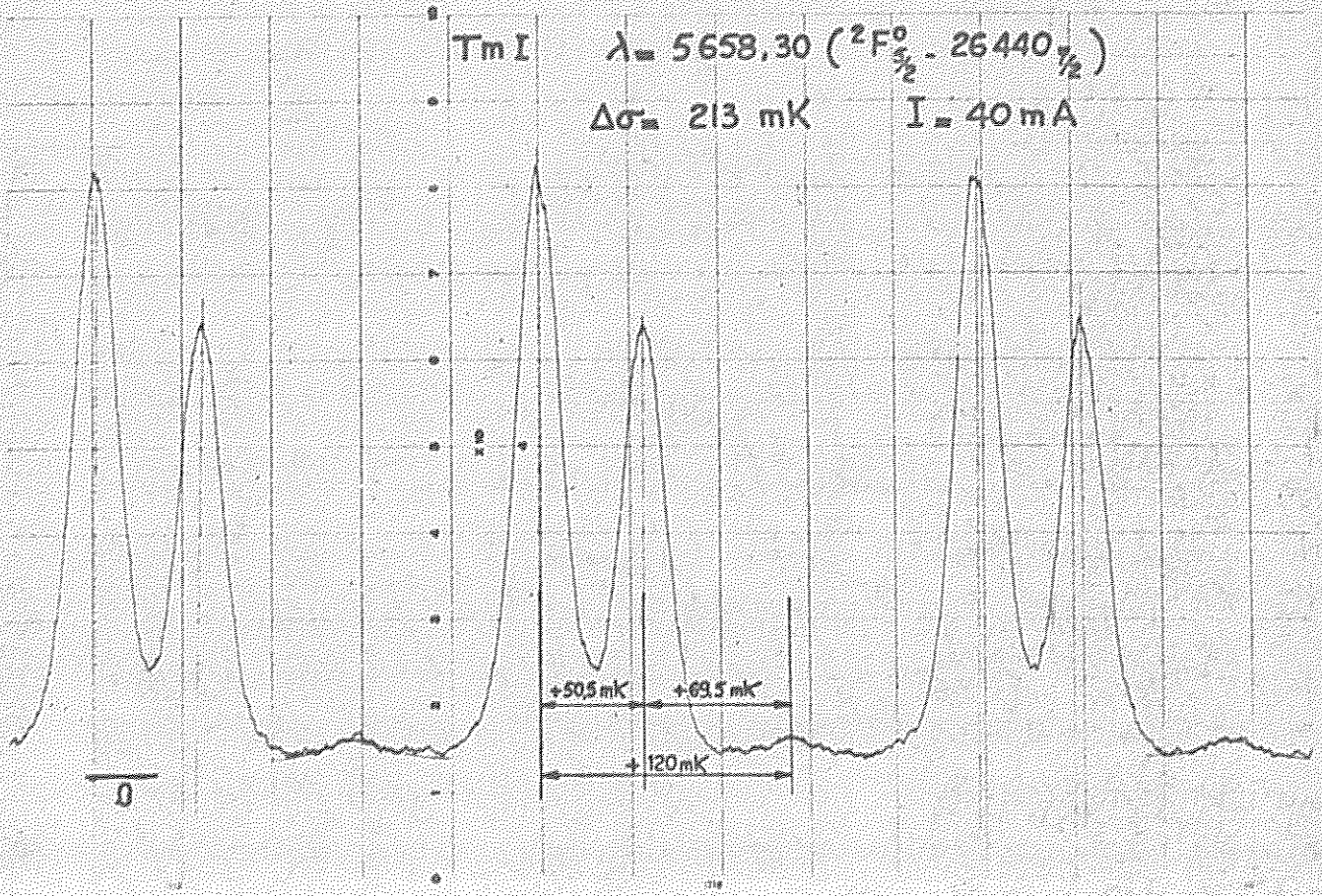
$TmI \quad \lambda = 5566,01 \text{ \AA}$

$\Delta\sigma = 295 \text{ mK} \quad I = 50 \text{ mA}$



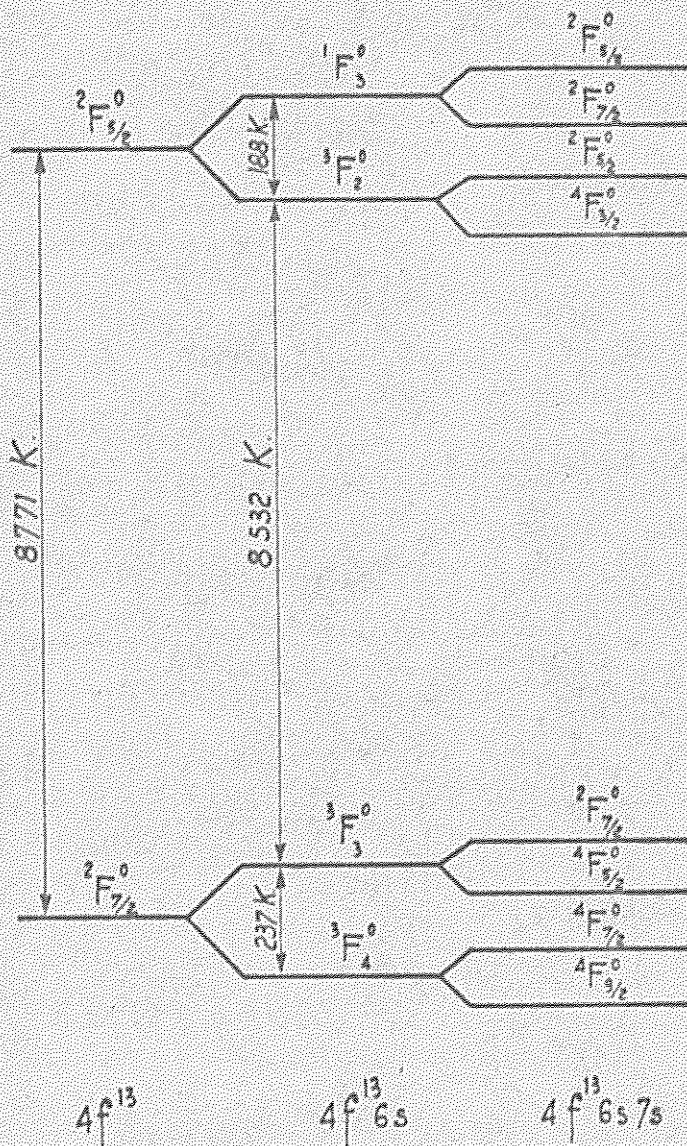
$TmI \quad \lambda = 5658,30 \text{ (2F_{3/2}^0 - 26440 \frac{1}{2})}$

$\Delta\sigma = 213 \text{ mK} \quad I = 40 \text{ mA}$



06

CONFIGURATION $4f^{13}6s7s$



$J = 5/2$ sont dans le rapport :

$$\frac{a(f_{7/2})}{a(f_{5/2})} = \frac{5/2 (5/2 + 1)}{7/2 (7/2 + 1)} = \frac{5}{9}$$

Les écarts hyperfins sont dans le rapport :

$$\frac{\delta W \ ^2F_{7/2}^0}{\delta W \ ^2F_{5/2}^0} = \frac{a(f_{7/2})}{a(f_{5/2})} \cdot \frac{2(7/2 + 1)}{2(5/2 + 1)} = \frac{5}{7}$$

On en déduit : $\delta W \ ^2F_{5/2}^0 \sim - 70 \text{ mK}$.

Du fait de cette estimation théorique et du fait que le ρ mesuré pour la raie 5658\AA est correct alors qu'il ne l'est pas pour les deux autres raies, nous pensons que la valeur de $- 70 \text{ mK}$ pour l'écart hyperfin de $^2F_{5/2}^0$ est bonne. Il s'ensuit que nous devons déclasser l'une des deux raies 3826\AA ou 5760\AA .

Il vient finalement :

$$\delta W \ ^2F_{5/2}^0 = - 70 \pm 2 \text{ mK}$$

IV - 3 - Raies du type C $4f^{13}6s\ 6p - 4f^{13}6s\ ns, 4f^{13}5d\ 6p - 4f^{13}6s\ ns.$

IV - 3 , 1 - Configuration $4f^{13}6s\ ns$ -

Elle comporte trois termes $^4F^0$, $^3F^0$, $^2F^0$, soit huit niveaux. Suivant l'hypothèse du couplage jj (admise par Lindenberger (6)) les huit niveaux se subdivisent en deux groupes de quatre : la séparation entre les niveaux d'un même groupe (de l'ordre de grandeur de la séparation $0 - 237 \text{ K}$ de Tm II) est beaucoup plus faible que la séparation entre les deux groupes (de l'ordre de grandeur de la séparation du doublet fondamental de Tm I, $8771,3 \text{ K}$). Il en résulte que l'ordre des niveaux de $4f^{13}6s\ ns$ doit être celui indiqué par la figure ci-contre.

IV - 3 , 2 - Raies $4f^{13}6s\ 6p - 4f^{13}6s\ ns.$

L'étude de la raie 6460\AA , de classe II, que nous avons complè-

tement résolue montre qu'elle fait intervenir un niveau inférieur ayant un écart hyperfin de $- 98 \text{ mK}$, un J de $7/2$.

Parmi les 17 niveaux pairs que nous avons déterminé, il s'en trouve un, $\sigma = 16742 \text{ K}$, ayant cette même structure et ce même J . Nous pouvons donc affirmer que la raie 6460 \AA ($\sigma = 15475 \text{ K}$) représente une transition entre un niveau impair situé à $16742 + 15475 = 32217 \text{ K}$ et le niveau pair $\sigma = 16742 \text{ K}$.

