

THESE

présentée à la

FACULTE DES SCIENCES DE

L'UNIVERSITE DE PARIS

pour obtenir le titre de

Docteur 3ème Cycle

SPECIALITE :
Physique Moléculaire

par

Claire AMEEDÉ-MANNHEIM

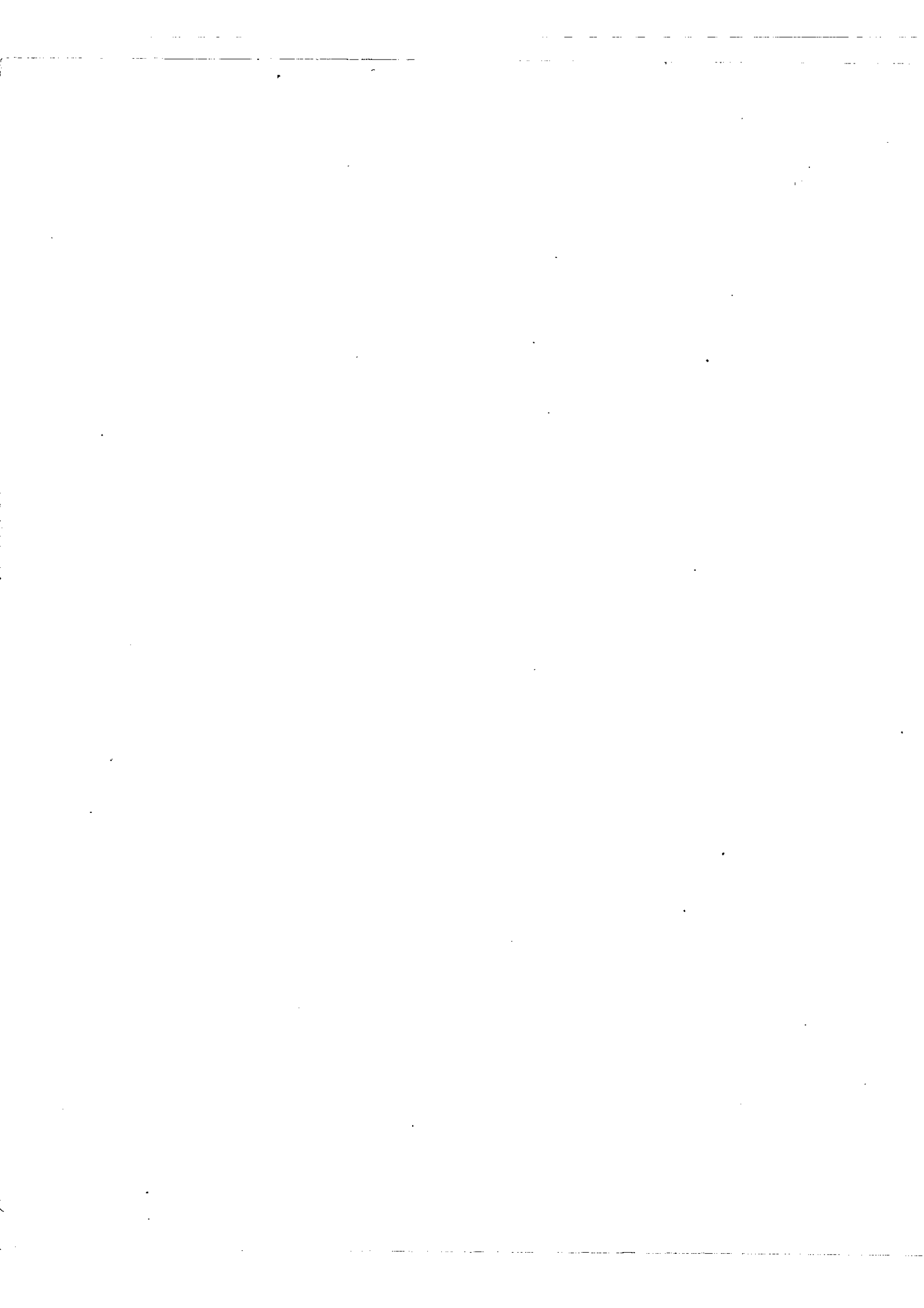
Etude de Structures Hyperfines dans le Spectre d'Arc du Terbium.

Soutenue le Décembre 1961 devant la Commission d'Examen.

MM. P. JACQUINOT Président

Y. BROCHARD Examineurs

R. LENNUIER



INTRODUCTION

La découverte de séries dans les spectres atomiques des premiers éléments, Hydrogène, Hélium, alcalins, a été effectuée de façon empirique et a pu être ensuite expliquée grâce à la théorie quantique et les premiers essais de description de structure de l'atome.

Le développement de théories et d'expériences s'est poursuivi parallèlement et le rôle de la spectroscopie fondamentale a été décisif pour les progrès de la physique moderne.

On aurait pu craindre que celle-ci ne dépasse complètement les moyens de la spectroscopie instrumentale. Il n'en a pas été ainsi car des appareils interférentiels ont été inventés pour résoudre les problèmes de plus en plus délicats de spectroscopie fondamentale auxquels il fallait répondre.

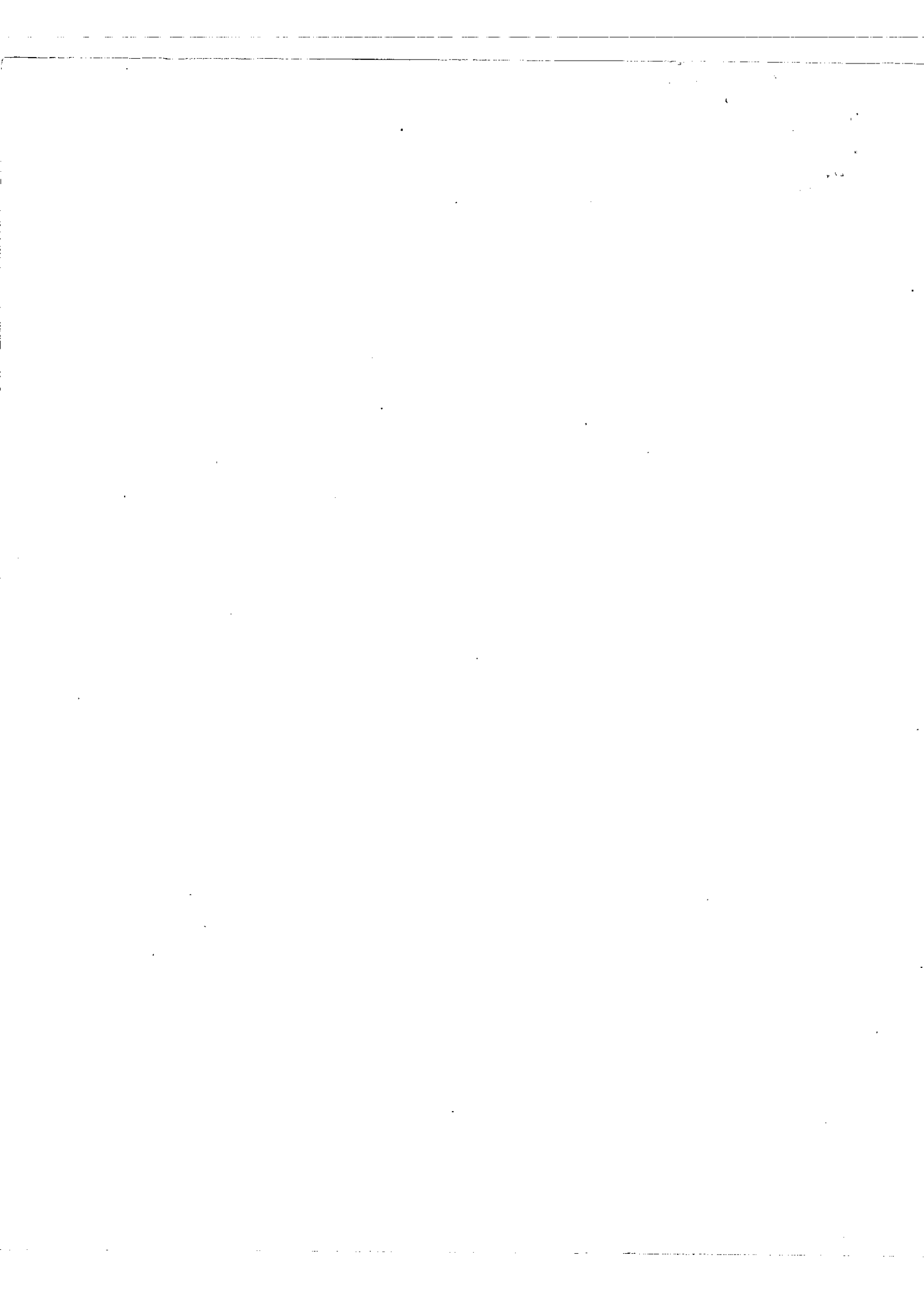
Un appareil spécialement conçu en fonction des exigences de la spectroscopie hyperfine a été imaginé en 1948 par P. Jacquinet et C. Dufour (1) : c'est le spectromètre Fabry-Perot photoélectrique basé sur le principe suivant, La bande passante d'un monochromateur à réseau traverse un étalon interférentiel Fabry-Perot; la longueur d'onde transmise par le Fabry-Perot dépend du chemin optique entre les lames semi-réfléchissantes et on fait varier la longueur d'onde transmise, par exemple, en modifiant la pression d'air entre les lames. Le centre des anneaux de l'étalon interférentiel est focalisé sur un photomultiplicateur et l'intensité reçue pour chaque longueur d'onde transmise est enregistrée par un potentiomètre électronique.

Le principe de ce montage a été décrit de façon très complète dans la thèse de R. Chabbal (2) qui a étudié les qualités de luminosité et de résolution que cet appareil associe.

De nombreux perfectionnements ont été apportés aux divers organes du montage par J. Brochard, R. Chabbal et P. Jacquinet (3), J. Blaise (4), H. Chantrel (5).

De nombreux efforts sont faits sans cesse pour améliorer son élément principal, le Fabry-Perot : amélioration des couches diélectriques semi-réfléchissantes; support des lames; balayage de pression; étude d'autres procédés de variation du chemin optique entre les lames.

Le nombre des études techniques consacrées à cet appareil est justifié par les qualités exceptionnelles qu'il présente pour le dosage isotopique dans l'industrie



ainsi que pour l'étude des nombreux problèmes que pose encore la spectroscopie atomique fondamentale. En effet on peut espérer que la spectroscopie hyperfine - dont l'étude ne peut être que difficilement abordée sans appareil interférentiel - permettra de résoudre certains de ces problèmes qui ont résisté à tous les autres procédés.

Déjà la thèse de H. Chantrel a été consacrée à l'étude de la structure hyperfine de ^3He et de la structure fine de ^4He ; celle de J. Blaise au déplacement isotopique dans les spectres du Mercure, du Plomb, de l'Osmium, du Néodyme et du Cadmium.

Par suite de l'intérêt des problèmes résolus avec les spectromètres Fabry-Perot photoélectriques, tout un programme de spectroscopie fondamentale a été établi et se trouve en cours de réalisation au laboratoire dirigé par M. le Professeur Jacquinet, parallèlement aux études instrumentales dont nous avons parlé. Les problèmes mis à l'étude peuvent être divisés en deux catégories :

1) - Amélioration de la classification de spectres complexes dont beaucoup de raies n'étaient pas encore classées : les études du Tungstène par G. Gluck, de l'Uranium par M. Diringer ont permis de rectifier certaines erreurs et de combler des lacunes dans la classification du spectre de ces éléments.

2) - Tentative de classification de spectres pour lesquels aucun résultat n'a encore été obtenu : dans cette catégorie, on trouve les spectres de quelques Terres Rares et de plusieurs Transuraniens. Tout récemment, S. Gerstenkorn a trouvé le multiplet fondamental du Plutonium.

Parmi les Terres Rares pour lesquelles le même travail reste à faire, on trouve en particulier le Terbium; en effet, S.P. Davis (6) écrivait fin 1959, après une étude de la décomposition par effet Zeeman et par structure hyperfine des raies



de cet élément, étude faite au moyen d'un réseau :

"Les séparations hyperfines forment une suite presque continue de valeurs, dans les limites des erreurs de mesure, rendant impossible toute analyse de niveau d'énergie atomique, quoique de larges écarts à la règle d'intervalle puissent être observés. Près de 90% des figures Zeeman ne sont pas résolues, mais les renseignements obtenus sont suffisants pour indiquer que la configuration électronique fondamentale du Terbium est encore douteuse. La mesure des intensités relatives pourrait aider à l'analyse des niveaux d'énergie atomique."

Il était donc intéressant d'inclure ce corps dans le programme d'ensemble du laboratoire et de voir si la précision des renseignements que nous pouvions obtenir, nous permettrait de faire mieux.

Un montage Fabry-Perot photoélectrique a donc été consacré à l'étude du Terbium; plus de 130 raies ont été enregistrées entre $\lambda = 3.880 \text{ \AA}$ et $\lambda = 5.900 \text{ \AA}$; 90 raies présentent un "flag-pattern" de décomposition due à la structure hyperfine. Certains de ces "flag-patterns" ont permis de calculer le nombre quantique J des électrons pour le niveau ayant donné lieu à cette décomposition.

Mais ces données n'ont pas suffi pour obtenir des résultats décisifs quant à la classification du spectre.

Plusieurs études du spectre du Terbium avaient été effectuées auparavant.



ETAT ACTUEL DES CONNAISSANCES SUR LE SPECTRE D'ARC DU TERBIUM

La série des Terres Rares commence au Lanthane, dont les électrons optiques sont deux électrons $6s$ et un électron $4f$. Cette série comprend 14 éléments qui correspondent à l'occupation progressive des 14 cases de la sous couche $4f$.

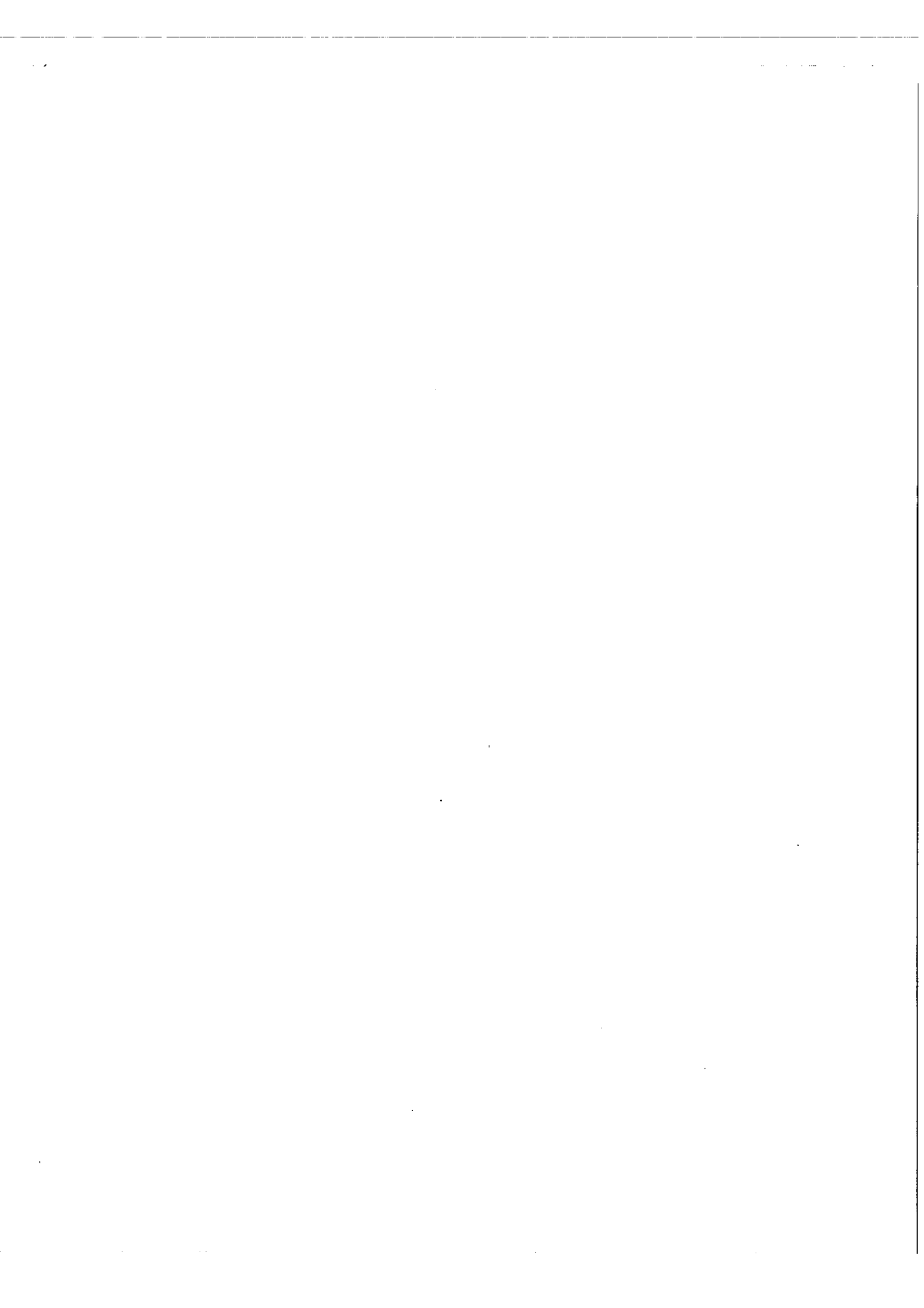
En fait, les électrons n'occupent pas les cases de cette sous-couche de façon parfaitement régulière; l'Europium, septième élément de la série, a bien 7 électrons $4f$; mais l'élément suivant, le Gadolinium, a aussi 7 électrons $4f$, l'électron supplémentaire étant placé sur la couche $5d$. Quant au Terbium qui vient juste après, on ne sait pas encore s'il a ou non un électron $5d$.