Il en est de même de la raie 6779 \AA , de classe II, bien résolue, dont l'étude montre que le niveau inférieur a une structure hyperfine de $- 104 \text{ mK}$, un J de $9/2$. Le niveau pair $\sigma = 17614 \text{ K}$ ayant cette même structure et ce même J , nous en déduisons avec certitude que la raie 6779 \AA ($\sigma = 14746 \text{ K}$) représente une transition entre un niveau impair situé à $17614 + 14746 = 32359 \text{ K}$ et le niveau pair $\sigma = 17614 \text{ K}$.

Les deux niveaux pairs, de J $9/2$ et $7/2$ que nous venons de définir se trouvant à 142 K l'un de l'autre (c'est de l'ordre de grandeur de la séparation $0 - 237$ de Tm II), l'ordre des J étant correct, la structure hyperfine étant relativement conséquente ($- 160$ et $- 82 \text{ mK}$), doivent appartenir au groupe inférieur de la configuration $4f^3 6s 7s$. Nous les identifions avec :

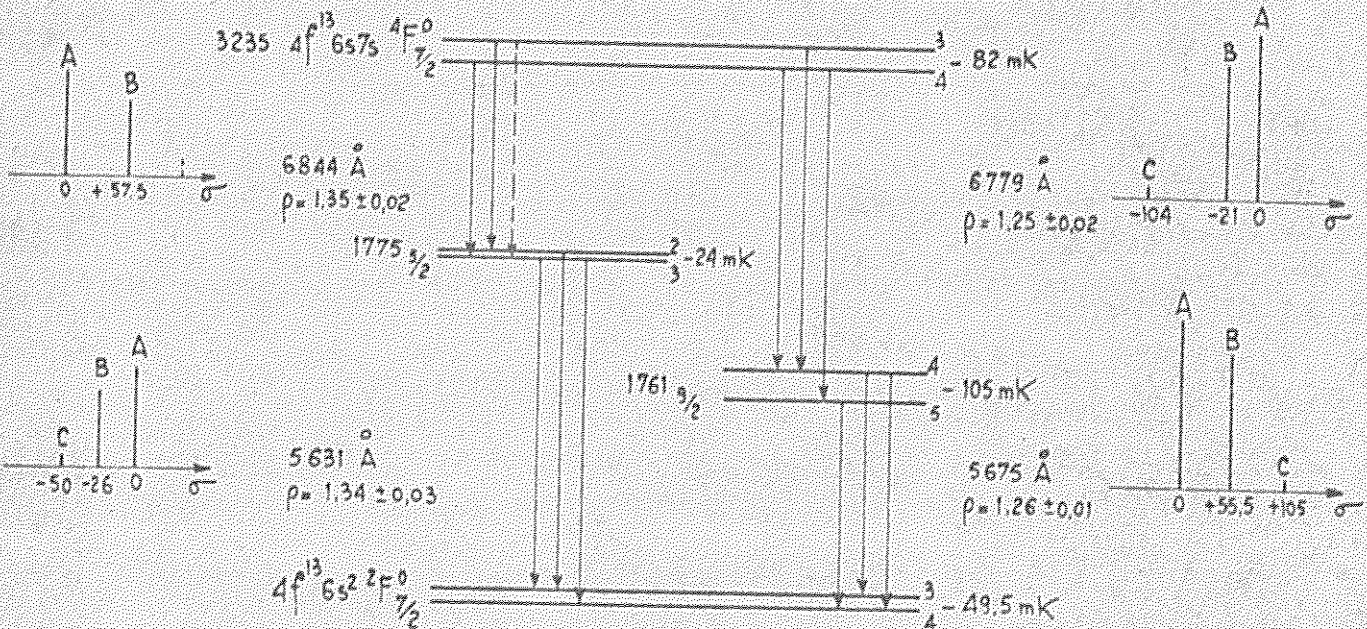
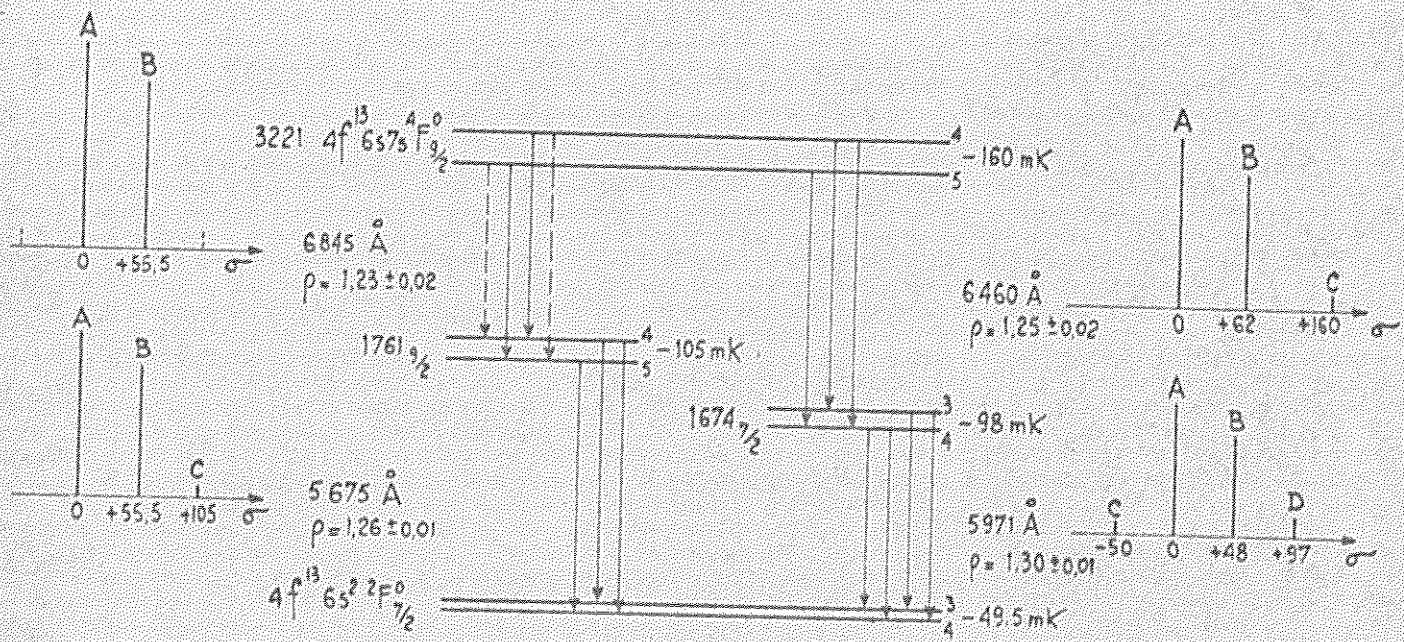


Nous avons ensuite cherché, parmi les raies du spectre, d'autres transitions entre ces deux niveaux et les 17 niveaux pairs précédemment définis, en faisant la somme deux à deux des nombres d'onde de tout le spectre : c'est ainsi que la somme $32217,1 \text{ K}$ apparaît cinq fois et la somme $32359,3 \text{ K}$ apparaît huit fois entre raies fondamentales et raies non classées, en général peu intenses.

226

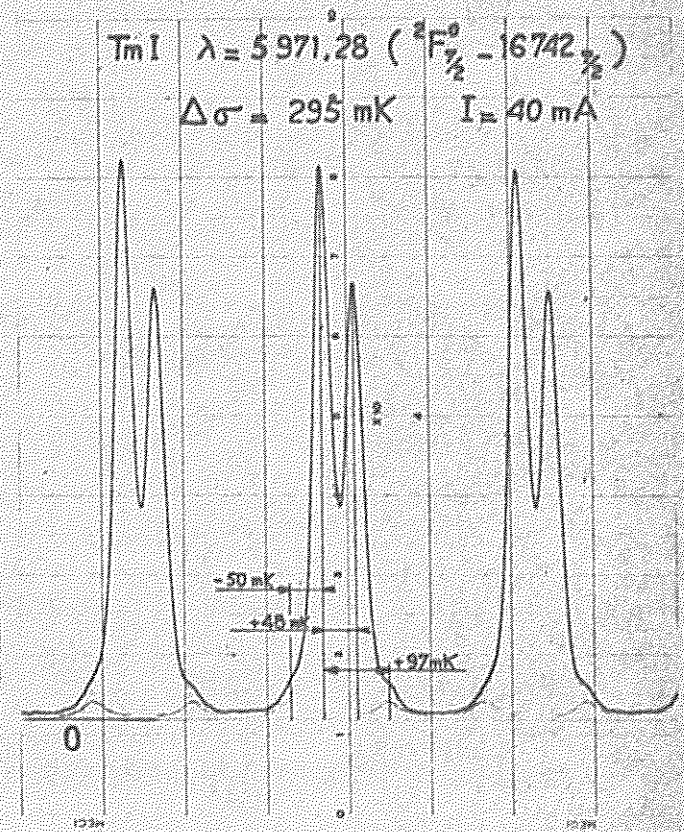
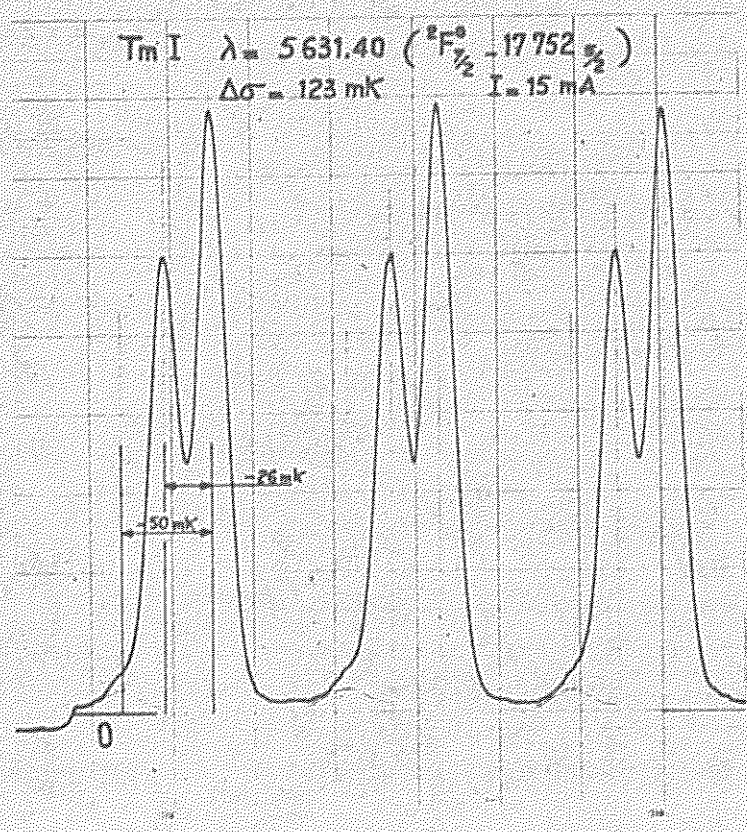
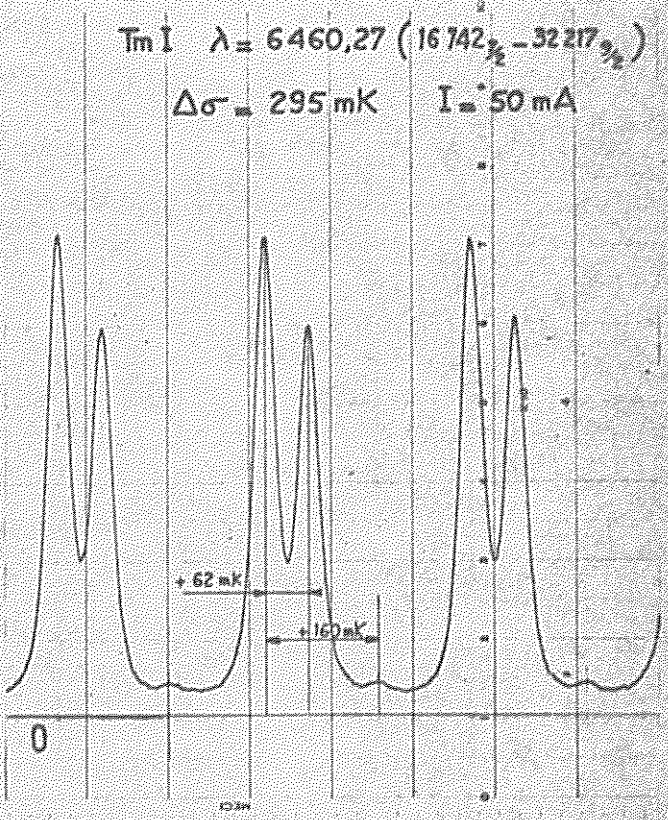
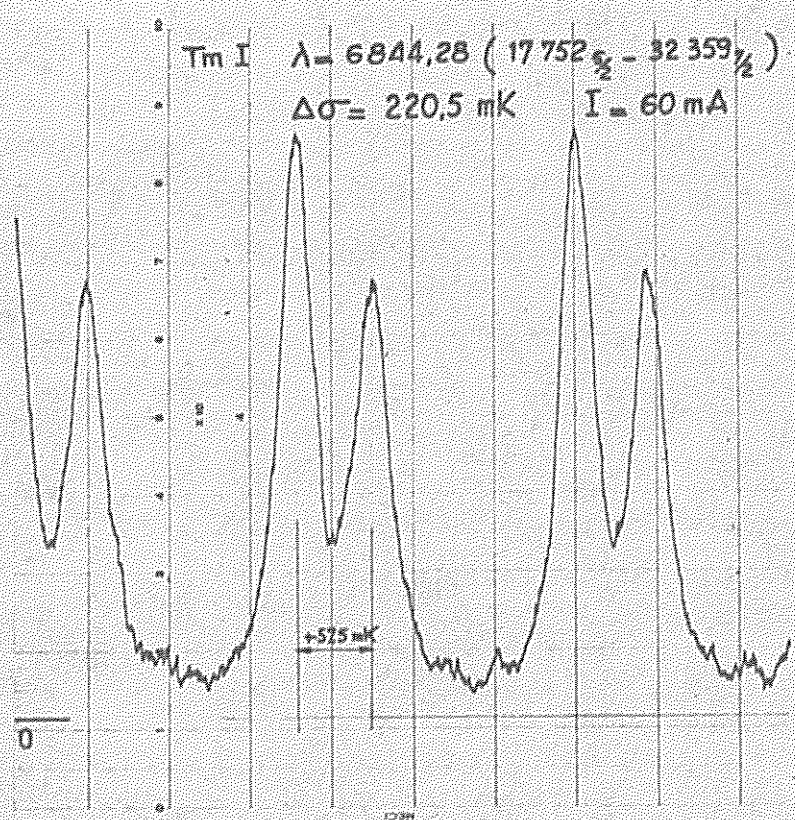
TABLEAU VI

- DÉTERMINATION DE $4f^{13}6s7s^4F_{9/2}^0$ ET $4F_{7/2}^0$ -



NB: Les composantes hyperfines indiquées en traits interrompus n'ont pas pu être observées

$$\rho = \frac{I(A)}{I(B)}$$



Il se trouve que nous avons pu mesurer la structure hyperfine de deux de ces raies : 6845\AA ($17614 - 32217$) et 6844\AA ($17753 - 32359$) ; nous pouvons en conséquence mesurer la structure hyperfine des deux niveaux impairs à partir de ces deux raies et donc la comparer avec celle mesurée à partir des deux raies précédentes 6460\AA ($16742 - 32217$) et 6779\AA ($17614 - 32259$) . Les schémas de niveaux que nous avons pu construire avec ces raies sont contenus dans le tableau VI ; on peut constater que les mesures de structure sont en accord à 1 mK près ; de même l'étude des rapports ρ permet la même conclusion quant aux valeurs de J .

IV - 3 , 3 - Recherche systématique des sommes -

Pour chercher d'autres niveaux du type $4f^{13}6s\ n s$, on a usé d'un procédé plus général : c'est ainsi que l'on peut faire les sommes deux à deux des nombres d'onde des raies du spectre ; si une somme apparaît trois ou quatre fois entre raies faisant intervenir le niveau fondamental et raies non classées, on peut penser que l'on a trouvé un niveau de la même parité que le niveau fondamental ; on cherche ensuite à vérifier cette hypothèse à l'aide de la structure hyperfine.

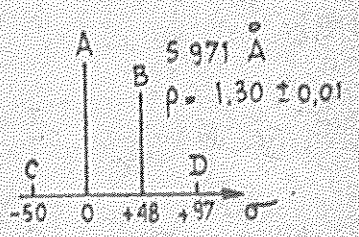
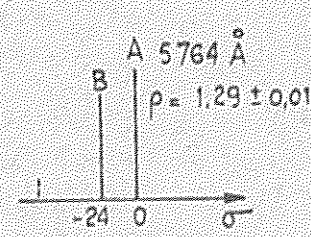
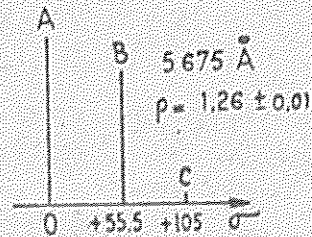
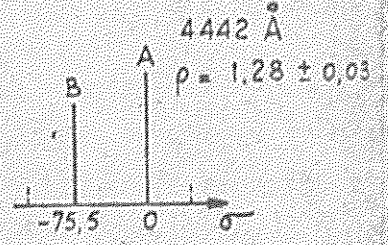
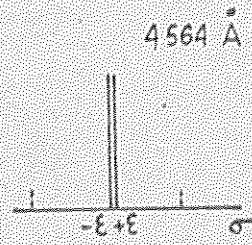
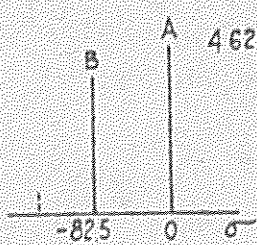
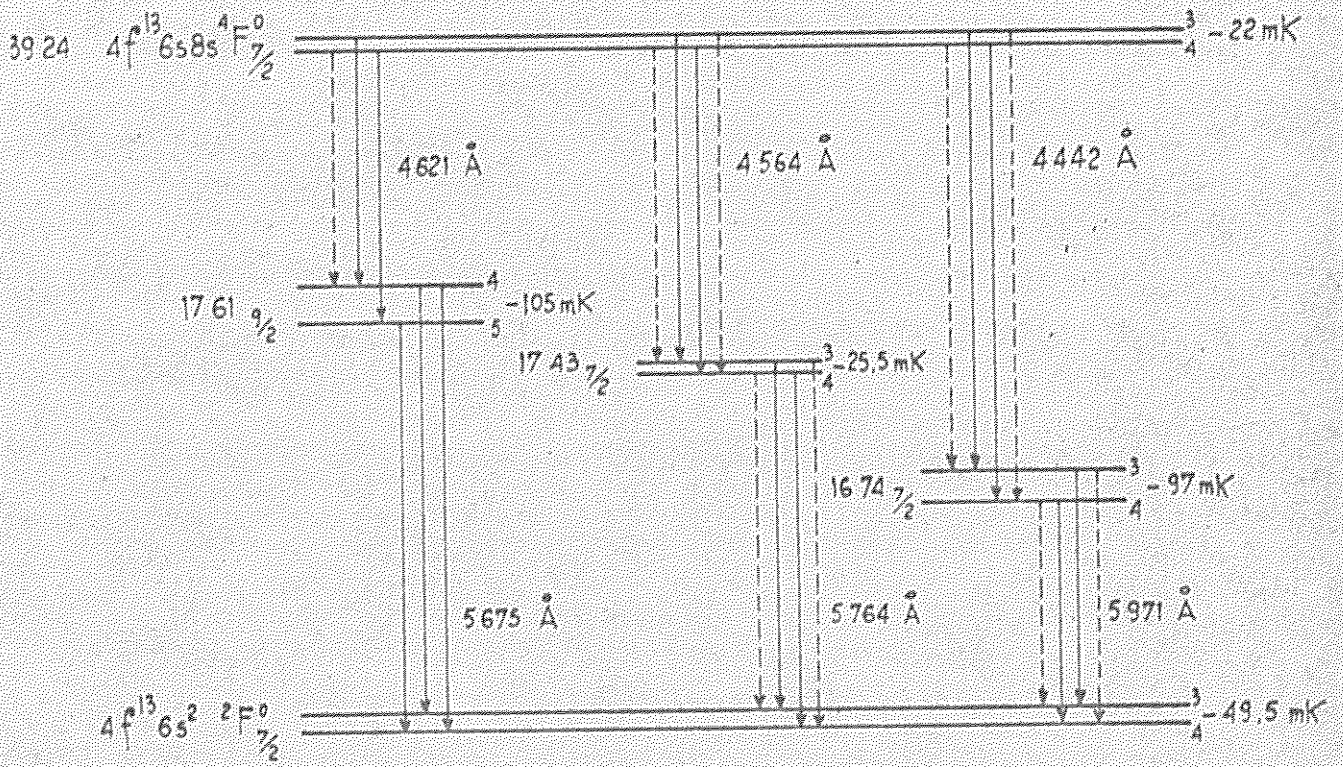
Les sommes de 250 raies d'arc ont été calculées à Saclay sur une machine électronique (I.B.M. 7090) grâce à l'obligeance de S.GERSTENKORN qui s'est beaucoup intéressé à notre problème .