En 1947, Klinkenberg (7) a calculé les intervalles des multiplets fondamentaux correspondant aux configurations $4f^x 6s^2$ et $4f^{x-1} 5d 6s^2$ en utilisant les formules du couplage Russell-Saunders et en interpolant les valeurs des constantes grâce aux spectres déjà connus de certaines Terres Rares. Appliquant ces résultats au spectre d'arc du Terbium, il avait indiqué que les intervalles théoriques correspondant au multiplet $4f^8 5d 6s^2 H_{17/2}$ à $3/2$ pouvaient se retrouver avec un accord satisfaisant en utilisant la liste de longueurs d'onde donnée par King (8).

Mais cette liste de raies, établie en 1930, ne couvre qu'un domaine de longueurs d'onde allant de $\lambda = 3.850 \text{ \AA}$ à $\lambda = 4.696 \text{ \AA}$. De plus King indiquait que la décomposition de structure hyperfine donnait des "flag-patterns" ayant 2, 3, 4, ou 6 composants.

Or, dès 1934, Schüler (9) annonçait que le spin nucléaire I du Terbium est égal à $3/2$ car les raies dont il observait la décomposition présentaient toutes un "flag-pattern" à quatre composantes correspondant à la structure hyperfine d'un seul niveau de transition.

Parmi ces 15 "flag-patterns", Schüler en avait observé certains s'étalant sur plus de 1000 mK, mais ceux-là appartiennent probablement au spectre d'étincelle



du Terbium, car les raies d'arc - pratiquement seules excitées en cathode creuse - que nous avons étudiées, ont toutes des "flag-patterns" inférieurs à 600 mK en valeur absolue.

Cette valeur du spin nucléaire a été confirmée par Bleaney (10) qui a mesuré aussi le moment magnétique nucléaire $\mu = 1,52 \mu_N$ par une méthode très différente - résonance paramagnétique sur des cristaux.

Depuis la mise en route de ce travail, Davis (11) a publié la liste des raies qu'il a étudiées par effet Zeeman et dont il a mesuré la structure hyperfine. Ces raies se répartissent dans un domaine de longueur d'onde beaucoup plus vaste que le nôtre. Dans le domaine $\lambda = 3.880 \text{ \AA} - \lambda = 5.900 \text{ \AA}$ seulement, il a mesuré 150 raies dont 80 ont des "flag-patterns" supérieurs à 600 mK; parmi les 70 autres raies de cette région, une vingtaine ont pu être observées au cours de ce travail, mais nos résultats diffèrent sensiblement.

Pour pouvoir étudier le spectre du Terbium dans un domaine de longueurs d'onde plus vaste que celui de King, nous avons utilisé les listes suivantes :

Spektren der Seltenen Erden, Specola Vaticana (1945) de A. Gatterer et J. Junkes.

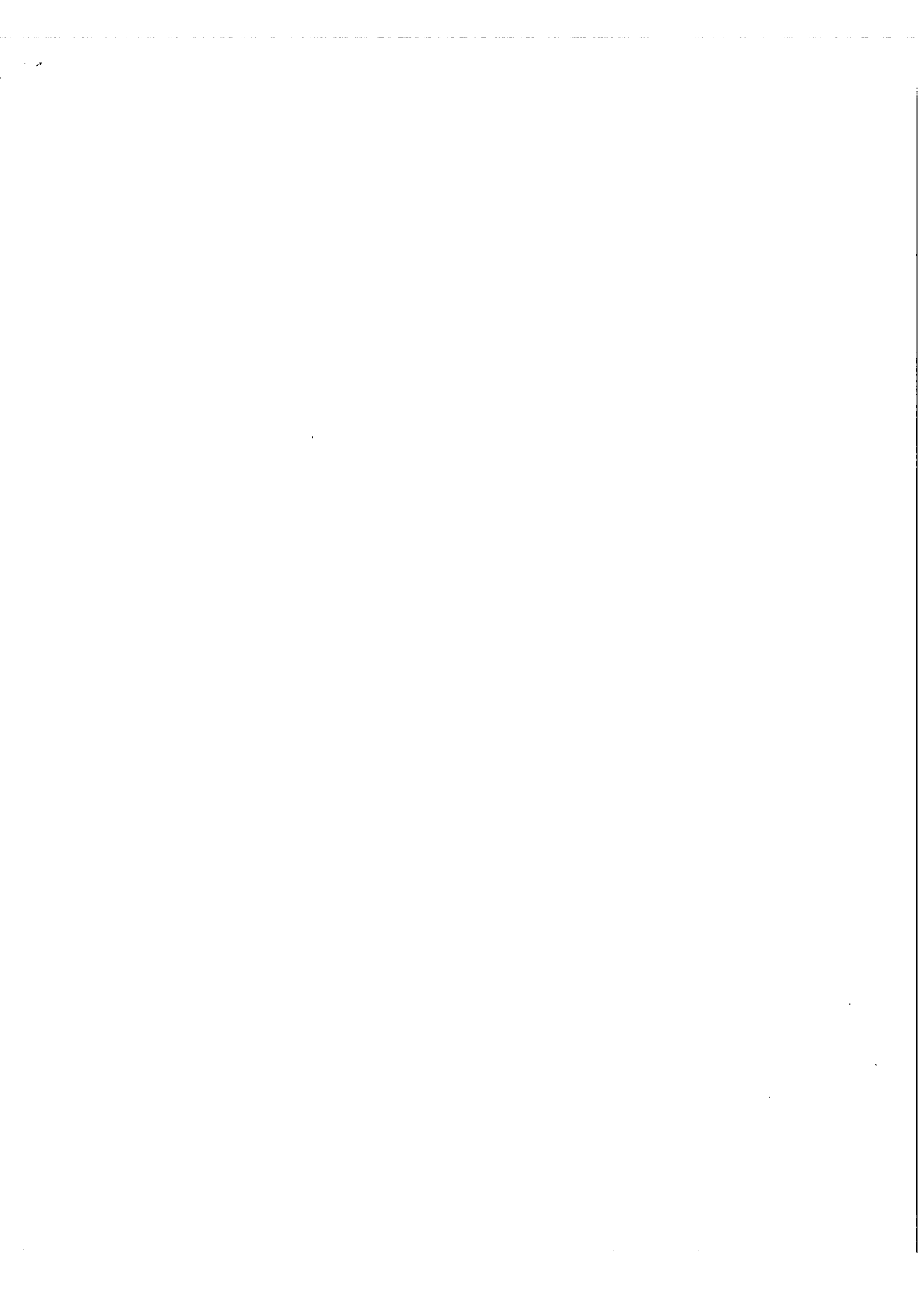
M. I. T. Wavelength Table de Harrison.

Wavelength Table of Rare Earth Elements and Associated Elements de J. A. Norris (Oak Ridge National Laboratory).

Malheureusement toutes ces listes contiennent de nombreuses erreurs ou omissions. De plus on trouve très souvent des écarts allant jusqu'à $0,1 \text{ \AA}$ entre les longueurs d'onde d'une même raie indiquée par plusieurs auteurs.

Cette erreur - qui correspond à une incertitude d'environ $0,5 \text{ cm}^{-1}$ - introduit une incertitude beaucoup trop grande pour le calcul des différences d'énergie et des niveaux.

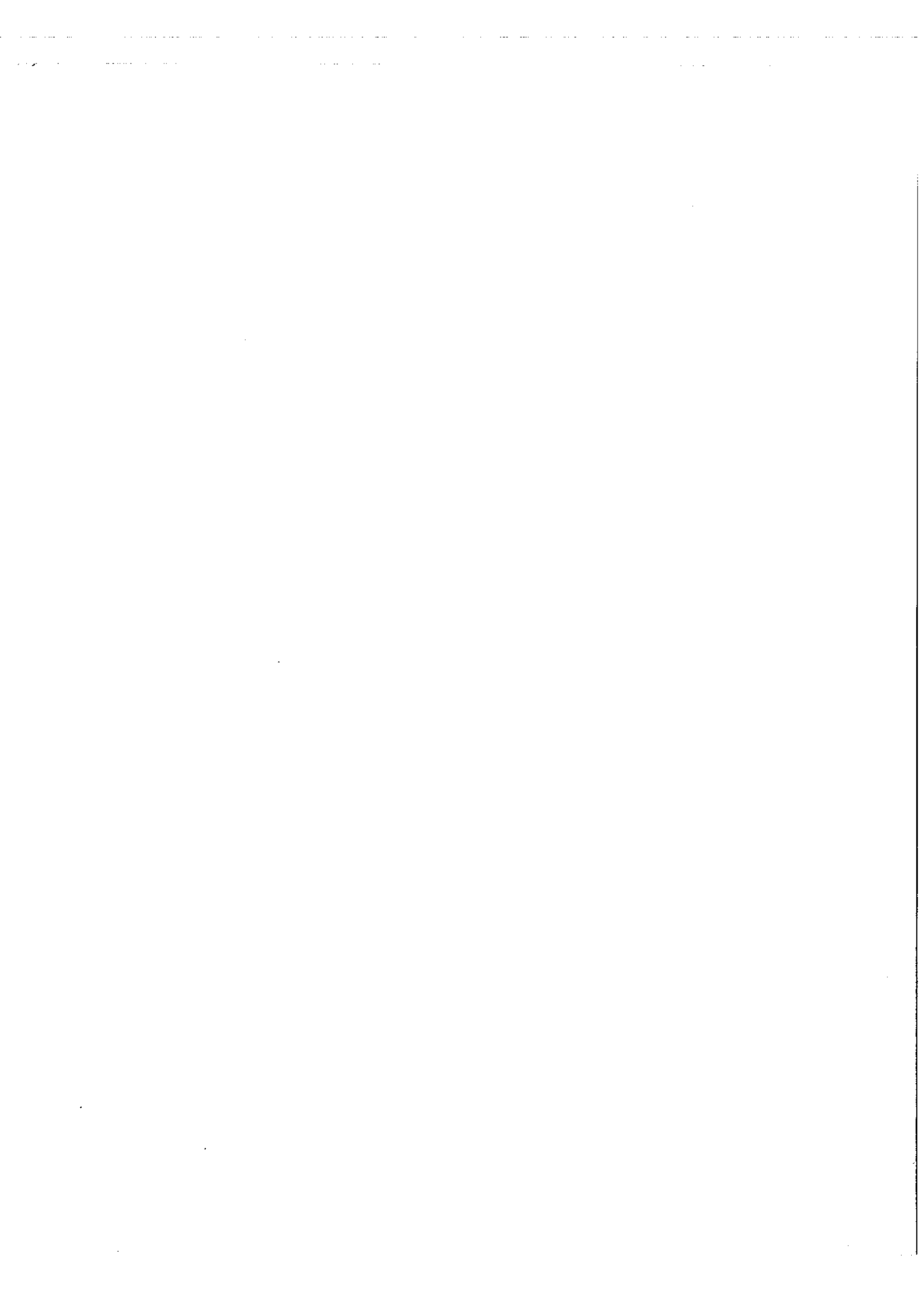
Malgré la présence d'un excellent réseau au Laboratoire Aimé Cotton, nous ne nous sommes pas occupés des mesures de longueur d'onde, car ce travail est actuel-



lement fait par Klinkenberg, qui dispose de moyens beaucoup plus rapides pour mesurer les plaques qu'il a prises avec le grand spectrographe à réseau d'Argonne National Laboratory.

Les deux études en cours - établissement d'une liste précise des raies, d'une part, mesure de J et de la structure hyperfine de certaines raies d'autre part - qui sont faites avec accord préalable, se compléteront fort utilement pour l'établissement de la classification du spectre d'arc du Terbium; mais nous ne pouvons pas nous risquer à tirer des conclusions de ce travail sans avoir à notre disposition les listes de Klinkenberg.

Afin d'expliquer comment nous pouvons mesurer J par la structure hyperfine, nous rappellerons l'origine de cette décomposition des raies.



FONDEMENTS THEORIQUES DE LA STRUCTURE HYPERFINE
ET INTERET POUR LA CLASSIFICATION D'UN SPECTRE

INTRODUCTION.

La décomposition d'une raie correspondant à une transition électronique déterminée est due à deux causes bien distinctes :

- l'effet isotopique, déplacement des raies correspondant aux divers isotopes.
- la structure hyperfine proprement dite, résultant de l'interaction du noyau avec le cortège électronique.

Ces deux effets peuvent donner de précieux renseignements pour la classification des spectres, mais il arrive aussi que l'observation de l'un d'eux soit gênée par l'autre.

Pour le spectre qui nous intéresse, ^{159}Tb étant le seul isotope stable existant, nous n'aurons de renseignements que par la structure hyperfine proprement dite.

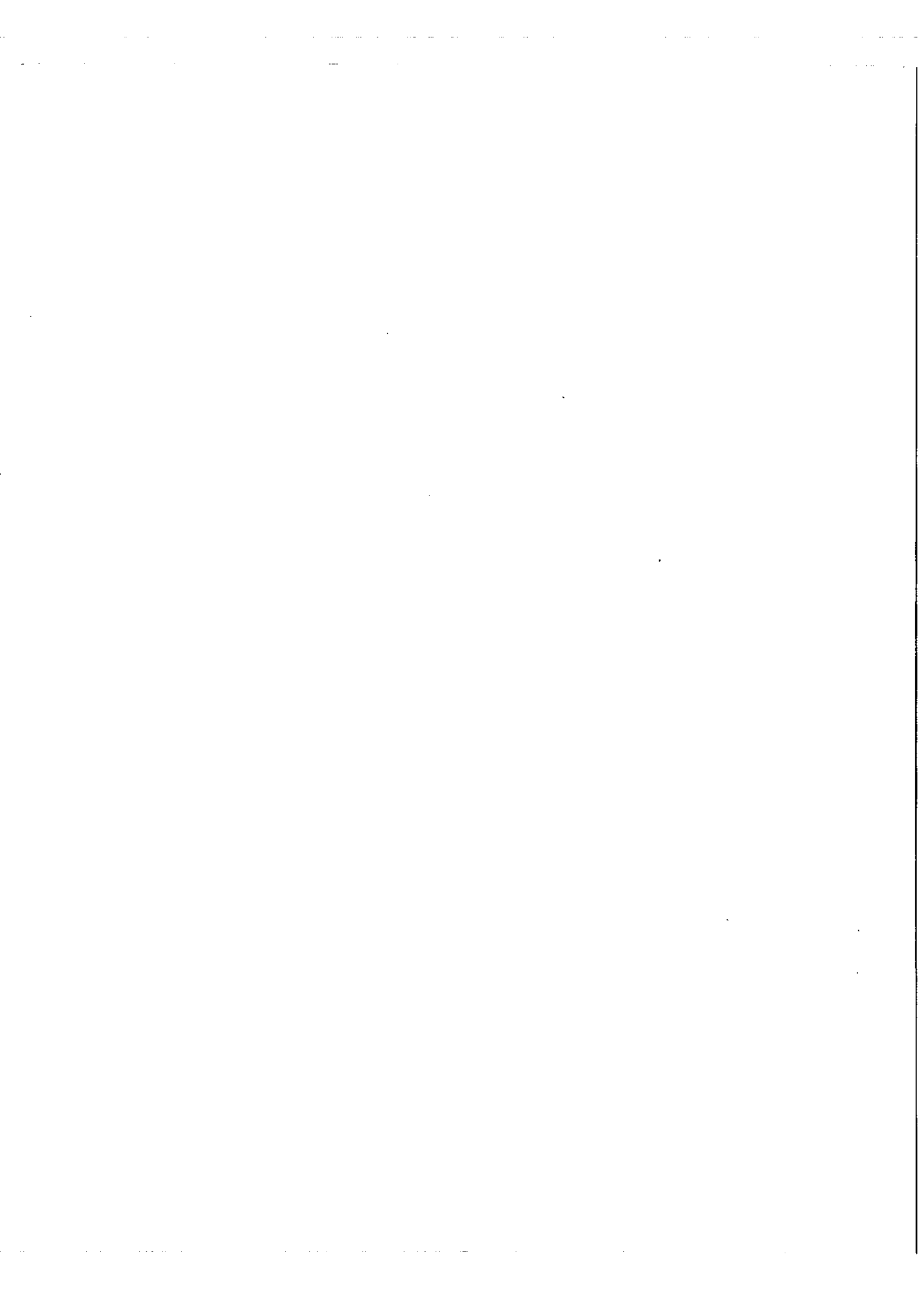
La théorie de la structure hyperfine est étudiée de façon très complète dans le traité "Moments Nucléaires" de Kopferman (12), et nous nous contenterons de rappeler très brièvement les principaux résultats que nous appliquerons à l'étude du Terbium.