(Que Mr DANDEU et Mme GUILLOT du Service de Calcul du C.E.A veuillent bien trouver ici l'expression de nos remerciements).

Nous avons pu en déduire l'existence de huit niveaux impairs appartenant soit à $4f^{13}6s\ 7s$ soit à $4f^{13}6s\ 8s$: tous sont définis à 0,05 K près par au moins trois raies .

TABLEAU VII

— DETERMINATION DE $4f^{13}6s8s^4F^0_{7/2}$ —



NB : Les composantes hyperfines indiquées en traits interrompus n'ont pas pu être observées

$$\rho = \frac{I_{(A)}}{I_{(B)}}$$

$4f^{13}6s7s$ - La somme 32479,3 K apparaît six fois entre raies fondamentales (les mêmes que celles qui ont défini les deux niveaux déjà connus de $4f^{13}6s7s$) et raies non classées, peu intenses. Nous pouvons calculer la valeur de la structure hyperfine et la valeur de J , $5/2$, de ce niveau à l'aide de la raie 6604 Å de classe II; il se place à 119 K au dessus du niveau $4f^{13}6s7s \ ^4F_{7/2}^o$ et nous pouvons l'identifier avec le niveau



de la configuration.

Un niveau isolé de $J \ 7/2$ se place à $\sigma = 40764$ K . Il est situé à 8500 K environ au dessus du groupe inférieur de la configuration ; compte tenu du tassement général des niveaux vers le haut, nous pensons qu'il appartient au groupe supérieur de la configuration et l'identifions en conséquence avec



$4f^{13}6s8s$ - Six niveaux se placent à $\sigma = 39089, 39220, 39244, 39277, 39362, 39742$ K ; le J et la structure hyperfine de ces niveaux sont en général mal définis et leur existence est encore problématique. Seul le niveau $\sigma = 39244$ K, de $J \ 7/2$ est bien déterminé car nous pouvons calculer la structure hyperfine et la valeur de J à l'aide de trois raies selon le schéma de niveaux donné dans le tableau VII.

Les niveaux $\sigma = 39089, 39244, 39277$ K, de $J \ 9/2, 7/2, 5/2$ se placent à 7000 K environ au dessus du groupe inférieur de la configuration $4f^{13}6s7s$. Etant donné que l'ordre des J est correct, nous les identifions avec les niveaux



appartenant au groupe inférieur de la configuration $4f^{13}6s8s$ et il est bien entendu que le seul qui soit parfaitement déterminé

est le niveau ${}^4F_{7/2}^0$.

ENERGIE, STRUCTURE, VALEUR DE J des niveaux du type $4f^{13}6s$ ns sont données dans le tableau VIII avec leur identification éventuelle.

IV - 4 - Raies du type B : $4f^{13}5d6s - 4f^{13}5d6p$.

Bien qu'aucune raie de ce type n'ait pu être classée, nous pensons qu'une dizaine de raies analysées, de classe de température II ou III, dont la structure est grande et qui font apparaître des valeurs élevées pour J en font partie : nous les notons dans les tableaux III et IX sous la forme :

$4f^{13}5d6s - 4f^{13}5d6p$.

C'est le cas notamment de la raie 5566 \AA , de classe II, beaucoup plus intense que prévu : la structure hyperfine présente trois composantes largement séparées, le rapport $\rho = 1,15$ conduit à penser que l'on a affaire à une transition du type $11/2 - 13/2$. Il est probable que cette raie aboutit au niveau $4f^{13}5d6s {}^4H_{13/2}^0$.

L'étude systématique des différences deux à deux entre les 250 nombres d'onde choisis, également calculées à Saclay, n'a pas permis d'identifier d'autres niveaux.

En conclusion on trouvera dans le tableau IX la liste de longueur d'onde de Kessler, les nombres d'onde correspondants (18) l'intensité relative, la classe de température et la classification éventuelle par Meggers (M) ou par nous (Bellevue).

On trouvera également à la fin de ce chapitre un schéma de niveaux : il représente uniquement les niveaux et les raies

25a

TABLEAU VIII - NIVEAUX DETERMINES A BELLEVUE -

σ en K	δW en mK	J	classification	
0	- 49,5 \pm 1	7/2	$4f^{13} 6s^2 {}^2 P_{7/2}^0$	
8771,3	- 70 \pm 2	5/2	$4f^{13} 6s^2 {}^2 P_{5/2}^0$	
16742,3	- 98 \pm 2	7/2	$4f^{13} 6s 6p$	
16956,9	- 63 \pm 2	7/2		
17343,3	- 25,5 \pm 2	7/2		
17613,6	-105 \pm 1	9/2		
17752,6	- 24 \pm 2	5/2		
18837,4	- 67,5 \pm 1	9/2		
19548,7	- 6 \pm 2	5/2		
19753,8	- 66,5 \pm 2	7/2		
21120,8	- 51,5 \pm 3	7/2		
21161,4	- 47 \pm 3	5/2		
21737,7	- 54 \pm 3	9/2		
22791,2	- 72 \pm 2	7/2		$4f^{13} 5d 6p$
22929,7	- 47 \pm 3	5/2		
23781,7	- 51 \pm 3	9/2		
23873,2	- 52 \pm 3	7/2		
24348,7	- 58 \pm 4	9/2		
24418,0	- 59 \pm 4	5/2		
32217,1	-160 \pm 2	9/2	$4f^{13} 6s 7s {}^4 F_{3/2}^0$	
32359,3	- 82 \pm 2	7/2	$4f^{13} 6s 7s {}^4 F_{7/2}^0$	
32479,3	+ 34,5 \pm 2	5/2	$4f^{13} 6s 7s {}^4 F_{5/2}^0$	
39089,5	\sim -135	9/2	$4f^{13} 6s 3s {}^4 F_{3/2}^0$	
39220,0	\sim -100			
39244,5	- 22 \pm 2	7/2	$4f^{13} 6s 8s {}^4 F_{7/2}^0$	
39277,0		5/2	$4f^{13} 6s 8s {}^4 F_{5/2}^0$	
39362,6	\sim -100	9/2		
39742,0				
40763,9	\sim -100	7/2	$4f^{13} 6s 7s {}^2 F_{7/2}^0$	

classées à Bellevue ; toutefois les niveaux déterminés par Meggers, et qui donnent des transitions avec des niveaux déterminés à Bellevue ont été représentés en traits interrompus.

TABLEAU IX

λ en Å	σ en K	class Temp	I	- classification -	λ en Å	σ en K	class Temp	I	- classification -
2513 77	39768 91		10d		3368 60	29677 40	IV	12	
2527 03	39560 25		14		3372 78	29640 62		8	
2596 49	38502 02		19h		3380 53	29572 67	IV	16	
2601 08	38434 08		12		3385 09	29532 83	III	d	
2616 99	38200 43		4		3393 19	29462 34	III	16	
2654 16	35026 29		20	0 - 35026	3397 97	29421 76	IV	6	
2664 75	34096 51		3		3410 05	29316 67	II	80	0 - 29317
2914 83	34297 28		17	0 - 34297	3412 59	29294 85	III	32	0 - 29295
2931 09	34107 01		4		3416 59	29260 56	II	32	0 - 29261
2932 96	34085 28		8	0 - 34085	3421 80	29216 01	IV	16	
2973 22	33623 75		50	0 - 33624	3424 50	29192 97	IV	6	
3046 87	32811 02			0 - 32811	3429 33	29151 86	IV	32	0 - 29152
3081 12	32446 31		IV 34	0 - 32446	3435 35	29100 77	III	18	
3107 15	32174 50			0 - 32174	3443 00	29036 12	IV	16	
3122 53	32016 03		IV 14	-	3444 16	29026 34	IV	8	
3172 66	31510 18		III 42	0 - 31510	3446 55	29006 21	IV	8	
3180 56	31431 91		III 14	0 - 31432	3447 35	28999 48	III	d	
3233 75	30914 93		IV 7	0 - 30915	3453 02	28951 86		8h	
3264 09	30627 58		30		3456 36	28923 89	IV	5	
3299 11	30302 48		III	0 - 30302	3458 55	28905 57		13	
3349 99	29842 25		III 22	0 - 29842	3467 51	28850 88	III	20	

λ en A	σ en K	class temp	I	- classification -	λ en A	σ en K	class temp	I	- classification -
3476 69	28754 76	III	32		3569 80	28004 78	III	12	
3480 98	28719 32	III	32		3575 29	27961 78	III	8	
3487 38	28666 62	III	40	M	3583 43	27898 26		8	
3489 52	28649 04		12		3586 07	27877 72	III	26	
3491 72	28630 99	IV	5		3590 73	27841 54	III	12	
3499 95	28563 66	III	32	M	3598 62	27780 50	III	16	
3503 36	28535 86	IV	12		3624 20	27584 43	III	7	M
3514 12	28448 48	II	8	M	3638 41	27476 70	III	32	M
3514 86	28442 50		8		3642 94	27442 54	III	7	
3517 60	28420 35	III	24	M	3646 70	27414 24	III	15	M
3517 72	28419 38	IV	13		3717 92	26889 11	I	650	M
3525 03	28360 44	IV	8		3744 07	26701 31	I	420	M
3525 28	28358 43	IV	6		3751 81	26646 22	I	140	M
3537 91	28257 20	III	40		3781 15	26439 47	II	7	M
3542 08	28223 93	IV	5		3787 01	26398 56	IV	4	
3551 68	28147 65	IV	8		3798 54	26318 43	II	65	
3555 81	28114 88	III	20		3802 07	26293 99		6	
3556 58	28108 87	III	8		3807 72	26254 98	II	50	M
3557 34	28102 86	III	8		3821 62	26159 49		5	
3560 92	28074 61	III	32		3826 38	26126 95	II	24	M
3563 88	28051 32	II	48	M	3840 87	26028 38	IV	24	
3567 36	28023 93	II	40	M	3883 13	25745 12	I	500	M

25c

λ in A	σ in K	Class. Comp.	I	Classification	λ in A	σ in K	Class. Comp.	I	Classification
3687 35	25717 18	I	400	0 - 25717	N	4298 37	III	11	
3896 62	25655 99	II	32	0 - 25656	M	4318 40	III	7	17614 - 40764 B
3916 48	25525 93	II	260	8771 - 34297	M	4344 48	III	5	17753 - 40764 B
3949 28	25313 90	II	110	8771 - 34085	M	4346 48	III	5	
3976 58	25139 49		7			4359 93	I	200	0 - 22930 MB
4024 23	24842 45		16			4386 43	I	100	0 - 22791 MB
4044 47	24710 13	II	28	0 - 24718	M	4394 42	II	15	0 - 22750 M
4055 80	24649 03		6			4395 96	III	9	
4094 19	24417 96	I	750	0 - 24418	MB	4396 49	III	10	8771 - 31510 M
4105 34	24348 68	I	700	0 - 24349	MB	4399 73	III	4	
4107 93	24336 29		5			4411 70		6	8771 - 31432 M
4138 34	24157 47	II	80	0 - 24157	M	4442 74	III	6	16742 - 39244 B
4149 14	24094 59		9			4447 59	III	3,5	16742 - 39220 B
4150 11	24086 95		4			4454 04	III	9	
4158 60	24039 76	III	9	8771 - 32811	M	4459 98		6	
4170 45	23971 47	III	5			4503 67			
4187 62	23873 18	I	650	0 - 23873	MB	4519 61	III	11	
4203 73	23781 70	I	440	0 - 23782	MB	4532 15	III	6	
4206 00	23768 86	IV	16			4548 60	III	8	
4222 67	23675 03	II	28	8771 - 32446	M	4564 69	III	6	17343 - 39244 B
4268 56	23420 51		5	17343 - 40764	B	4596 63	III	7	17614 - 39363 B
4271 71	23403 23	II	20	8771 - 32174	M	4599 02	I	20	0 - 21738 MB

26d

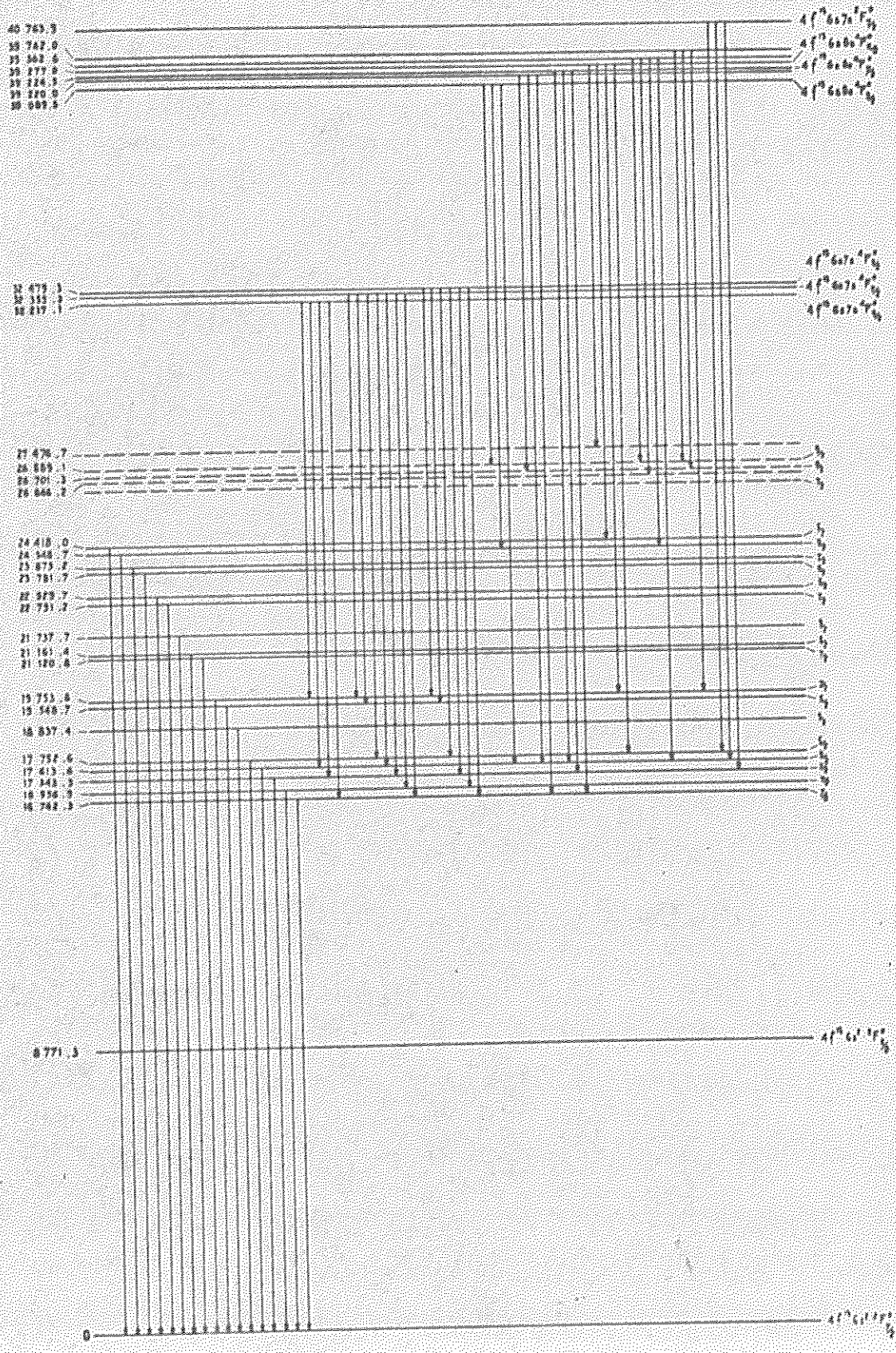
λ in Å	σ in K	class temp	I	— classification —	λ in Å	σ in K	class temp	I	— classification —
4604 86	21710 10		3		4891 59	20437 54	IV	2	
4613 98	21667 19		3,5		4909 74	20361 99	III	1,8	
4621 72	21630 91		3	17614 - 39244 B	4923 63	20303 73	III	4	
4626 97	21606 36	III	6	17614 - 39220 B	4957 18	20157 13	III	10	
4643 12	21531 21	II	7	8771 - 30302 K	4971 26	20110 01	III	2	
4644 58	21524 44		2,5	17753 - 39277 B	4978 90	20079 16	III	3,5	
4655 09	21475 85	III	9	17614 - 39089 B	5001 03	19990 30		2,5	
4675 10	21383 93	IV	2,5		5001 57	19938 15		2	19754 - 39742 B
4675 32	21382 92	III	6		5043 51	19821 93		1,6	
4681 92	21352 78	II	12		5045 41	19814 47		2,5	
4685 12	21333 20	III	5		5060 90	19753 81	I	11	0 - 19754 1B
4691 11	21310 94	II	9		5062 26	19748 51	II	2	
4724 26	21151 42	I	8	0 - 21161 1B	5065 87	19734 44	IV	2	
4733 34	21120 82	I	50	0 - 21121 1B	5066 68	19731 29	III	6	
4759 90	21002 97	III	5		5072 43	19708 91	IV	2	
4807 48	20795 11	III	2		5076 37	19693 63		2	
4808 68	20789 92	III	2,5		5077 20	19690 41	IV	2	
4813 50	20769 10		2,5		5085 10	19659 92		2,5	
4828 97	20702-56		2		5107 54	19573 44		3	
4835 76	20673 50	III	2,5		5113 99	19548 77	I	7	0 - 19549 1B
4851 75	20605 35		2a		5120 68	19523 22		1,6	19754 - 39277 B
4879 20	20489 44	IV	2		5182 68	19289 66		1,4	