MULTIPLLET DE STRUCTURE HYPERFINE.

La structure hyperfine est due à deux sortes d'interactions entre le noyau de Spin \vec{I} , et le cortège électronique de moment résultant \vec{J} , pour un niveau donné de structure fine :

- l'interaction magnétique dipolaire.
- l'interaction électrostatique quadrupolaire,

(les interactions d'ordre supérieur sont négligeables)



D'après le modèle vectoriel, \vec{T} et \vec{J} se couplent pour donner un moment résultant \vec{F} autour duquel ils précessionnent.

Un niveau de structure se décompose donc en $2I + 1$ niveaux hyperfins si $I \leq J$ ($2J + 1$, si $I \geq J$).

L'énergie totale d'un niveau hyperfin est donné par la formule :

$$W_F = W_J + \frac{AC}{2} + B \frac{(3/4)C(C+1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)}$$

- avec $C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$

- pour un multiplet hyperfin, F varie de $I + J$ à $|J - I|$

- et avec la signification suivante pour les trois termes :

1) - W_J représente l'énergie du terme de structure fine de nombre quantique J

2) - $\frac{AC}{2}$ est l'énergie d'interaction magnétique dipolaire où A est une constante appelée facteur d'intervalle, qui ne dépend que du niveau de structure fine considéré et est alors proportionnelle au champ magnétique produit par les électrons à l'endroit du noyau; il en résulte que :

- les couches et sous-couches complètes, ayant une densité de courant nulle, et, par conséquent, ne produisant aucun champ magnétique, donneront un facteur A nul.

- les champs magnétiques à l'endroit du noyau seront d'autant plus grands que les électrons qui les créent ont des orbites plus pénétrantes et plus proches du noyau.

Les structures hyperfines correspondant aux plus grandes valeurs du facteur A proviendront de configurations possédant un seul électron s .

Dans la formule, le terme représentant l'énergie d'interaction magnétique dipolaire permet de prévoir la structure du multiplet hyperfin par la règle d'intervalle : les rapports des intervalles de deux niveaux hyperfins successifs sont entre eux comme les plus grands des F des deux niveaux de chaque intervalle.



Lorsque l'on tient compte du terme quadrupolaire, la règle que nous venons d'énoncer n'est plus applicable car ce terme supplémentaire varie en grandeur et en signe pour chaque niveau hyperfin.

3) Le dernier terme de la formule, donné par Casimir pour de petites valeurs de I et de J , représente l'énergie d'interaction électrostatique quadrupolaire.

Le calcul de cette expression, dans laquelle B est la constante de couplage quadrupolaire, n'est possible que dans le cas où ni le niveau, ni la distribution de charge électronique n'admettent la symétrie sphérique.

Tous les électrons n'ont pas le même rôle ici car :

- les couches et les sous-couches complètes n'interviennent pas dans le calcul du moment quadrupolaire.

- dans les couches incomplètes, seuls les électrons de $j \geq 1$ interviendront dans le calcul de B (l'interaction électrostatique due aux électrons s ou $p_{1/2}$ produit un déplacement de structure fine en bloc, car ΔW ne dépend pas alors de l'orientation relative de I et de J . Ce déplacement n'est pas le même pour les différents isotopes d'un même élément. (Nous ne pourrions pas le constater ici puisque le Terbium ne possède qu'un isotope.)

Nous constatons donc que, parmi les électrons optiques, ceux qui jouent le plus grand rôle pour le couplage magnétique n'ont pas d'effet pour le couplage électrostatique, et inversement.

TRANSITIONS ENTRE NIVEAUX HYPERFINS

Entre les différents niveaux de deux multiplets hyperfins, on pourra observer des transitions qui suivront la règle de sélection: $\Delta F = \pm 1, 0$ avec $F = 0 \rightarrow F = 0$ interdite.

Les intensités des raies ainsi obtenues sont très différentes pour les diverses composantes et on peut les trouver dans des tables (14).



Dans les cas particuliers où un des deux niveaux de structure fine présente une décomposition négligeable par rapport à celle du second niveau, on observe directement le multiplet hyperfin correspondant au niveau qui se décompose. Dans ce cas, on peut obtenir directement des renseignements sur le niveau ayant donné lieu à cette décomposition.

DETERMINATION DE J PAR L'INTERMÉDIAIRE DE LA MESURE DE F.

Il est facile de déduire $J = F_{\max} - I$ pour un multiplet hyperfin lorsqu'on a mesuré les F de chaque niveau hyperfin. Pour cela on dispose de deux méthodes.

1 - Calcul de F par la mesure des intervalles hyperfins.

Cette méthode est très facile à appliquer lorsque le terme d'interaction quadrupolaire est négligeable et que l'on peut donc utiliser la règle d'intervalle :

$$W_{F_{\max}} - W_{F_{\max}-1} / W_{F_{\max}-1} - W_{F_{\max}-2} / \dots = F_{\max} / F_{\max}-1 / \dots$$

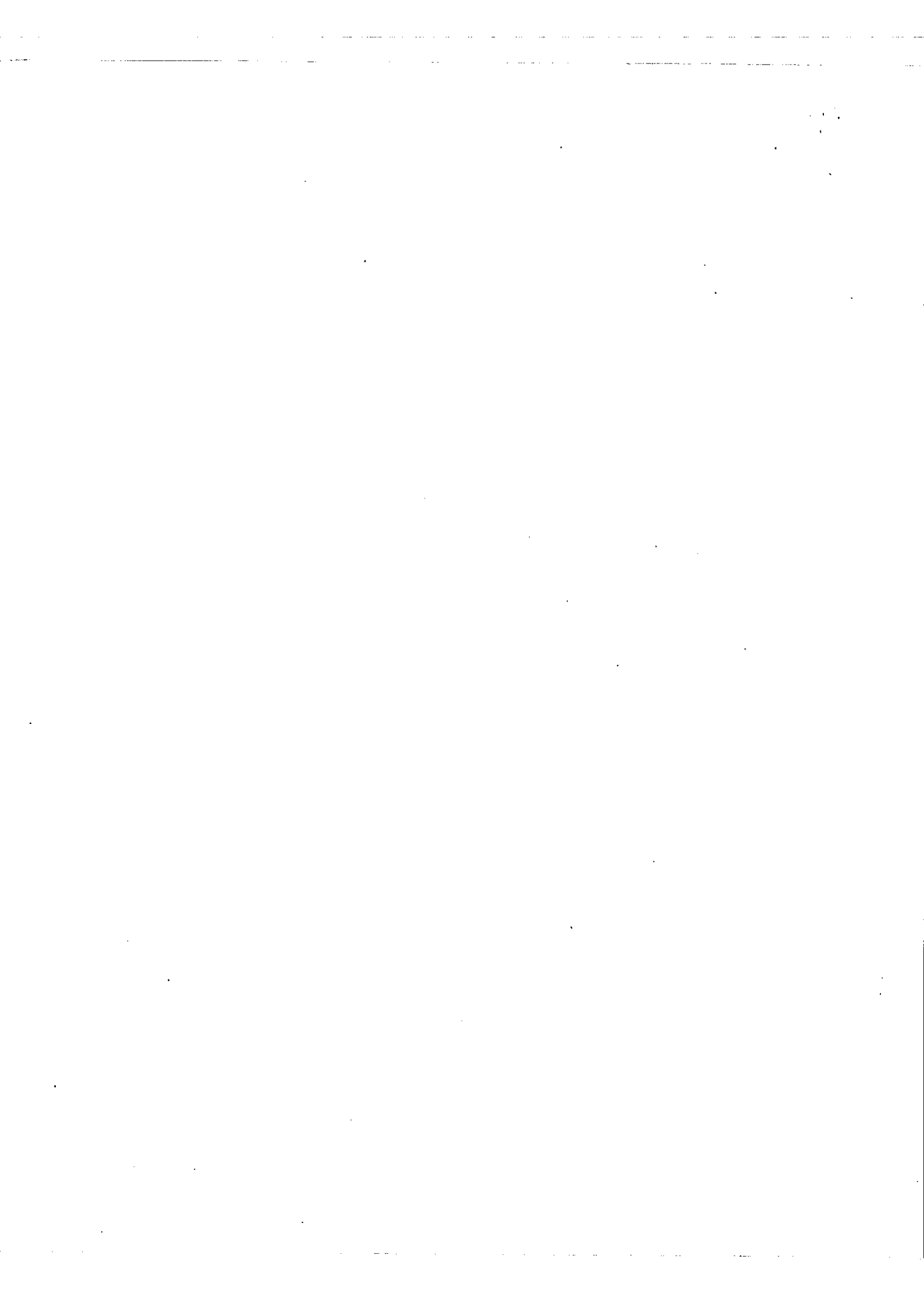
Si la règle d'intervalle n'est pas obéie, la mesure des intervalles permet de calculer A, B, F en appliquant la formule complète, si le nombre des intervalles hyperfins est supérieur au égal à 3 : On a :

$$\Delta \sigma_1 = W_{F_{\max}} - W_{F_{\max}-1} = A F_{\max} - \frac{3}{4} B \frac{F_{\max} [2F_{\max}^2 - 2I(I+1) - 2J(J+1)+1]}{I(2I-1)J(2J-1)}$$

$$\Delta \sigma_2 = W_{F_{\max}-1} - W_{F_{\max}-2} = A (F_{\max}-1) - \dots$$

$$\Delta \sigma_3 = W_{F_{\max}-2} - W_{F_{\max}-3} = A (F_{\max}-2) - \dots$$

Ce système est difficile à résoudre et il est plus facile de procéder de la façon suivante : On calcule A et B dans les deux premières équations du système après avoir fait une hypothèse sur J, donc sur $F_{\max} = J + I$. On porte ensuite A et B dans les équations suivantes pour calculer les valeurs des intervalles correspondant à cette valeur de J essayée. Cette valeur peut être réellement le nombre quantique des



électrons pour le niveau donnant lieu à cette décomposition hyperfine si on obtient :

$$| \Delta \sigma_n (\text{calculé}) - \Delta \sigma_n (\text{mesuré}) | < \text{erreur expérimentale } \delta \sigma$$

Cette méthode est plus facile à utiliser par le procédé graphique, appliqué par Krebs et Winkler (13) au spectre d'arc de l'Amercium.

En posant $y = \frac{\Delta \sigma}{F}$ (F du niveau supérieur de l'intervalle hyperfin $\Delta \sigma$)

$$x = \frac{3}{4} \frac{2F^2 - 2I(I+1) - 2J(J+1) + 1}{I(2I-1)J(2J-1)}$$

on obtient : $y = A - Bx$

En traçant $y = f(x)$ pour plusieurs valeurs de J pour chaque raie étudiée, Krebs et Winkler n'ont obtenu une droite que pour une seule valeur de J dans chaque cas : les points représentatifs des intervalles sont placés sur une portion de courbe pour toute valeur de J essayée autre que la valeur réelle.

Ces méthodes de détermination de J par les mesures d'intervalle ont été utilisées dans de nombreuses études; celle-ci sont facilitées lorsque le nombre de valeurs de J possibles pour une raie étudiée peut être réduit grâce à une première détermination au moyen des de J effectuée \surd mesures d'intensités des composantes hyperfines.

Cet autre procédé de détermination de J est le seul possible lorsqu'on observe au moins de trois intervalles hyperfins (I ou J = 1/2).

Même lorsque le nombre des intervalles hyperfins est supérieur à 3, il est parfois suffisant de déterminer J par les mesures d'intensité et c'est ainsi que l'on obtient dans certains cas les résultats les plus précis.

2 - Détermination de F par la mesure des intensités des composantes.

L'intensité de chaque composante est proportionnelle au poids statique $2F + 1$ du niveau hyperfin F dont elle provient. Les rapports des intensités des composantes sont donc comme :

$$2F_{\text{max}} + 1 / 2F_{\text{max}} - 1 / 2F_{\text{max}} - 3 / \dots$$

et donnent donc directement F_{\max} et $J = F_{\max} - I$.

La mesure des intensités doit aussi permettre de calculer F et J si les deux niveaux se décomposent : il suffit d'utiliser pour cela les valeurs des intensités des composantes hyperfines calculées dans les tables (12) en fonction de $I, J, \Delta J$. Mais le nombre et la disposition des composantes ne permet de les reconnaître à priori, sans connaître déjà la classification de la raie, que dans des cas particuliers comme celui où le spin $I = 1/2$ (2 niveaux hyperfins pour chaque valeur de J , donc quatre composantes au plus pour un multiplet hyperfin).

Dans les cas où $I \gg 3/2$, si J et J' sont grands, on a $2I + 1$ composantes dont l'intensité est favorisée par rapport aux autres; la structure hyperfine prend l'aspect connu sous le nom de "flag-pattern" et obtenu au mieux lorsqu'un seul niveau se décompose.

INTERET DE LA STRUCTURE HYPERFINE POUR LA CLASSIFICATION.

Si l'on trouve deux ou plusieurs couples de raies présentant exactement le même "flag-pattern", on peut supposer qu'elles ont en commun le niveau donnant lieu à cette décomposition et on obtient tout de suite les intervalles entre les niveaux non décomposés, sans avoir besoin de les confirmer en cherchant un très grand nombre de différences de nombres d'ondes identiques, entre des raies existantes. Ceci est particulièrement intéressant lorsque les niveaux fondamentaux sont du type $f^x s^2$ ou $f^{x-1} d s^2$ qui ne devraient pas présenter de décomposition et dont on obtient ainsi les écarts.

Dans le cas où certaines différences de nombres d'ondes entre raies semblent intéressantes, la structure hyperfine des couples de raies permet de même de les confirmer, ou de dire s'il s'agit de coïncidences fortuites.



Nous allons maintenant voir pourquoi l'on peut supposer que certaines raies du Terbium font partie de cette catégorie de raies que la structure hyperfine permet de caractériser.



INTERET DE LA STRUCTURE HYPERFINE

POUR L'ETUDE DU TERBIUM

Configurations, termes fondamentaux, structure hyperfine des niveaux

Le Terbium possède 11 électrons optiques et nous avons vu que, pour la configuration fondamentale, on peut hésiter entre :

$$4f^9 6s^2 \quad \text{et} \quad 4f^8 5d 6s^2$$

On trouve dans des tables (14) les termes fondamentaux correspondant aux groupements d'électrons équivalents f^9 et f^8 . Ce sont :

$${}^6_H \text{ pour } f^9$$

$${}^7_F \text{ pour } f^8$$

Nous y ajoutons 2 électrons s dans le premier cas, un électron d et deux électrons s dans le second cas, en admettant que nous sommes dans un cas de couplage RUSSEL-SAUNDERS (Klinkenberg [7] admet cette hypothèse car elle permet d'expliquer les valeurs de g obtenues pour les termes fondamentaux d'autres Terres Rares); nous obtenons le terme fondamental de chaque configuration par application de la règle de HUND :

- le terme le plus bas d'une configuration donnée est celui qui possède les nombres quantiques L et S les plus élevés. De plus, le nombre des électrons f étant supérieur à celui de la demi-couche, le multiplet est inversé et c'est le terme de plus grand J qui se trouve le plus bas.

Nous obtenons donc les multiplets fondamentaux :

$${}^6_{H^o} 15/2 \text{ à } 5/2 \quad \text{pour } 4f^9 6s^2$$

$${}^8_H 17/2 \text{ à } 3/2 \quad \text{pour } 4f^8 5d 6s^2$$

Lorsque les électrons occupent les états successifs plus excités, on peut prévoir les configurations suivantes, avec les termes correspondants les plus bas, calculés de la même façon (nous les groupons par deux, pour rappeler leur origine respective par rapport aux deux termes fondamentaux possibles) sauf les deux derniers qui sont



obtenus par analogie avec des configurations existant dans Gd I :

(4f ⁹ 5d 6s	⁸ K ^o _{21/2} à 7/2
(4f ⁸ 5d ² 6s	¹⁰ I _{21/2} à 3/2
(4f ⁹ 6s 6p	⁸ I _{19/2} à 5/2
(4f ⁸ 5d 6s 6 p	¹⁰ I ^o _{21/2} à 7/2
(4f ⁹ 6s 7 s	⁸ H ^o _{17/2} à 3/2
(4f ⁸ 5d 6s 7s	¹⁰ H _{19/2} à 1/2
(4f ⁹ 5d 6 p	⁸ L _{23/2} à 9/2
(4f ⁸ 5d ² 6 p	¹⁰ K ^o _{23/2} à 5/2
4f ⁸ 6s ² 7s	⁸ F _{13/2} à 1/2
et	
4f ⁸ 6s ² 6p	⁸ G ^o _{15/2} à 1/2

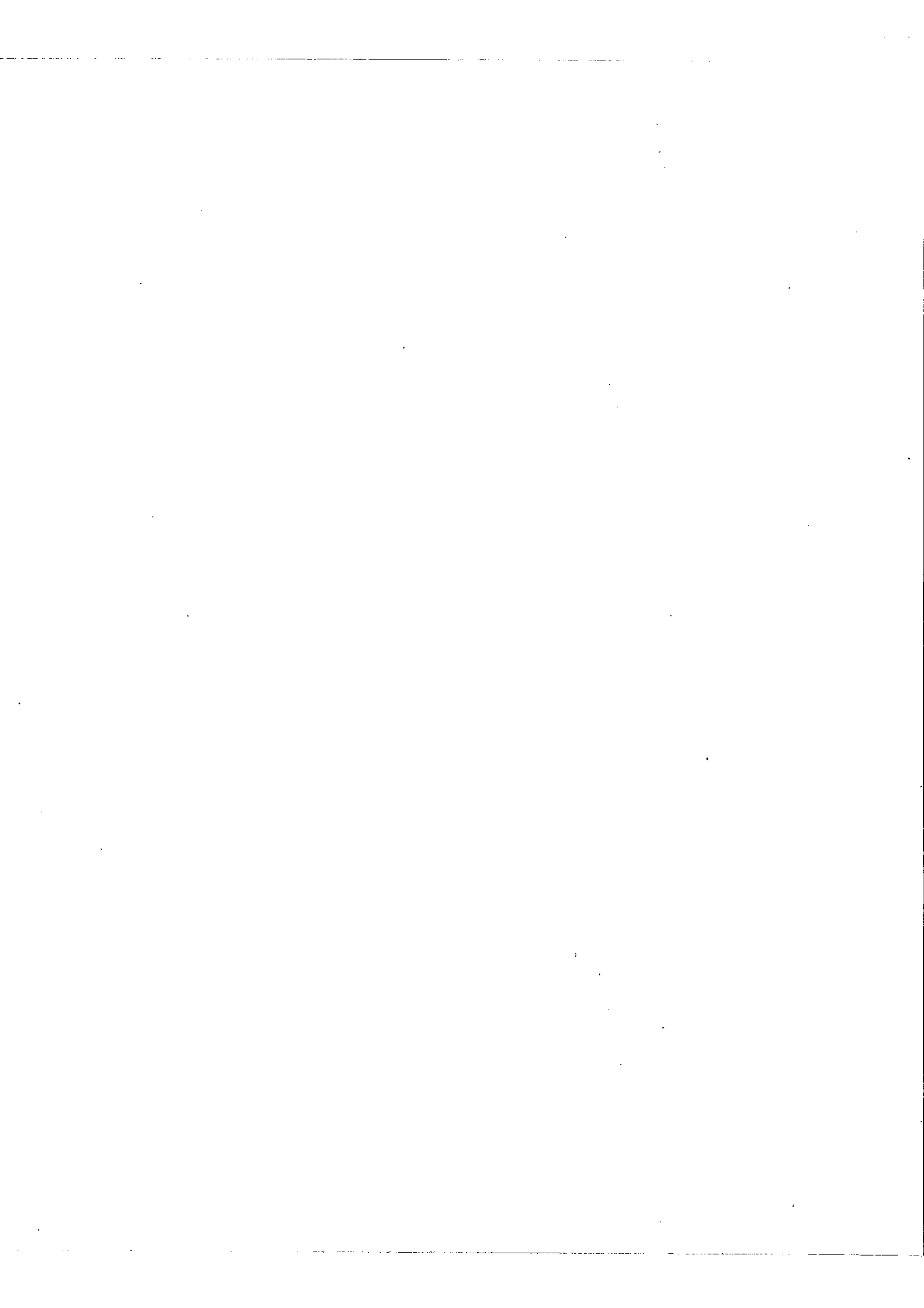
Les termes provenant des configurations ayant un seul électron s auront une structure hyperfine importante due au couplage magnétique. Ils se sépareront en $2I + 1 = 4$ composantes A, B, C, D, puisque le spin nucléaire $I = 3/2$ est toujours inférieur à J pour les termes les plus bas qui nous intéressent.

Pour les termes provenant de configurations avec deux électrons s ou sans électrons s, on doit s'attendre à ce que le couplage magnétique donne une séparation pratiquement nulle.

Cette séparation ne sera plus négligeable dans deux cas :

- 1.- si ces configurations sont perturbées par des configurations ayant un seul électron s ;
- 2.- si l'action du couplage quadrupolaire est importante pour le terme considéré.

Cette action est aussi proportionnelle au moment quadrupolaire : il est prévu dans le cas de noyaux fortement déformés, ce qui se produit si le nombre de neutrons est éloigné des nombres magiques. Or le Terbium a $159 - 65 = 94$ neutrons, qui le





T A B L E A U I

J	$F_{\max} =$	$F_{\min} =$	Rapports successifs			$\frac{2(J+I) + 1}{2(J-I) + 1}$
	I + J composante A	J - I composante D	A/B	B/C	C/D	A/D
19/2	11	8	1,095	1,105	1,118	1,35
17/2	10	7	1,105	1,118	1,133	1,40
15/2	9	6	1,118	1,133	1,154	1,46
13/2	8	5	1,133	1,154	1,182	1,54
11/2	7	4	1,154	1,182	1,222	1,66
9/2	6	3	1,182	1,222	1,286	1,86
7/2	5	2	1,222	1,286	1,400	2,2
5/2	4	1	1,286	1,400	1,667	3
3/2	3	0	1,400	1,667	3	7

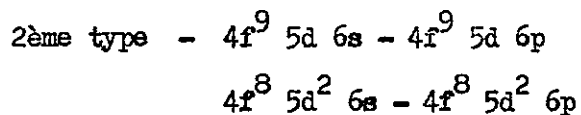
Seules les configurations supérieures des deux transitions de ce type possèdent un seul électron s et donneront des termes décomposés en multiplets hyperfins à quatre composantes que nous pourrons observer directement puisque les termes inférieurs doivent avoir une structure hyperfine pratiquement nulle.

Les intensités des composantes A, B, C, D sont proportionnelles à $2F + 1$ avec $F = J + 3/2, J + 1/2, J - 1/2, J - 3/2$ et les rapports d'intensité pourront donc donner directement $J = F_{\max} - 3/2$.

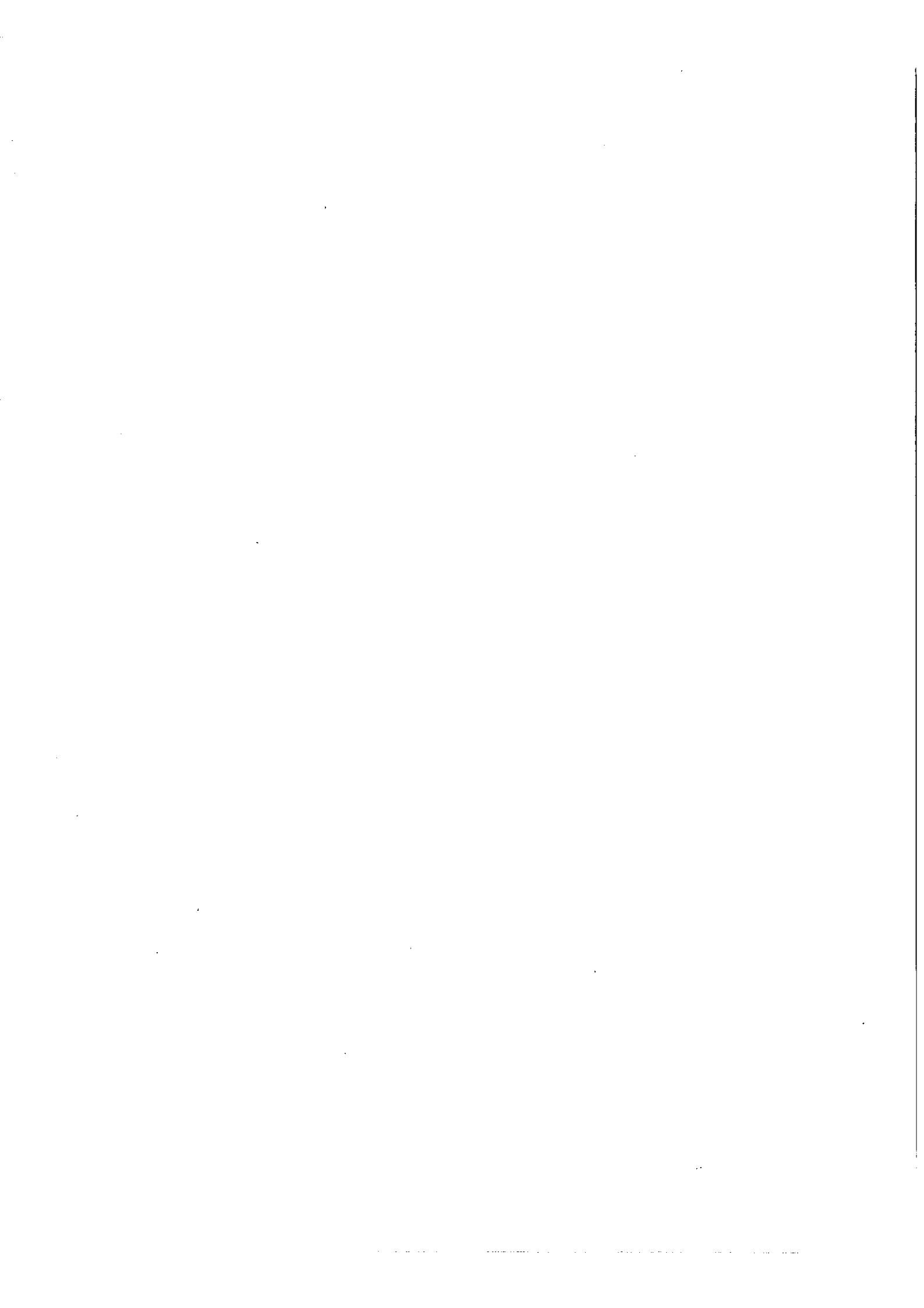
Le Tableau I montre ces rapports d'intensité calculés pour quelques valeurs de J que l'on s'attend à trouver (les termes les plus bas ayant respectivement $J \leq 15/2$ et $J \leq 17/2$ les transitions ne pourront provenir que de termes ayant $J \leq 17/2$ et $J \leq 19/2$ respectivement, car on ne peut avoir que $\Delta J = 0$ ou ± 1).

Sur ce tableau, nous voyons que le rapport de deux composantes successives varie très lentement en fonction de J (sur une même colonne) à cause de la valeur élevée du nombre quantique des électrons.

Pour affirmer sans incertitude la valeur de J d'un niveau au moyen des trois premiers rapports, il faudrait une précision du 1/100 sur les mesures d'intensité. Nous verrons que cette précision est très difficile à obtenir à cause des nombreuses petites raies parasites de ce spectre très riche, à cause des fluctuations de la lampe au cours de l'enregistrement et du rapport signal/bruit. Le rapport A/D varie beaucoup plus rapidement en fonction de J et donne un résultat plus précis lorsque ni A, ni D ne sont gênées par des raies parasites.



La configuration inférieure possède un seul électron s : les transitions de ce type pourront donc avoir une grande structure provenant du niveau inférieur ; on peut s'attendre à ce que le niveau supérieur présente une structure en général beaucoup plus petite.