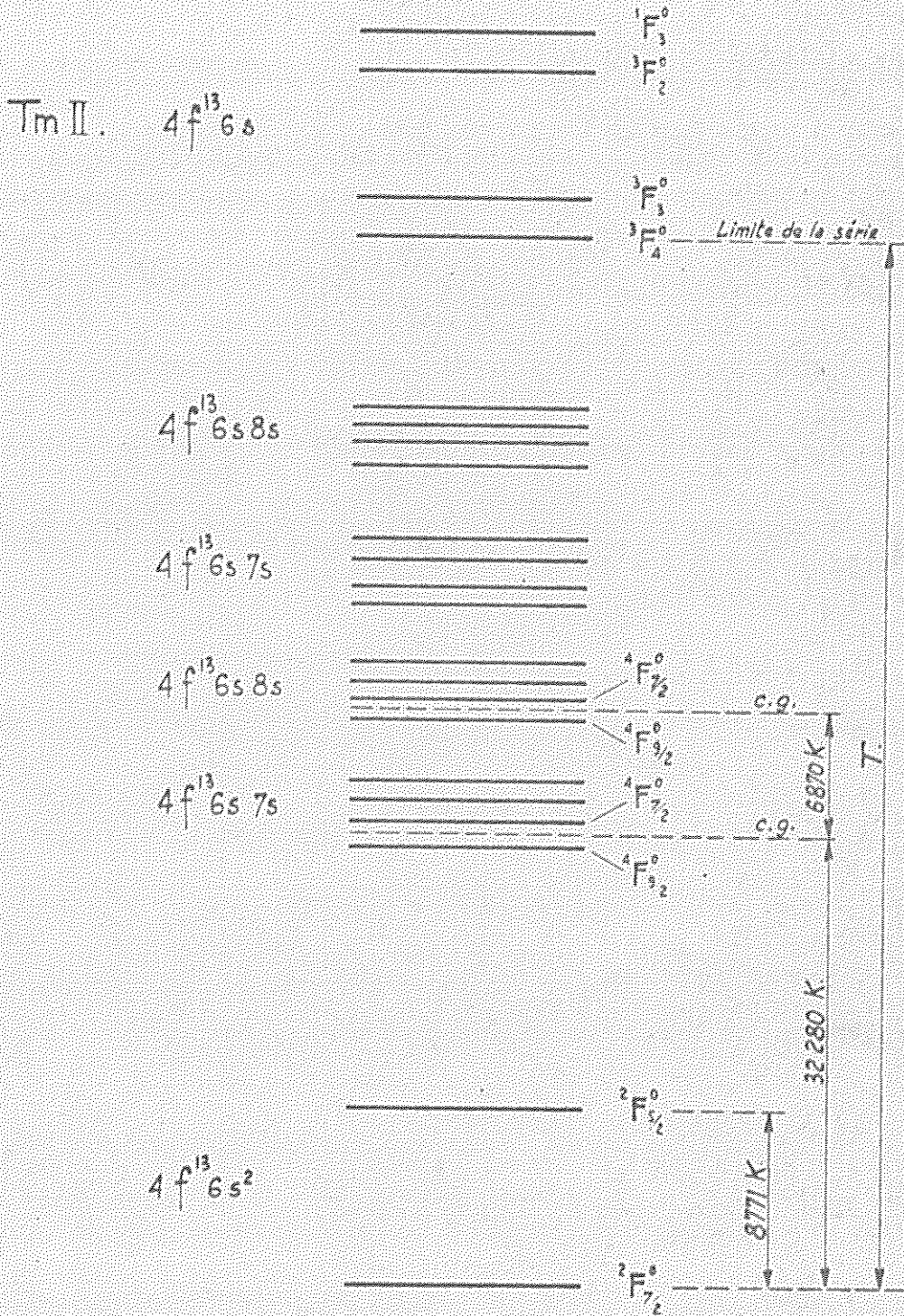
λ in Å	σ in K	Class Temp	I	Classification	λ in Å	σ in K	Class Temp	I	Classification
5185 25	19280 10	III	3	8771 - 28051 N	5758 02	17362 27	III	2	
5213 38	19176 07	III	6		5760 24	17355 65	II	4	8771 - 26127 N
5291 15	18894 23	IV	3		5764 30	17343 35	I	14	0 - 17343 MB
5294 32	18882 91		3		5784 44	17282 97	1,6		
5300 21	18861 93	III	2,5		5816 48	17187 76	IV	1	
5302 70	18853 07	IV	2,5		5895 65	16956 97	I	18	0 - 16957 MB
5307 12	18837 37	I	48	0 - 18837 MB	5899 47	16945 93	II	2,5	8771 - 25717 N
5338 92	18725 17	III	2,5		5901 58	16939 92	III	1,8	
5339 03	18724 79	III	2,5		5912 59	16908 38	V	0,6	
5402 24	18505 70		2		5920 85	16884 79	III		8771 - 25656 N
5464 15	18296 02		1		5931 72	16853 35	IV	0,8	
5528 32	18083 65		1,8		5935 90	16841 98	III	2	
5566 01	17961 20	II	2		5971 28	16742 19	I	10	0 - 16742 MB
5581 36	17911 81	IV	1,6		5975 03	16731 68	II	2	
5606 64	17831 04		1		5984 87	16704 17	III	0,8	
5631 40	17752 63	I	20	0 - 17753 MB	6025 45	16591 68	III	1,4	
5642 60	17717 41	II	3		6131 54	16304 60	III	1,2	
5645 40	17708 62	IV	2		6175 30	16189 07	III	1	
5658 30	17668 25	II	5	8771 - 26439 MB	6352 66	15737 09	III	2	16742 - 32479 B
5675 85	17613 61	I	38	0 - 17614 MB	6401 45	15617 14	III	1,6	16742 - 32359 B
5683 60	17589 60	III	1		6440 55	15522 33	III	1	16956 - 32479 B
5715 79	17490 53	III	1,6		6460 27	15474 95	II	15	16742 - 32217 B

λ enÅ	σ enK	class temp	I	— classification —	λ enÅ	σ enK	class temp	I	— classification —
6490 72	15402 36	III	1	16956 - 32359 B	6845 77	14603 53	III	9	17614 - 32217 B
6519 79	15333 68	IV	1		6854 16	14585 66		2	
6575 54	15203 68		0,6		6898 58	14491 74		0,9	
6604 97	15135 93	II	7	17343 - 32479 B	6915 87	14455 51		0,9	
6627 25	15085 05		0,6		6937 40	14410 65		1,4	
6657 73	15015 99	III	2,5	17343 - 32359 B	6949 55	14385 45		0,3	
6658 64	15013 94	IV	0,8	26349 - 39363 B	6976 71	14329 45		0,3	
6692 93	14937 02	III	1,2		7010 81	14259 75		0,7	
6721 37	14873 81	III	3,5	17343 - 32217 B	7014 33	14252 60		0,9	
6726 35	14862 80		1		7017 90	14245 35		1,4	
6728 01	14859 13		1	24418 - 39277 B	7029 38	14222 08		0,9	
6739 23	14834 40		2		7034 32	14212 10		1,8	
6767 50	14772 43		1		7056 44	14167 55		1,4	
6777 94	14749 67		1		7060 99	14158 42		0,7	8771 - 22930 M
6779 77	14745 69	II	12	17614 - 32359 B	7079 80	14120 80		0,9	
6782 01	14740 82	V	1,6	24349 - 39089 B	7106 14	14068 46		1,4	
6788 52	14726 69	IV	2	17753 - 32479 B	7130 73	14019 95		0,7	8771 - 22791 M
6820 27	14658 13		1,4		7231 32	13324 92		0,7	
6826 96	14643 77		1,6		7233 74	13820 30		0,8	
6829 14	14639 09		1,6		7257 71	13774 55		0,6	
6831 11	14634 87		2,5		7272 62	13746 41		2,5	
6844 28	14606 71	III	13	17753 - 32359 B	7284 31	13724 35		1,2	

269

λ in A	σ in K.	Classif. -	I	Classif. -	λ in A	σ in K.	Classif. -	I	Classif. -
			Classif.					Classif.	
7286 15	13720 89		1,6		7782 36	12846 04		1,8	
7310 51	13675 17		2		7795 66	12840 59	IV	1,2	
7336 73	13626 30		1,6		7803 93	12810 53	IV	2,5	19549 - 32359 B
7432 19	13451 28		2		7829 22	12769 15		0,6	
7434 51	13447 08		0,8		7856 10	12725 46	IV	6	19754 - 32479 B
7439 96	13437 23		0,7		7861 76	12716 30		0,5	26646 - 39363 B
7481 09	13363 36		IV 11		7918 10	12625 82		0,7	
7490 22	13347 07		IV 11		7927 52	12610 82		8	
7507 31	13316 68		1,4		7930 88	12605 47		16	19754 - 32359 B
7545 73	13243 79		2		7971 56	12541 15		0,9	
7558 35	13225 76		II 20		7985 94	12518 56		1,6	26701 - 39220 B
7580 61	13187 92		2,5		8014 79	12473 50		2	26889 - 39363 B
7593 74	13165 12		3		8017 92	12468 63	II	14	
7595 07	13162 81		2,5		8021 31	12463 36		0,5	19754 - 32217 B
7629 06	13102 79		0,7		8068 70	12390 16			8771 - 21161 M
7648 73	13070 38		0,7		8194 20	12200 40		2	25889 - 39089 B
7655 01	13059 75		2,5		8294 53	12052 83		0,8	
7660 32	13050 69		0,6		8365 74	11950 23		1	
7666 25	13040 60		1	26701 - 39742 B	8460 77	11816 01		1	
7676 04	13023 97		1,2		8472 02	11800 32		4	27477 - 39277 B
7701 46	12960 98		1,2		8546 09	11696 04		1	
7731 54	12930 48	III 12	12	19549 - 32479 B	8565 73	11671 22		1,6	
7778 29	12852 76		0,6	26889 - 39742 B					





— LIMITE DE LA SÉRIE CONSTRUITE SUR $4f^{13} 6s^2 2F_{7/2}^0$ —

V - POTENTIEL D'IONISATION DU THULIUM -

Le potentiel d'ionisation du Thulium est l'énergie qu'il faut fournir à un électron 6s pour lui faire quitter l'atome.