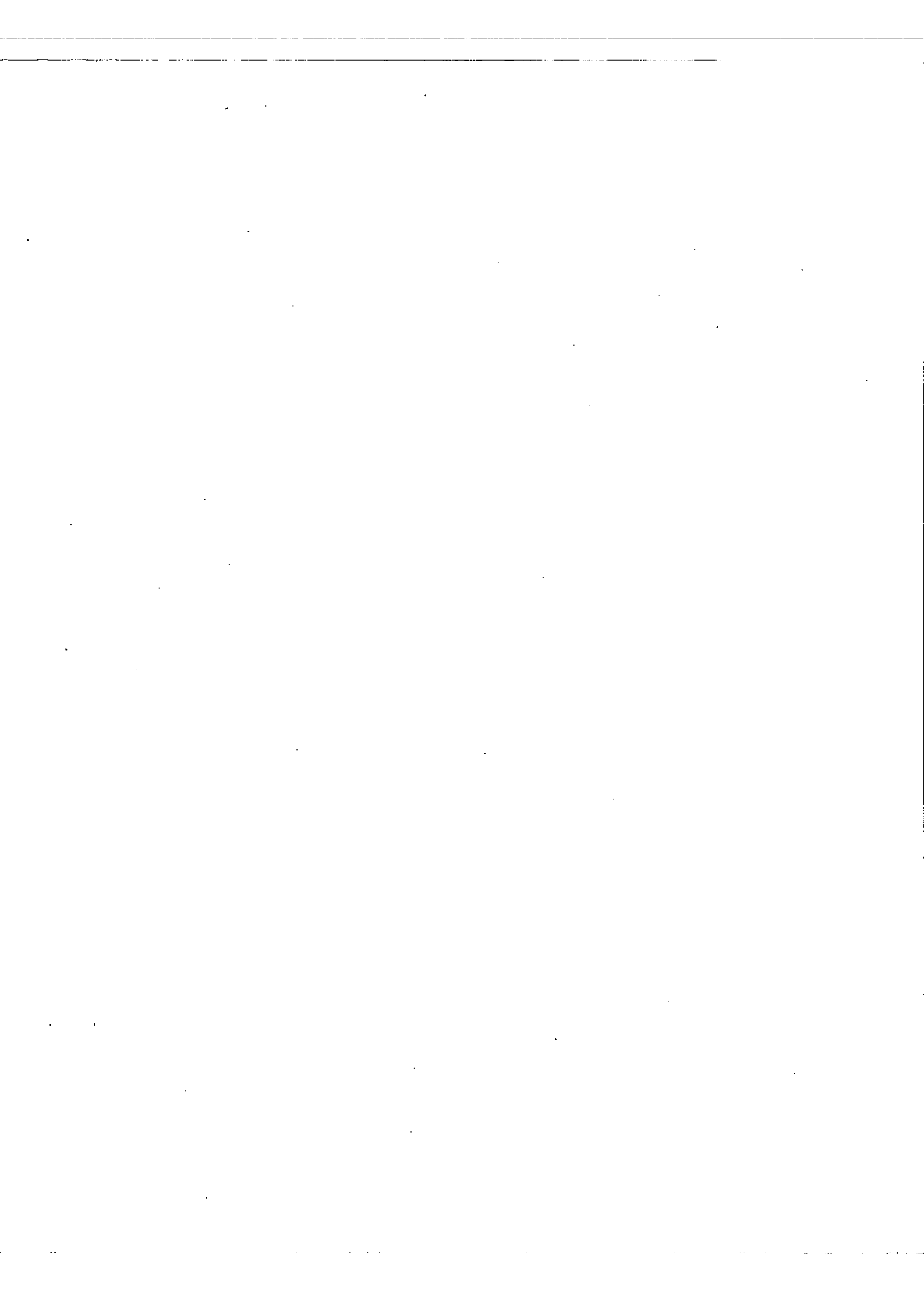
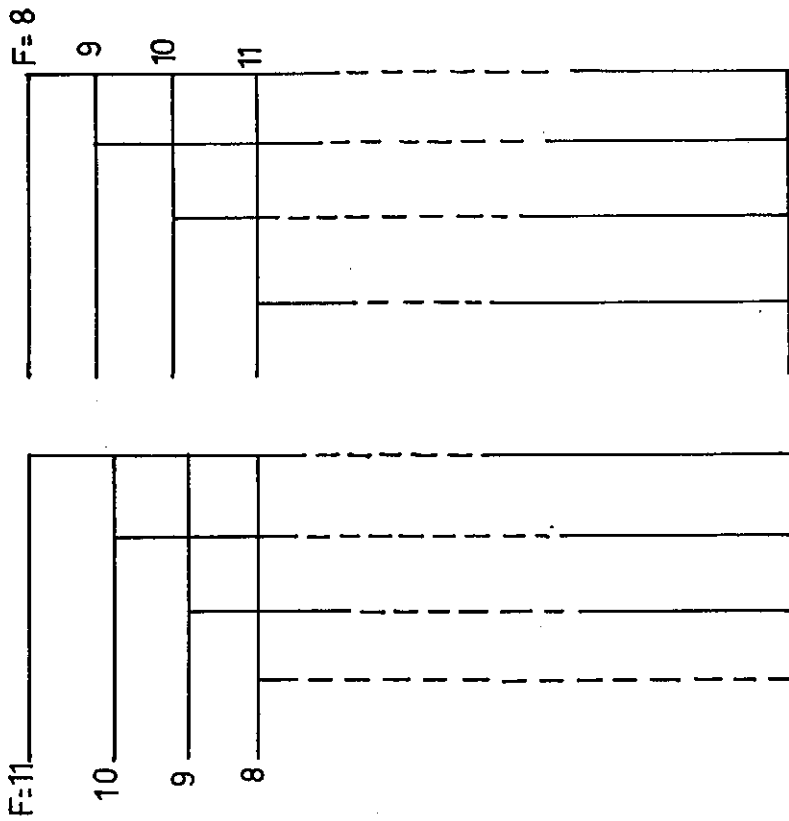
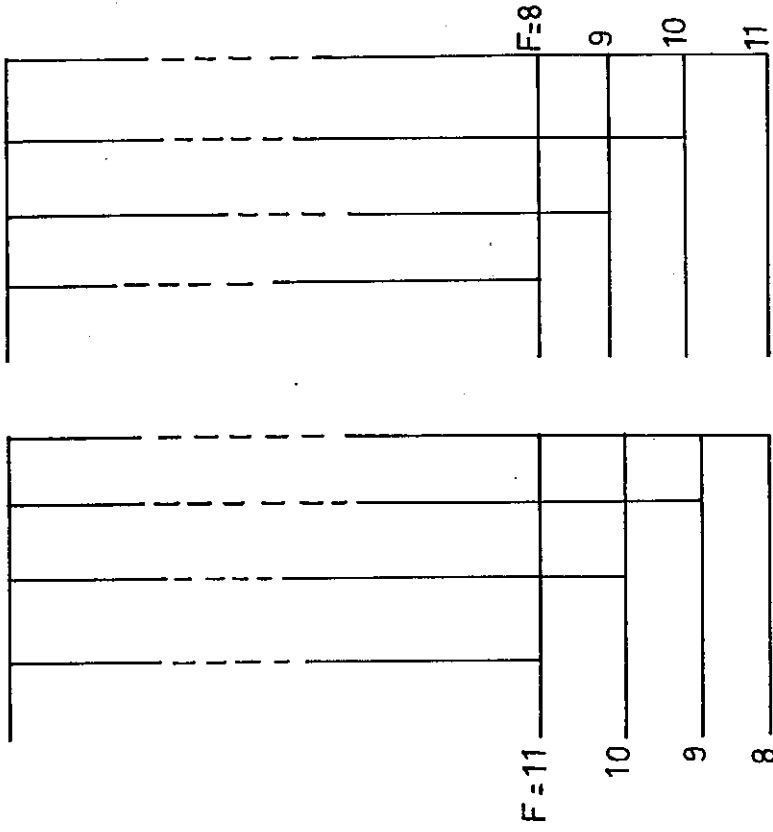
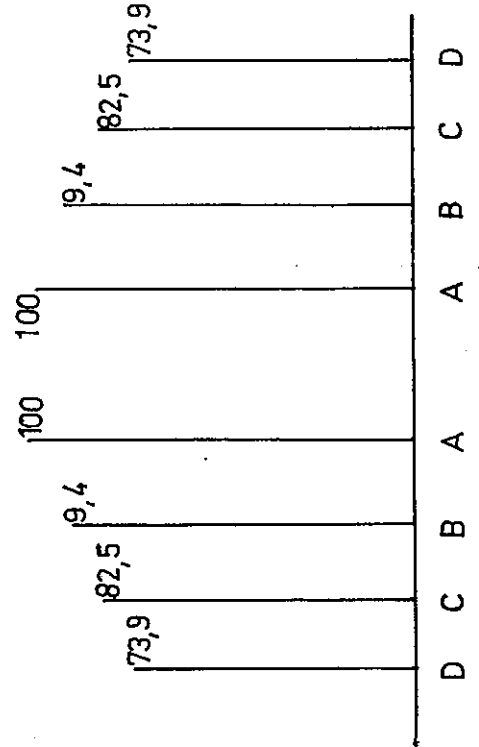


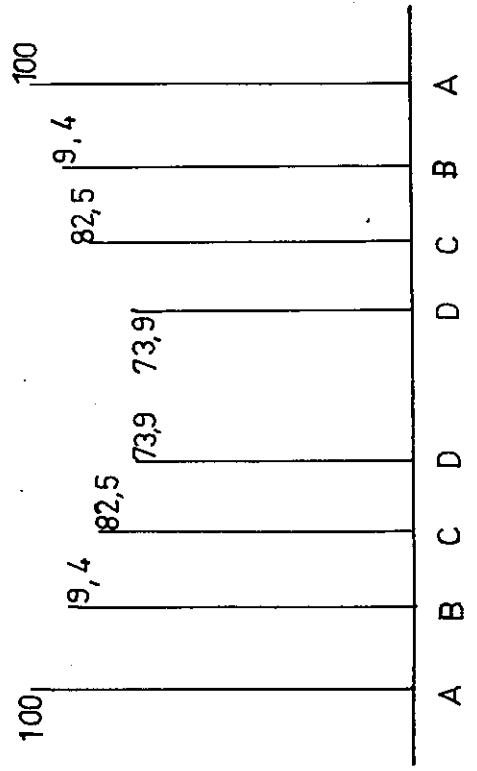
FIGURE 1



Transitions du 1er type
(niveau supérieur de $J = 19/2$)

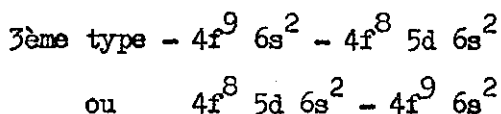


Transitions du 2ème type
(niveau inférieur de $J = 19/2$)



C'est le cas inverse du cas précédent mais l'allure du "flag-pattern" ne nous permettra pas de le reconnaître : le schéma I ci-contre montre que les deux sens possibles (D à gauche de A ou D à droite de A) pour le "flag-pattern" correspondant à une certaine valeur de J peuvent être obtenus pour des transitions des deux types car ils dépendent aussi du sens du multiplet hyperfin (normal ou inversé, ce qu'on ne peut pas prévoir car ce sens ne dépend pas que du signe du moment magnétique du noyau mais aussi du terme auquel appartient le niveau décomposé par structure hyperfine).

La valeur de J du niveau décomposé pourra être encore obtenue en comparant les rapports d'intensité des composantes hyperfines à celles du tableau I, comme dans le cas précédent ; mais nous ne pourrons pas savoir s'il s'agit de transitions du premier type ou du second type.

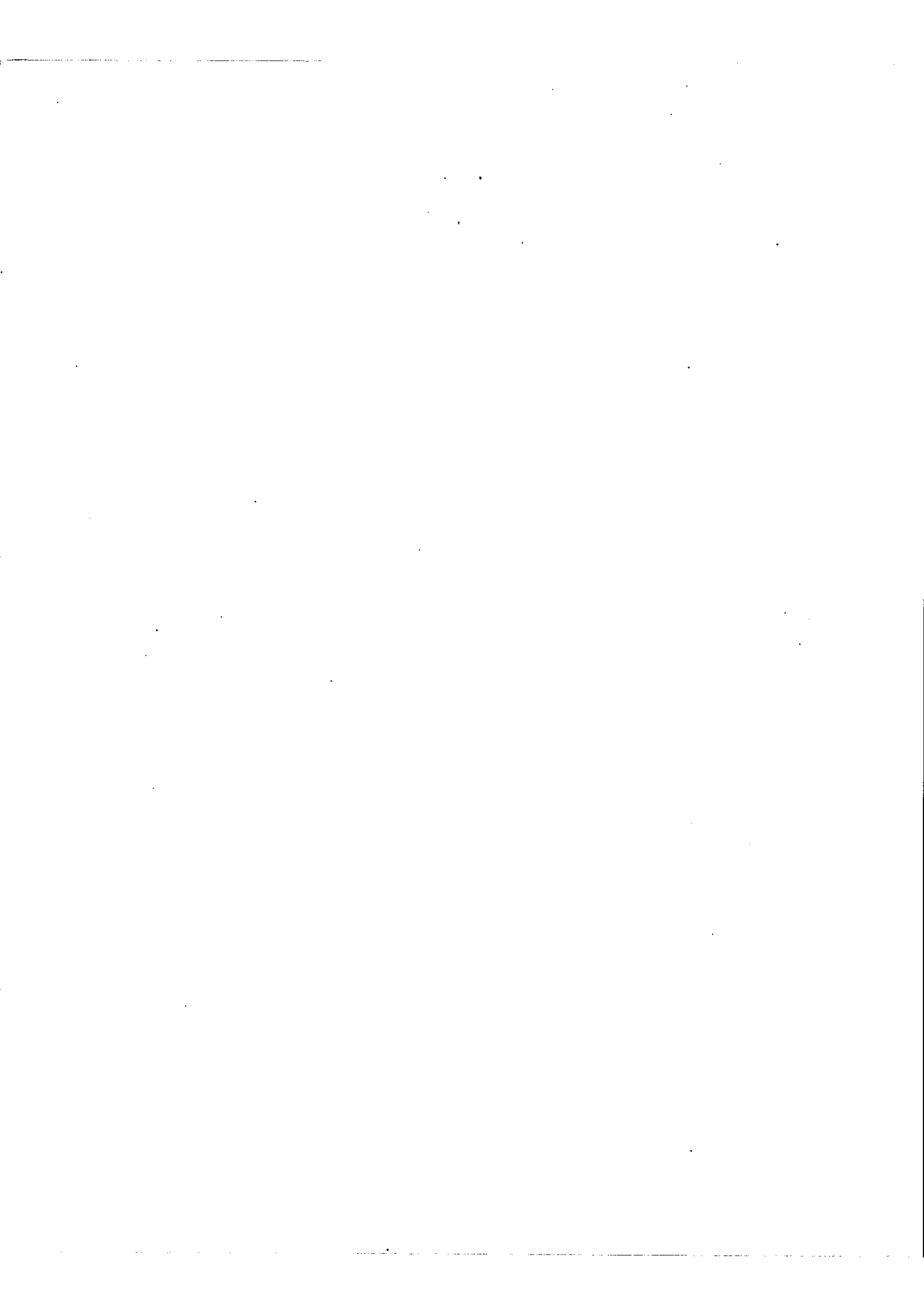


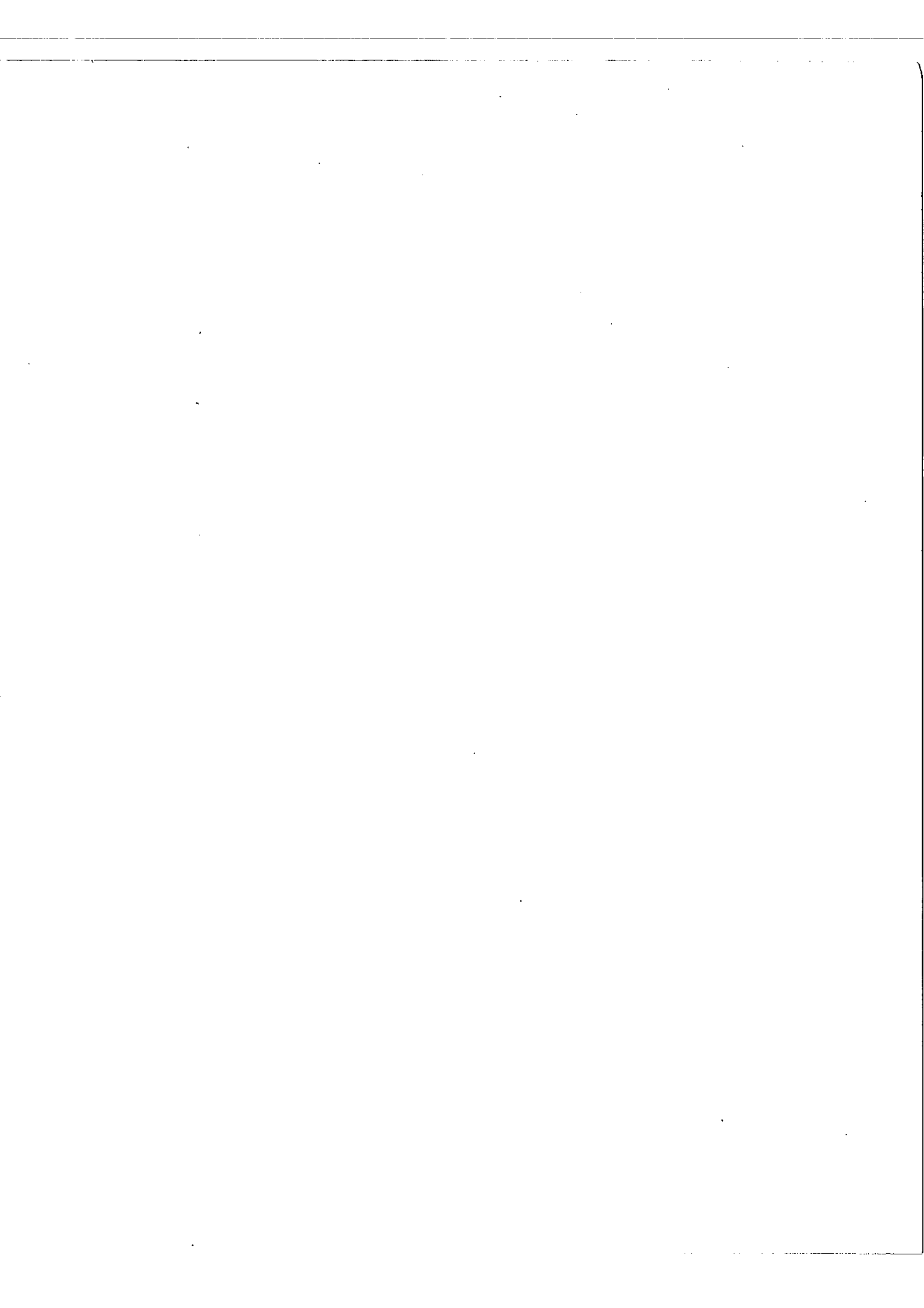
Dans ce troisième type, aucune configuration ne possède d'électrons s seul et aucun terme des transitions correspondantes ne donnera lieu à des décompositions importantes.

Les raies correspondantes seront donc simples ou dissymétriques à cause de la décomposition due au moment quadrupolaire. Pour cette transition, nous ne savons pas quelle est la configuration la plus basse.

Dans un article théorique, JUDD et LINDGREN (16) prévoient que ces deux configurations seront très proches. Dans ce cas, les transitions correspondantes à ces configurations donneraient des longueurs d'onde dans l'infra-rouge.

En 1947, KLINKENBERG avait pensé que $4f^8 5d 6s^2$ était la configuration fondamentale. Il nous a récemment parlé d'une liste de raies auto-absorbées - donc aboutissant au niveau fondamental - qui sembleraient être en majorité les raies qui sont apparues simples au cours des enregistrements faits avec un Fabry-Perot dans la zone de longueur d'onde étudiée.





T A B L E A U I I

Intensités relatives des composantes hyperfines pour $I = 3/2$.

7/2 9/2

5	100	7,0	100	5,6	0,13	7	6	5	4	3														
4	7,0	7,2	9,3	79	7,4	0,16	11/2	7	6	5														
7/2	3	9,3	51,9	7,0	61,7	5,6	100	3,9	0,07	82,7	5,2	0,06												
2	7,0	41,7	48,1	6	4,8	4	100	68,1	3,9	56,0	8	7	6	5										
15/2	9	8	7	6	100	4,8	4,8	77,6	6,3	6,3	61,6	4,7	4,7	51,7	7									
8	100	2,2	0,02	17/2	10	9	8	7	11/2	5	4	3,4	81,7	4,5	4,5	68,0	3,4							
7	87,2	3	0,02	10	1,8	0,01	100	1,4	0,01	89,9	1,9	0,01	80,7	1,4	72,5	21/2	12	11	10	9				
6	76	2,2	66,2	100	88,7	2,35	0,01	1,6	88,2	2,1	2,1	78,5	1,6	1,6	71,0	100	1,2	0,01	90,8	1,6	0,01			
15/2	9	8	7	6	100	2,0	86,6	2,65	2,1	78,6	1,8	69,6	1,6	71,0	11	10	9	8	21/2	12	11	10	9	
8	2,0	86,6	2,65	100	1,6	1,6	1,6	88,2	2,1	2,1	78,5	1,6	71,0	1,6	71,0	100	1,3	1,7	80,6	1,3	1,3	73,6	74,8	
7	2,65	75,9	2,1	100	1,6	1,8	69,6	1,6	1,6	71,0	11	10	9	8	19/2	10	9	8	1,7	80,6	1,3	1,3	73,6	
6	2,1	67,8	2,1	100	1,6	1,8	69,6	1,6	1,6	71,0	11	10	9	8	19/2	10	9	8	1,3	73,6	1,3	1,3	73,6	
13/2	8	7	6	5	100	2,0	86,6	2,65	2,1	78,6	1,8	69,6	1,6	71,0	11	10	9	8	1,3	73,6	1,3	1,3	73,6	
9	100	2,0	86,6	2,65	2,1	78,6	1,8	69,6	1,6	71,0	11	10	9	8	19/2	10	9	8	1,3	73,6	1,3	1,3	73,6	
8	2,0	86,6	2,65	2,1	100	1,8	0,01	88,7	2,35	0,01	78,6	1,8	69,6	1,6	71,0	11	10	9	8	1,3	73,6	1,3	1,3	73,6
7	2,65	75,9	2,1	100	1,8	0,01	88,7	2,35	0,01	78,6	1,8	69,6	1,6	71,0	11	10	9	8	1,3	73,6	1,3	1,3	73,6	
6	2,1	67,8	2,1	100	1,8	0,01	88,7	2,35	0,01	78,6	1,8	69,6	1,6	71,0	11	10	9	8	1,3	73,6	1,3	1,3	73,6	
100	2,9	0,03	85,3	3,9	0,04	72,6	2,9	61,8	100	2,6	84,5	3,4	3,4	72,5	2,6	63,8	100	1,2	0,01	90,8	1,6	0,01		
100	2,6	84,5	3,4	3,4	72,5	2,6	63,8	100	1,2	0,01	90,8	1,6	0,01	100	1,1	90,45	1,5	1,1	90,45	1,5	1,1	90,45		
100	2,9	0,03	85,3	3,9	0,04	72,6	2,9	61,8	100	2,6	84,5	3,4	3,4	72,5	2,6	63,8	100	1,2	0,01	90,8	1,6	0,01		
100	2,6	84,5	3,4	3,4	72,5	2,6	63,8	100	1,2	0,01	90,8	1,6	0,01	100	1,1	90,45	1,5	1,1	90,45	1,5	1,1	90,45		
100	2,9	0,03	85,3	3,9	0,04	72,6	2,9	61,8	100	2,6	84,5	3,4	3,4	72,5	2,6	63,8	100	1,2	0,01	90,8	1,6	0,01		
100	2,6	84,5	3,4	3,4	72,5	2,6	63,8	100	1,2	0,01	90,8	1,6	0,01	100	1,1	90,45	1,5	1,1	90,45	1,5	1,1	90,45		
100	2,9	0,03	85,3	3,9	0,04	72,6	2,9	61,8	100	2,6	84,5	3,4	3,4	72,5	2,6	63,8	100	1,2	0,01	90,8	1,6	0,01		
100	2,6	84,5	3,4	3,4	72,5	2,6	63,8	100	1,2	0,01	90,8	1,6	0,01	100	1,1	90,45	1,5	1,1	90,45	1,5	1,1	90,45		



TABLEAUX III

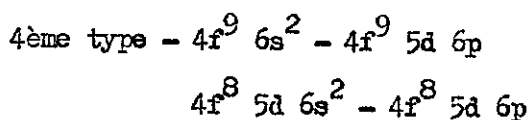
Premier cas : $\Delta J = 0$.

J	J'	Rapports successifs			
		A'/B'	B'/C'	C'/D'	A'/D'
19/2	19/2	1,119	1,109	1,095	1,359
17/2	17/2	1,134	1,124	1,105	1,408
15/2	15/2	1,155	1,141	1,195	1,475
13/2	13/2	1,183	1,165	1,136	1,567
11/2	11/2	1,224	1,201	1,158	1,704
9/2	9/2	1,289	1,26	1,192	1,934
7/2	7/2	1,405	1,372	1,245	2,398

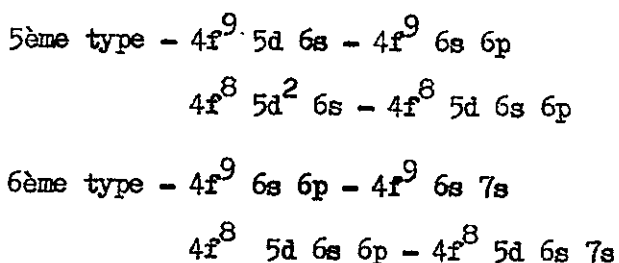
Deuxième cas : $|\Delta J| = 1$.

J	J'	Rapports successifs			
		A'/B'	B'/C'	C'/D'	A'/D'
19/2	17/2	1,112	1,114	1,113	1,379
17/2	15/2	1,127	1,128	1,129	1,437
15/2	13/2	1,147	1,147	1,148	1,511
13/2	11/2	1,172	1,175	1,175	1,618
11/2	9/2	1,209	1,214	1,216	1,786
9/2	7/2	1,267	1,28	1,283	2,079

Elles correspondraient donc à des transitions entre les deux configurations pour lesquelles la structure hyperfine ne peut apporter aucun renseignement.



Pour la même raison que dans le cas précédent - pas d'électron s seul - les deux transitions suivantes correspondant à des raies simples, mais beaucoup moins intenses, car la probabilité de transition est beaucoup plus faible pour ce double saut électro-
nique.



Enfin toutes les configurations des quatre dernières transitions doivent présenter une décomposition importante mais les multiplets hyperfins correspondants n'auront encore que quatre grandes composantes A', B', C', D' : les tableaux (12) (14) reproduits sur le tableau II montrent en effet que les transitions notées en dehors de la diagonale principale sont négligeables par rapport à celles-ci, pour les valeurs élevées de J.

Les rapports d'intensité des composantes successives A', B', C', D', ne sont pas les mêmes que ceux des composantes A, B, C, D obtenues pour les transitions du 1er et du 2ème type ; les rapports successifs A/B, B/C, C/D, du tableau I étaient croissants ; les rapports A'/B', B'/C', C'/D' sont presque égaux, ou décroissants selon que $|\Delta J| = 1$ ou $\Delta J = 0$, comme le montrent les tableaux III.

Pour les raies de ces derniers types, la largeur totale du "flag-pattern" de la raie est différente de celle du "flag-pattern" de chaque niveau et dépend de l'orientation relative des deux multiplets hyperfins, comme le montrent les schémas II et III.

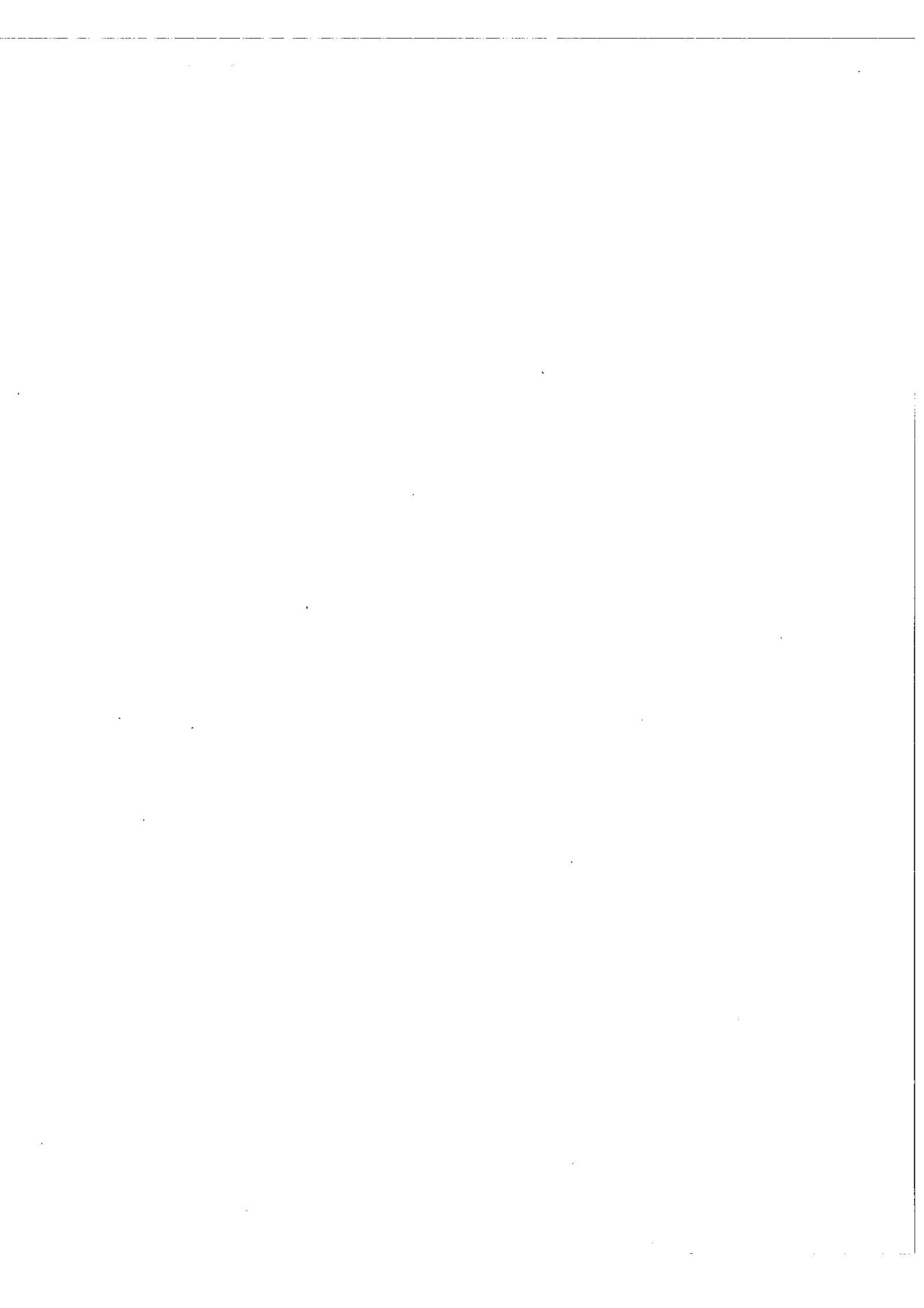
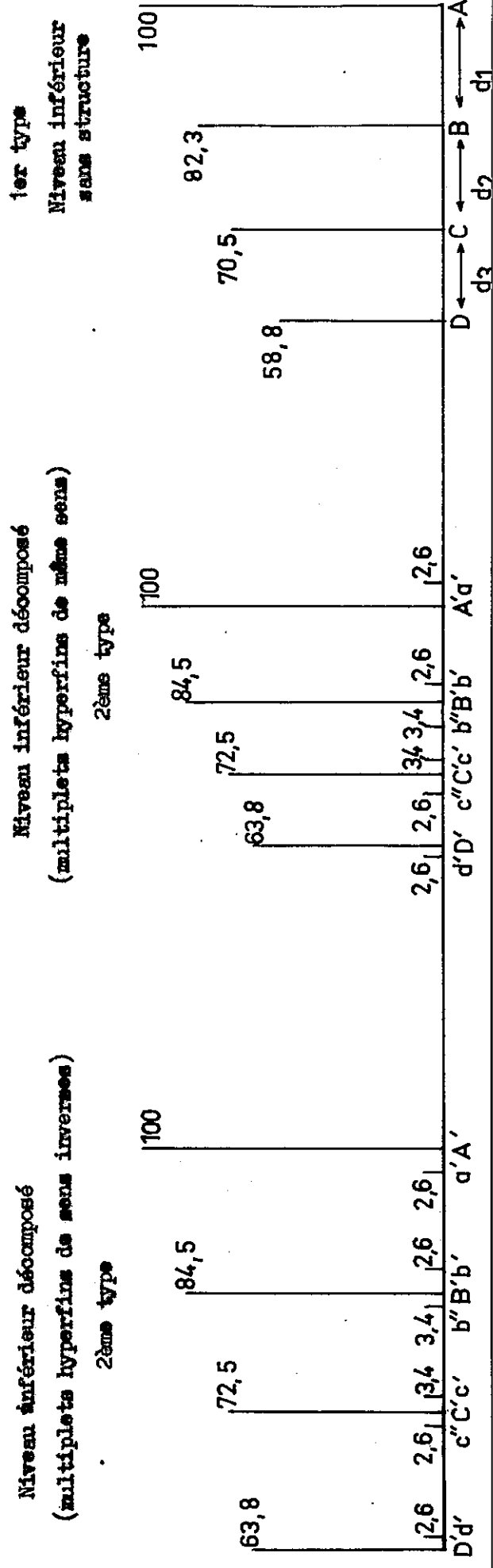
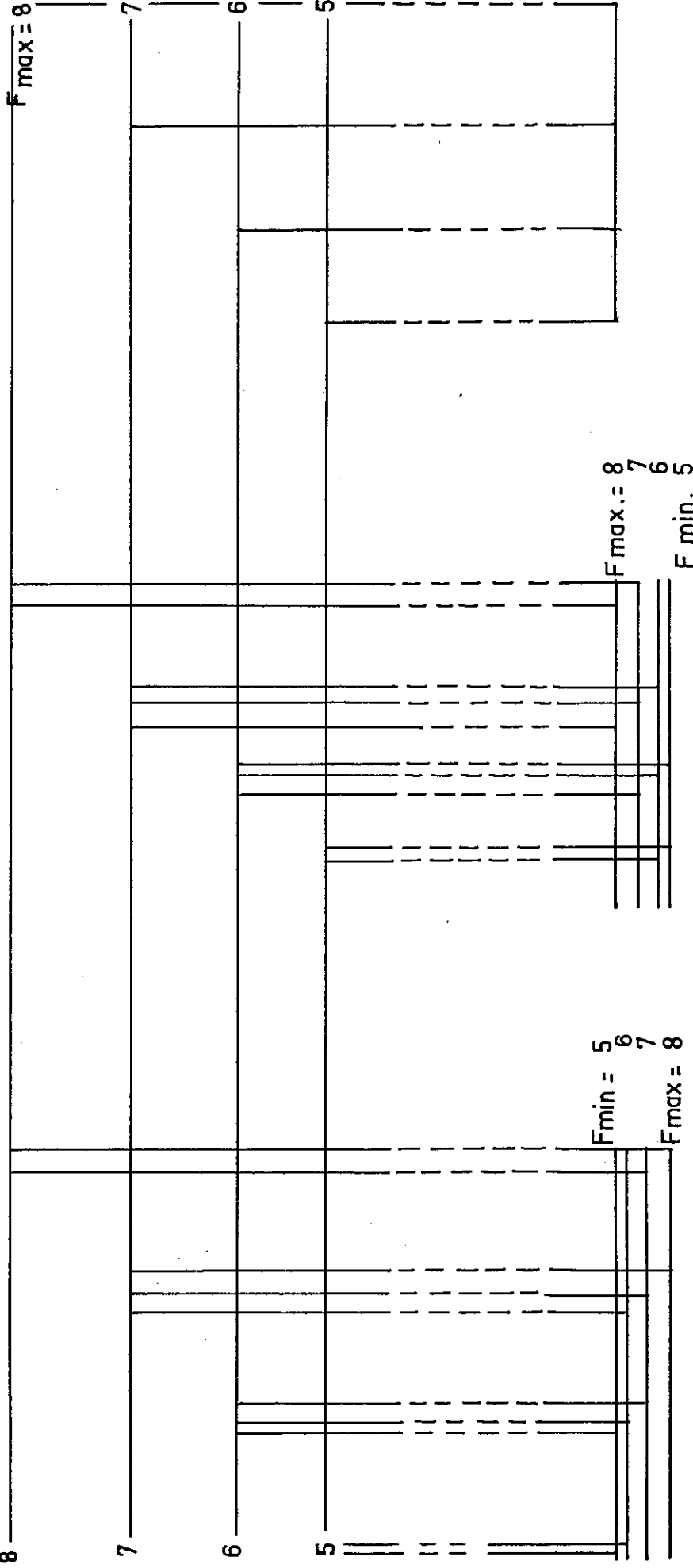