Il existe quatre séries de niveaux construites sur les niveaux $4f^{13}6s^2 \ ^2F_{7/2}^o$ et $4f^{13}6s^2 \ ^2F_{5/2}^o$, dont les limites sont les niveaux fondamentaux de Tm II, $^3F_4^o$ et $^3F_2^o$, $^3F_2^o$ et $^1F_3^o$. Pour calculer le potentiel d'ionisation, il suffit de s'intéresser à la première série qui se trouve être la mieux déterminée.

Les niveaux $\sigma = 32217$ et 32359 K que nous avons identifiés avec $4f^{13}6s7s \ ^4F_{3/2}^o$ et $^4F_{7/2}^o$ appartiennent à cette série, leur centre de gravité se trouve à 32280 K au dessus du niveau fondamental.

Il est plus difficile de définir les niveaux appartenant à $4f^{13}6s8s$ mais comme nous l'avons vu, il semble que les niveaux $\sigma = 39089$ et 39244 K soient identifiables avec les niveaux $4f^{13}6s8s \ ^4F_{9/2}^o$ et $^4F_{7/2}^o$, leur centre de gravité se trouve à 39150 K ; l'erreur faite sur la position du centre de gravité est alors certainement inférieure à 50 K.

D'après la formule de Rydberg, on a :

$$\frac{R}{n^{*2}(6s)} - \frac{R}{n^{*2}(7s)} = \Delta T_{6s-7s} = 32280 \text{ K} \quad (1)$$

$$\frac{R}{n^{*2}(7s)} - \frac{R}{n^{*2}(8s)} = \Delta T_{7s-8s} = 39150 - 32280 = 6870 \text{ K} \quad (2)$$

où n^* est le nombre quantique principal effectif de la configuration, que l'on ne connaît pas a priori. On a toutefois les relations suivantes entre ces nombres.

$$n^*(7s) = n^*(6s) + \Delta_1 + 1$$

$$n^*(8s) = n^*(7s) + \Delta_2 + 1$$

où les Δ sont les variations du défaut quantique.

Nous pouvons faire des hypothèses sur les valeurs de Δ_2 .

1° - Si nous admettons $\Delta_2 = 0$, la relation (2) est satisfaite pour les valeurs :

$$\begin{cases} n^*(7s) = 2,725 \\ n^*(8s) = 3,725 \end{cases}$$

on déduit alors $n^*(6s)$ de la relation (1) :

$$n^*(6s) = 1,527$$

ce qui indique une variation du défaut quantique de $-0,198$ entre $n^*(6s)$ et $n^*(7s)$.

La limite de la série est alors :

$$T = \frac{R}{n^*(6s)^2} = \frac{109,737}{(1,527)^2} = 47,058 \text{ K}$$

2° - Si nous admettons $\Delta_2 = 0,05$, la relation (2) est satisfaite pour les valeurs :

$$n^*(7s) = 2,756$$

$$n^*(8s) = 3,806$$

on déduit alors $n^*(6s)$ de la relation (1) :

$$n^*(6s) = 1,532$$

ce qui indique une variation du défaut quantique de $-0,224$ entre $n^*(6s)$ et $n^*(7s)$.

La limite de la série est alors :

$$T = \frac{R}{n^*(6s)^2} = \frac{109,737}{(1,532)^2} = 46,728 \text{ K}$$

Les deux valeurs de Δ_2 , 0 et 0,05 sont deux valeurs extrêmes ; nous pouvons donc assurer que la limite de la série est comprise entre les deux valeurs que nous venons de déterminer.

Le potentiel d'ionisation du Thulium a donc la valeur :

VI - MOMENT MAGNETIQUE NUCLEAIRE -

Le principe du calcul de μ , donc de g , est le suivant : par l'intermédiaire de l'écart hyperfin d'un niveau $\delta W = AI(2J + 1)$ on mesure le facteur d'intervalle A qui est relié à g , en fonction de données spectroscopiques. Parmi les niveaux dont nous avons déterminé la structure hyperfine, il s'en trouve deux, $4f^{13}6s^2 {}^2F_{7/2}^o$ et $4f^{13}6s7s {}^4F_{3/2}^o$ qui permettent un calcul facile de g .

VI - 1 - A partir de $4f^{13}6s^2 {}^2F_{7/2}^o$.

La structure est due à l'électron $4f$ et g , est donné en fonction de $a(f_{7/2})$, facteur d'intervalle de l'électron, par la relation :

$$a = \frac{R\alpha^2}{1836} g_i \frac{l(l+1)}{J(J+1)} F_r \left\langle \frac{a_0^3}{r^3} \right\rangle$$

$$\left\langle \frac{a_0^3}{r^3} \right\rangle = \frac{(Z - \sigma)^3}{n^3 l(l + \frac{1}{2})(l + 1)} \quad \text{et} \quad Z - \sigma = \left[\frac{\Delta W n^3 l(l + 1)}{R\alpha^2} \right]^{1/4}$$

Comme nous l'avons vu :

$$A({}^2F_{7/2}^o) = a(f_{7/2}) = \frac{\delta W_{{}^2F_{7/2}^o}}{4} = - 12,4 \text{ mK.}$$

F_r est le facteur de correction relativiste, peu différent de 1 pour les électrons $4f$.

a_0 est le rayon de la première orbite de Bohr.

r est le rayon orbital des électrons $4f$.

σ est la constante d'écran des électrons $4f$.

ΔW est l'écart du doublet fondamental du spectre : 3771 K.

Nous en déduisons :

$$Z - \sigma = 32,77$$

$$\left\langle \frac{a_0^3}{r^3} \right\rangle = 13,09$$

Nous obtenons donc par cette première méthode :

$$\underline{g_1 = -0,39} \quad \underline{\mu_1 = -0,195 \mu_N}$$

VI - 2 - A partir de $4f^{13} 6s 7s \ ^4F_{9/2}$.

La structure est due à trois électrons optiques. Entre A et les facteurs d'intervalle individuels des électrons, il existe la relation :

$$\frac{g}{2} A (\ ^4F_{9/2}) = \frac{7}{2} a(f_{7/2}) + \frac{1}{2} a(6s) + \frac{1}{2} a(7s) \quad (1)$$

Cette relation est obtenue par la méthode des sommes d'énergie (20) : elle est valable quel que soit le couplage puisqu'il n'y a qu'un seul niveau de J 9/2 dans la configuration. Dans l'équation (1), $A(\ ^4F_{9/2})$ est mesuré, nous pouvons prendre pour $a(f_{7/2})$ la même valeur que pour le niveau $4f^{13} 6s^2 \ ^4F_{9/2}$ et il existe une relation entre $a(6s)$ et $a(7s)$: nous pouvons donc calculer $a(6s)$ et appliquer la relation de FERMI-SEGRE-GOUDSMIT reliant $a(6s)$ et g_1 qui est alors la seule inconnue.

VI - 2, - 1 - Relation entre $a(6s)$ et $a(7s)$.

Elle est donnée par : (21)

$$\frac{a(7s)}{a(6s)} = \frac{n^*(6s)}{n^*(7s)} \cdot \frac{\frac{dn^*}{dn}(7s)}{\frac{dn^*}{dn}(6s)}$$

les $\frac{dn^*}{dn}$ sont donnés par la relation :

$$\frac{dn^*}{dn} = 1 - \frac{\frac{\Delta}{dT}}{\frac{\Delta}{dT} - \frac{n^*}{2T}}$$

n^* , Δ et T sont le nombre quantique effectif, sa variation et l'énergie du terme. Nous avons vu que pour calculer le potentiel d'ionisation, nous avons fait deux hypothèses sur les valeurs de Δ_1 .

A - $\Delta_1 = 0$.