FIGURE II - Transition entre 2 niveaux de $J = 13/2$



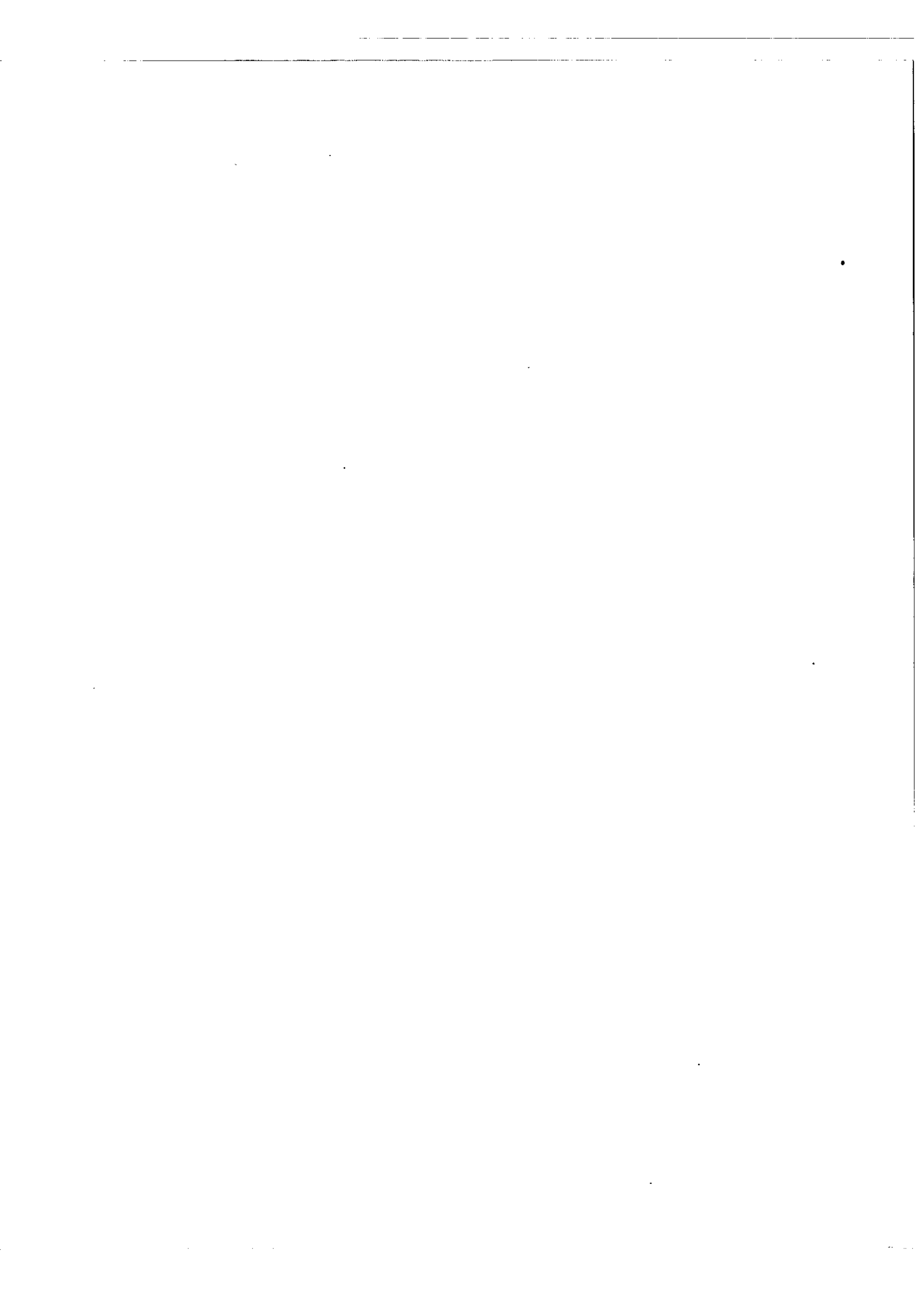
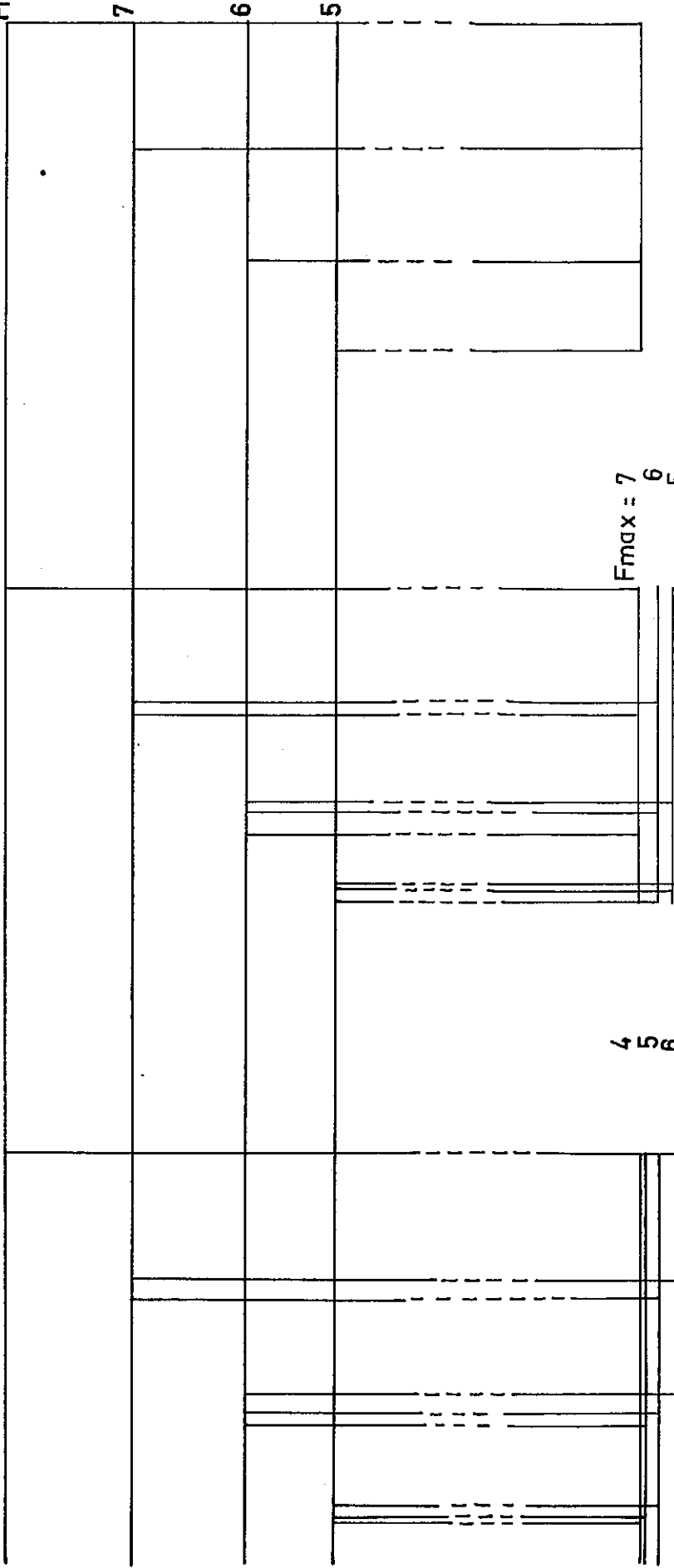


FIGURE III -

Transition 13/2 - 10/2

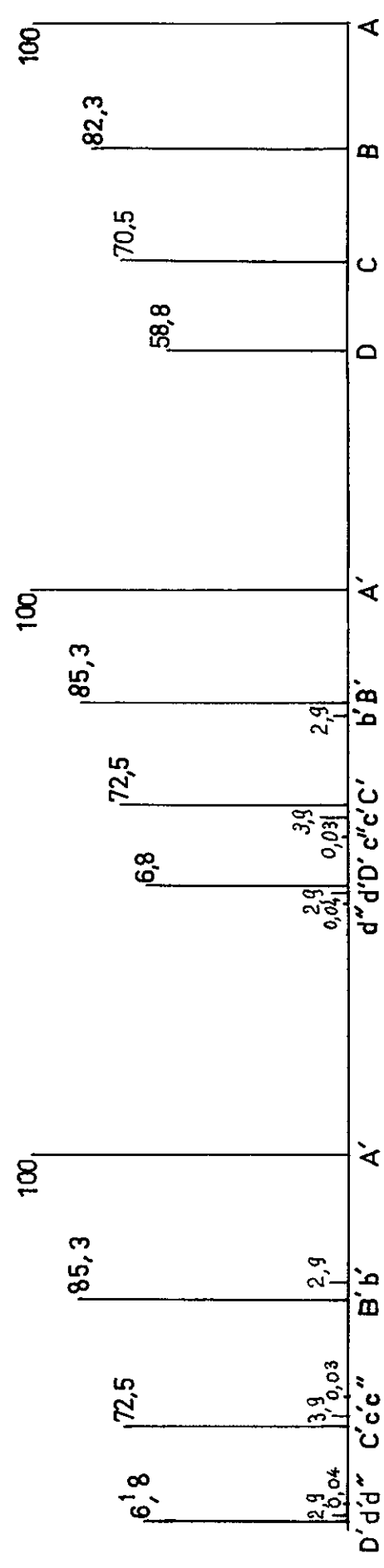
F_{max}=8



2ème type
Niveau inférieur décomposé
(multiplets hyperfins de sens inverses)

2ème type
Niveau inférieur décomposé
(multiplets hyperfins de même sens)

1er type
Niveau inférieur
sans structure hyperfine



(transitions $13/2 - 13/2$ et $13/2 - 11/2$ dans le cas où le niveau supérieur a une structure cinq fois plus grande que l'autre et où le moment quadrupolaire est négligeable).

7ème type - $4f^8 6s^2 6p - 4f^8 6s^2 7s$

Par analogie avec le Gadolinium, on peut s'attendre à trouver des transitions de ce 7ème type.

La configuration supérieure ayant un seul électron s , les raies correspondant à ces transitions pourront présenter un "flag-pattern" de même allure que ceux des raies du 1er type, provenant de la structure hyperfine importante du niveau supérieur.

Les configurations $4f^8 6s^2 6p$ et $4f^8 6s^2 7s$ correspondent à des états plus excités de l'atome et les transitions du 7ème type seront rencontrées beaucoup plus rarement que celles du 1er type, avec la source employée.

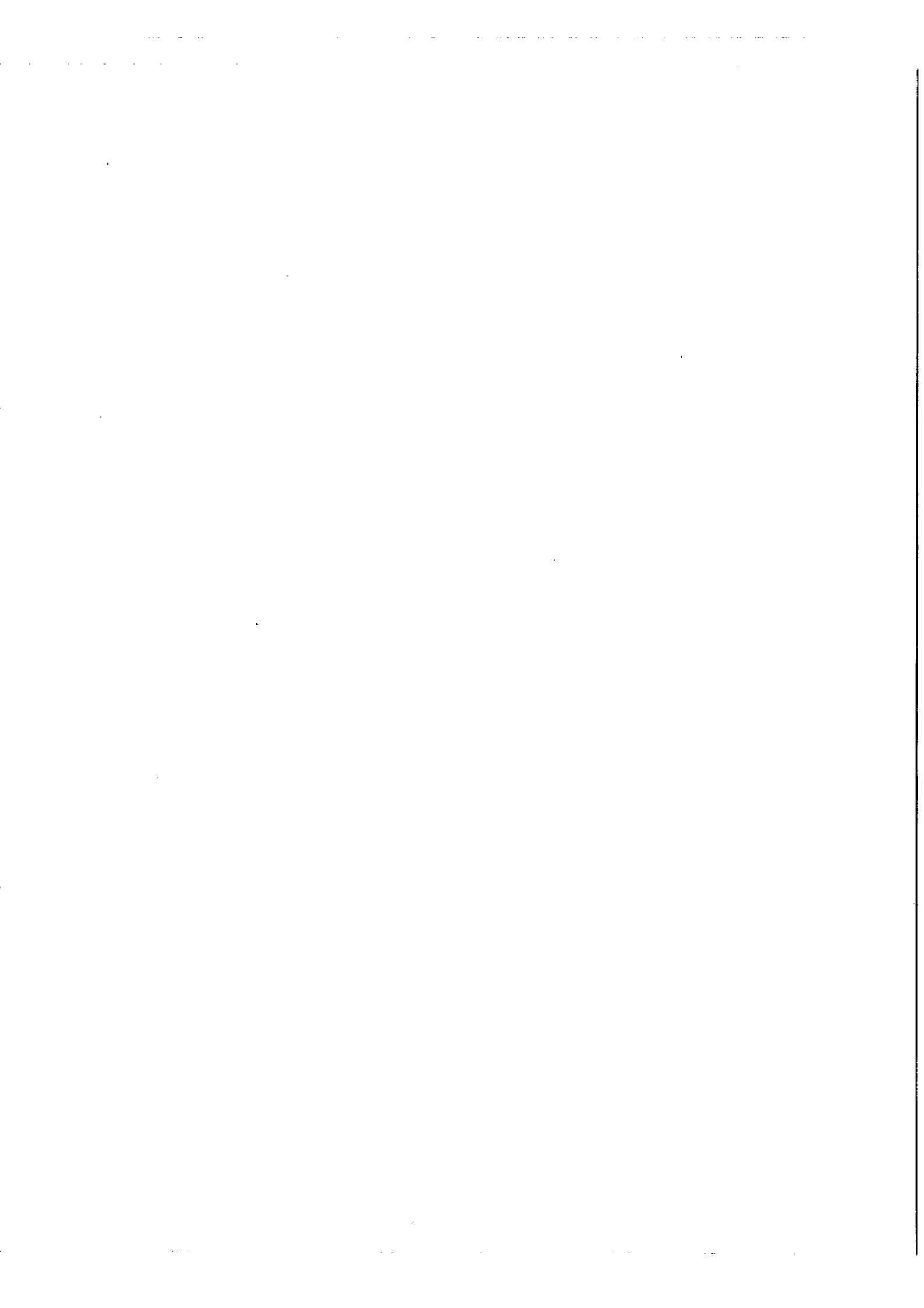
Mesure de J dans le cas du Terbium

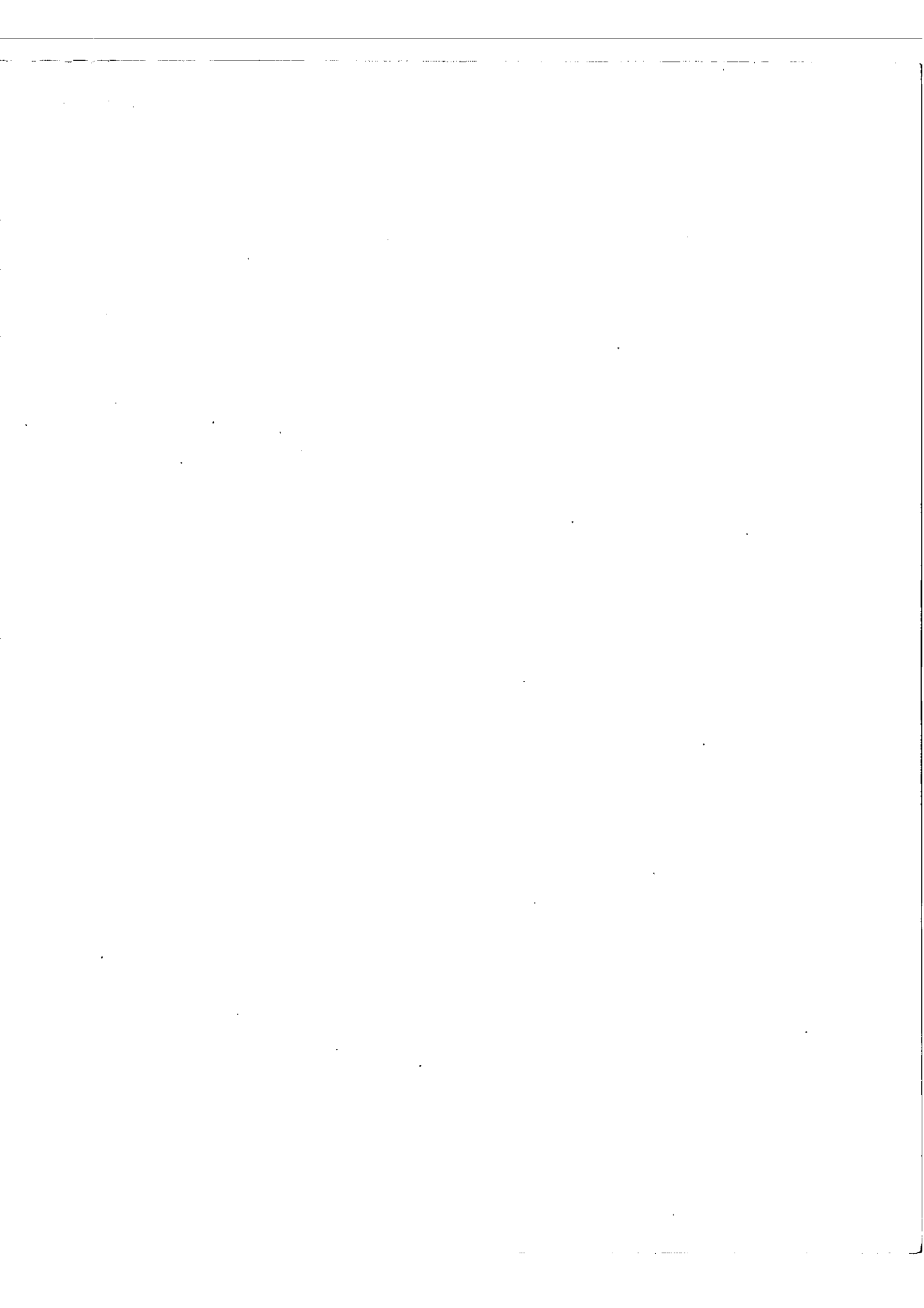
Nous avons vu que le couplage électrostatique intervient dans tous les cas ; la règle d'intervalle n'est donc pas applicable (exemple : enregistrement de $\lambda = 4439,38 \text{ \AA}$, l'intervalle le plus grand se trouve entre les deux plus petites composantes).