On a alors :

$$\frac{dn^*}{dn}(7s) = 1$$

$$\frac{dn^*}{dn}(6s) = 1 - \frac{\frac{\Delta_1}{dT}}{\frac{\Delta_1}{dT} - \frac{n^*(6s)}{2T(6s)}}$$

avec les valeurs :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta_1 = \Delta_1 = 0,198 \\ dT = \Delta T_{6s-7s} = 32.280 \text{ K} \\ n^*(6s) = 1,527 \\ T(6s) = \frac{R}{(1,527)^2} = 47.058 \text{ K} \end{array} \right.$$

on en déduit : $\frac{dn^*}{dn}(6s) = 1,605$

et le rapport de $\alpha(6s)$ et $\alpha(7s)$ vaut :

$$\frac{\alpha(7s)}{\alpha(6s)} = \frac{(1,527)^3}{(2,725)^3} \frac{1}{1,605} = 0,109.$$

B - $\Delta_2 = 0,05$.

on a alors :

$$\frac{dn^*}{dn}(7s) = 1 - \frac{\frac{\Delta_2}{dT_2}}{\frac{\Delta_2}{dT_2} - \frac{n^*(7s)}{2T(7s)}}$$

$$\frac{dn^*}{dn}(6s) = 1 - \frac{\frac{\Delta_1}{dT_1}}{\frac{\Delta_1}{dT_1} - \frac{n^*(6s)}{2T(6s)}}$$

avec les valeurs :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta_2 = 0,05 \\ dT_2 = \Delta T_{7s-8s} = 6870 \text{ K} \\ n^*(7s) = 2,756 \\ T(7s) = \frac{R}{(2,756)^2} = 14.417 \text{ K} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \Delta_1 = 0,224 \\ dT_1 = \Delta T_{6s-7s} = 32.280 \text{ K} \\ n^*(6s) = 1,532 \\ T(6s) = \frac{R}{(1,532)^2} = 46.728 \text{ K} \end{array} \right.$$

on en déduit : $\frac{dn^*}{dn}(7s) = 1,083$ et $\frac{dn^*}{dn}(6s) = 1,734$.

et le rapport de $\alpha(6s)$ et $\alpha(7s)$ vaut :

$$\frac{\alpha(7s)}{\alpha(6s)} = \frac{(1,532)^3}{(2,756)^3} \frac{1,084}{1,734} = 0,109.$$

Ce rapport est donc identique pour les deux valeurs choisies pour Δ_2 (nous le prenons égal à 0,1) et nous pouvons calculer $\alpha(6s)$ par l'équation (1) :

$$\frac{9}{2} A({}^4F_{9/2}^o) = \frac{Z}{2} \alpha(f_{7/2}) + \frac{1}{2} 1,10 \alpha(6s)$$

avec les valeurs :

$$A({}^4F_{9/2}^o) = \frac{\delta W({}^4F_{9/2}^o)}{5} = - 32 \text{ mK.}$$

$$\alpha(f_{7/2}) = \frac{\delta W({}^2F_{7/2}^o)}{4} = - 12,4 \text{ mK.}$$

on en déduit la valeur de $\alpha(6s)$: $\alpha(6s) = - 181 \text{ mK}$

VI - 2 , 2 - Relation de Fermi-Segrè-Goudsmit :

Elle s'écrit : (20)

$$\alpha(6s) = \frac{8}{3} R\alpha^2 Z \cdot \frac{Z_a^2}{1836} \frac{\frac{dn^*}{dn}(6s)}{n^{*3}(6s)} \cdot Fr(j, Z) (1-\delta)(1-\epsilon) \cdot g_1.$$

Les valeurs des termes correctifs sont déduites des courbes de KOPFERMANN (20) .

Fr (j, Z) : Correction relativiste : 1,748 .

(1 - δ) : Correction de CRAWFORD-SCHAWLOW : 0,945 .

(1 - ϵ) : Correction de BOHR-WEISSKOPF : 0,985 .

$Z_a = 1$ pour l'atome neutre .

On peut calculer les deux valeurs de $\frac{dn^*}{dn}(6s)$ suivant les deux valeurs choisies pour Δ_2 :

$$\text{Pour } \Delta_2 = 0 \quad \left\| \begin{array}{l} n^*(6s) = 3,561 \\ \frac{dn^*}{dn}(6s) = 1,605 \end{array} \right.$$

- 34 -

Le rapport vaut : $\frac{\frac{dn^*}{dn}(6s)}{n^{*3}(6s)} = 0,453 .$

Pour $\Delta_2 = 0,05$ $\left\{ \begin{array}{l} n^{*3}(6s) = 3,599 . \\ \frac{dn^*}{dn}(6s) = 1,734 . \end{array} \right.$

Le rapport vaut : $\frac{\frac{dn^*}{dn}(6s)}{n^{*3}(6s)} = 0,482 .$

Nous prenons la moyenne des deux valeurs de $\frac{\frac{dn^*}{dn}(6s)}{n^{*3}(6s)}$, soit 0,467 pour calculer g_1 .

$$- 181 \cdot 10^3 = 5,84 \cdot 69 \cdot \frac{1}{1836} \cdot \frac{8}{3} \cdot 0,467 \cdot 1,748 \cdot 0,945 \cdot 0,985 g_1 .$$

Nous obtenons donc par cette deuxième méthode :

$$\underline{g_1 = - 0,41} \quad \underline{\mu_1 = - 0,205 \mu_N}$$

VI - 3 - Discussion -

Le signe du moment magnétique nucléaire ne fait pas de doute, étant donné le signe des écarts hyperfins des niveaux.

On peut comparer les deux valeurs de μ_1 à celles données par Lindenberger, par Cabezas et Lindgren .

Le premier donne :

$$\mu_1 = - 0,20_5 \pm 0,02 \mu_N .$$

en mesurant le facteur d'intervalle de plusieurs niveaux de Tm II et en utilisant les mêmes relations que nous .

Cabezas et Lindgren donnent :

$$\mu_1 = - 0,25 \pm 0,02 \mu_N .$$

Ils ont mesuré le facteur d'intervalle A^{170} du niveau fondamental de Tm 170 (de spin nucléaire $I = 1$) et calculé la valeur de $\left\langle \frac{d\sigma^3}{r^3} \right\rangle = 10,5$ à l'aide de fonctions d'onde non hydrogénéoïdes

obtenues par la méthode des champs " self - consistent " .
Ils en déduisent μ_i^{170} et μ_i^{145} .

Si nous employons cette valeur de $\langle \frac{d_0^2}{r^3} \rangle$ pour notre premier calcul de g_i , nous obtenons :

$$\mu_i = - 0,25 \mu_N$$

Il semble donc que tout dépende des fonctions d'onde utilisées et nous pouvons prendre, pour calculer g_i , la moyenne des deux valeurs de $\langle \frac{d_0^2}{r^3} \rangle$. On obtient ainsi :

$$\mu_i = - 0,225 \pm 0,025 \mu_N$$

Cette valeur est à rapprocher de celle publiée tout récemment par G.J.RITTER (22), qui donne :

$$\mu_i = - 0,223 \pm 0,003 \mu_N$$

La mesure ne fait pas intervenir de fonctions d'onde, elle est donc d'une précision supérieure à la nôtre.

La valeur de g_i calculée par la deuxième méthode est peu précise du fait des erreurs introduites par les expressions $\frac{dn^*}{dn}$ (65) et n^* (65). Elle est :

$$\mu_i = - 0,20 \pm 0,03 \mu_N$$

VII - CONCLUSION -

Il ressort de cette étude que, grâce à la puissance d'analyse du spectromètre Fabry-Perot, nous avons pu classer une partie du spectre du Thulium et en déduire une valeur du potentiel d'ionisation : la majeure partie de ces résultats a été publiée récemment (23) .

Pour aller plus loin dans la classification, il faudrait disposer d'une liste de longueurs d'onde plus complète et plus étendue vers l'infra-rouge ; l'analyse des structures hyperfines dans le rouge lointain et l'infra-rouge serait également d'un grand secours : la réalisation au Laboratoire de tubes sans électrode, excités en haute fréquence et très lumineux va permettre de résoudre ces deux problèmes.

Je voudrais pour terminer, exprimer toute ma gratitude à Monsieur le Professeur JACQUINOT, Directeur du Laboratoire Aimé-Cotton, qui m'a proposé cette étude.

C'est J. BLAISE, Maître de Recherches au C.N.R.S qui a dirigé ce travail : je tiens à lui exprimer mes plus sincères remerciements.

Enfin, je voudrais également remercier R. CHABBAL et S. GERSTENKORN pour les conseils et les encouragements qu'ils m'ont prodigués, ainsi que tout le personnel du Laboratoire et en particulier Y. BORDARIER qui a pris une part importante à la partie expérimentale de cette étude.

REFERENCES

- (1) SCHULER H. SCHMIDT TH. - Naturwiss. 22. 838 . (1934)
- (2) KING A. - Astrophysical Journal. 94. 226. (1941)
- (3) BOVEY L.F.H. GARTON W.R.S. - Proc.Phys.Soc. 67 A. 476. (1954)
- (4) MEGGERS W.F. - Review of Modern Physic. 14. 96. (1942)
- (5) CABEZAS A.Y. LINDGREN I. MARRUS R. - Physical Review. 122. 1796. (1961)
- (6) LINDENBERGER K.H. - Zeitschrift Fur Physik. 141.476. (1955)
- (7) CABEZAS A.Y. LINDGREN I. - Physical Review. 120.920. (1960)
- (8) ALLEN L. - United Kingdom Atomic Energy Authority.Research Group. Report AERE. R. 4029 (1962)
- (9) JACQUINOT P. DUPOUR CH. - J.Recherche C.N.R.S. 6. 91. (1948)
- (10) CHABBAL R. JACQUINOT P. - Revue d'Optique. 40. 4. (1961)
- (11) CONDON E.U. SHORTLEY G.H. - The Theory of Atomic Spectra. Cambridge United Press. (1935)
- (12) KUHN G.H. - Atomic Spectra. Longsmann.London (1962)
- (13) TOLANSKY S. - Hyperfine Structure In Line Spectra and Nuclear Spin. Methuen's Monograph.London (1948)
- (14) GIACOMO P. - Thèse.Revue d'optique. 35. 317. (1956)
- (15) BAUCKE J. - D.E.S. Paris. (1962)
- (16) JOURNEAUX R. - D.E.S. Paris. (1962)
- (17) MEGGERS W.F. CORLISS C.H. SCRIBNER B.F. - Tables of Spectral Lines Intensities.N.B.S. Monograph.32. 1. (1961)
- (18) TABLE OF WAVENUMBERS - N.B.S. Monograph.3. 1. (1960)
- (19) GERSTENKORN S. - Thèse (à paraitre) Paris. (1962)
- (20) KOPFERMANN H. - Nuclear Moments.Academic Press. INC.N.Y. (1958)
- (21) BLAISE J. CHANTREL H. - Journal de Physique et le Radium. 18. 193. (1957)
- (22) RITTER G.J. - Physical Review. 128.5. 2238. (1962)
- (23) BLAISE J. VETTER R. - Compte-rendus de l'Académie des Sciences (à paraitre)