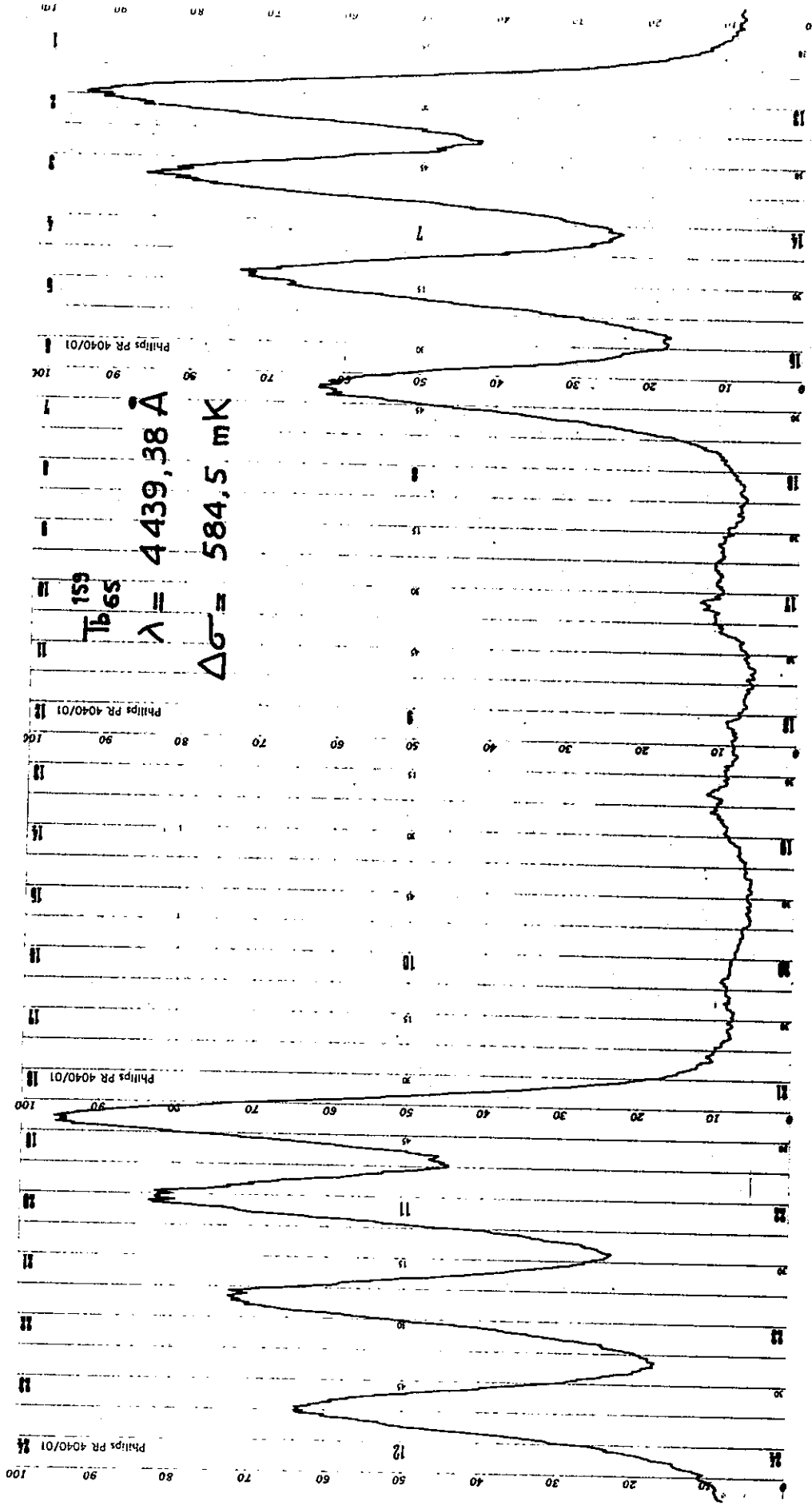
Nous devons donc utiliser la formule complète, directement ou en appliquant la méthode de KREBS et WINKLER, si nous voulons essayer de confirmer les valeurs de J obtenues par les mesures d'intensité.

Dans le cas à la fois le plus favorable et le plus fréquent où l'un des deux niveaux possède une structure hyperfine négligeable par rapport à celle de l'autre niveau, nous obtiendrons J par les rapports d'intensité du tableau I.

Si les deux niveaux possèdent une structure hyperfine importante, nous avons un cas particulier où nous pouvons reconnaître facilement certaines composantes du multiplet hyperfin, et les rapports d'intensité de ces quatre grandes composantes A' , B' , C' , D' nous permettront d'avoir J et J' en comparant les valeurs







159
T_b 65

$\lambda = 4439,38 \text{ \AA}$

$\Delta\sigma = 584,5 \text{ mK}$

— ENREGISTREMENT N° 1 —

mesurées aux valeurs calculées dans le tableau III.

Classification du spectre

La petite structure due au moment quadropolaire que possèdent les niveaux considérés comme simples en première approximation rend difficile l'usage de la décomposition de structure hyperfine pour la classification.

En effet, deux raies ayant de grands "flag-patterns" différant de 50 ou même 100 mK peuvent parfaitement avoir en commun le niveau à grande structure, l'écart étant expliqué par les structures hyperfines différentes des deux autres niveaux.

Inversement et pour la même raison, deux raies présentant le même "flag-pattern" peuvent ne pas avoir de niveau commun.

Pour des raies dont on est sûr que les deux niveaux se décomposent, les schémas II et III montrent que le "flag-pattern" de la raie ne permet pas de remonter aux "flag-patterns" des deux niveaux sans connaître toutes les petites composantes - ce qui est impossible à cause de leur faible intensité.

Bref, la structure hyperfine ne pourra pas nous permettre à elle seule de trouver des intervalles intéressants. Mais elle nous donnera l'assurance qu'une différence obtenue pour plusieurs couples de raies n'est due qu'à une coïncidence fortuite si elle nous oblige à associer des raies totalement différentes (raie simple et à grande structure, par exemple). Cette différence pourra au contraire être réelle si elle associe des raies analogues (simple et dissymétrique, ou de "flag-patterns" peu différents).

Nous allons voir qu'aux difficultés théoriques s'ajoutent de nombreuses difficultés expérimentales qui limitent surtout la précision des mesures d'intensité, indispensables pour avoir J.

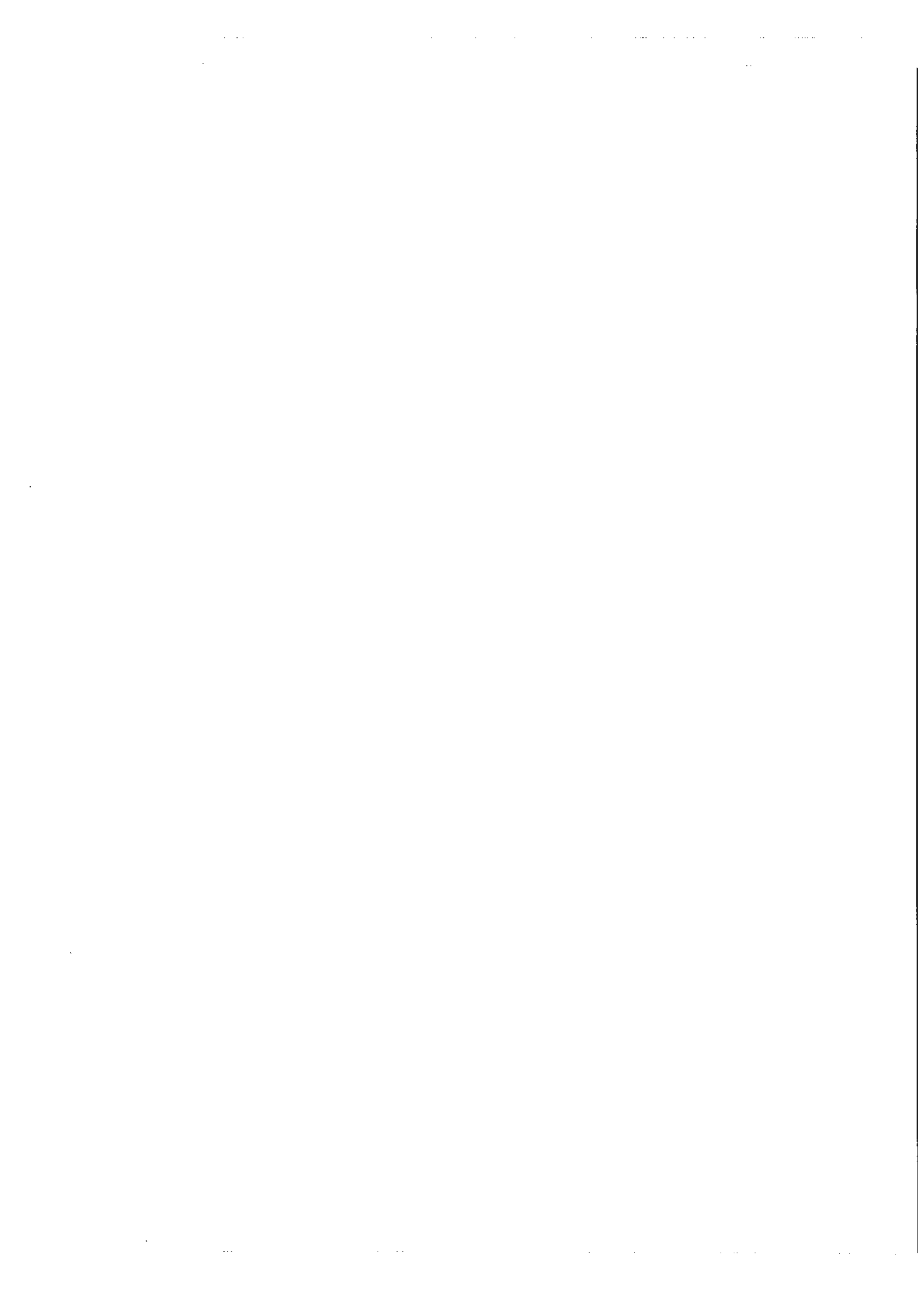
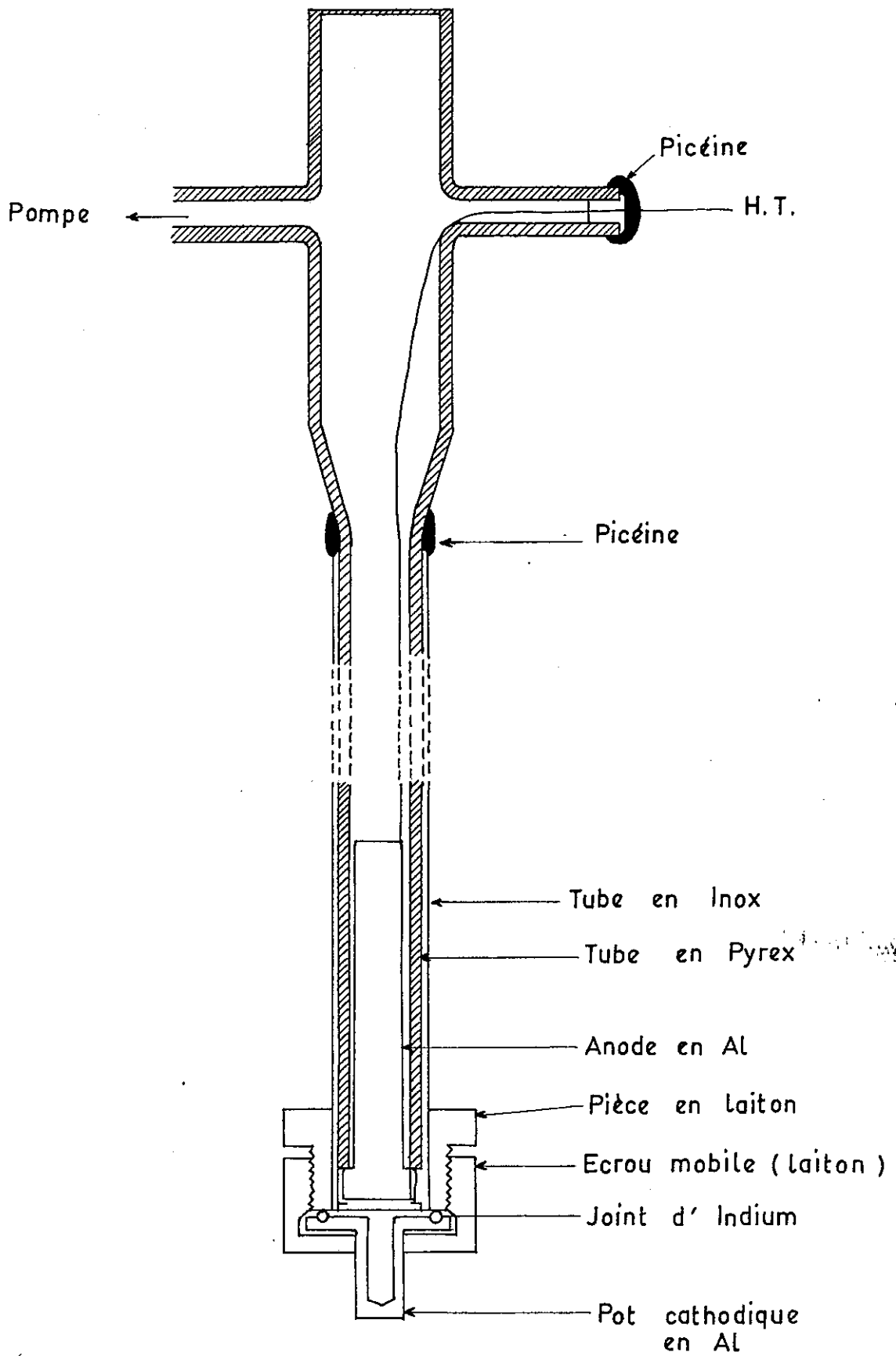


FIGURE IV



EXPERIENCES

La Source

La lampe à cathode creuse du type SCHULER, refroidie à l'azote liquide, a été la seule source utilisée.

C'est un dispositif classique que nous avons représenté en coupe sur la figure 4.

Le pot cathodique est en Aluminium assez mince pour faciliter le refroidissement. La partie supérieure du pot cathodique est en forme de collerette et elle est appliquée sur le corps de la lampe par l'intermédiaire d'un joint d'Indium qui assure une très bonne étanchéité au vide, même à très basse température, à condition d'être suffisamment écrasé ; cet écrasement est obtenu par le serrage d'une sorte d'écrou prenant appui sur la face inférieure de la collerette et s'y vissant sur l'extérieur du corps de la lampe.

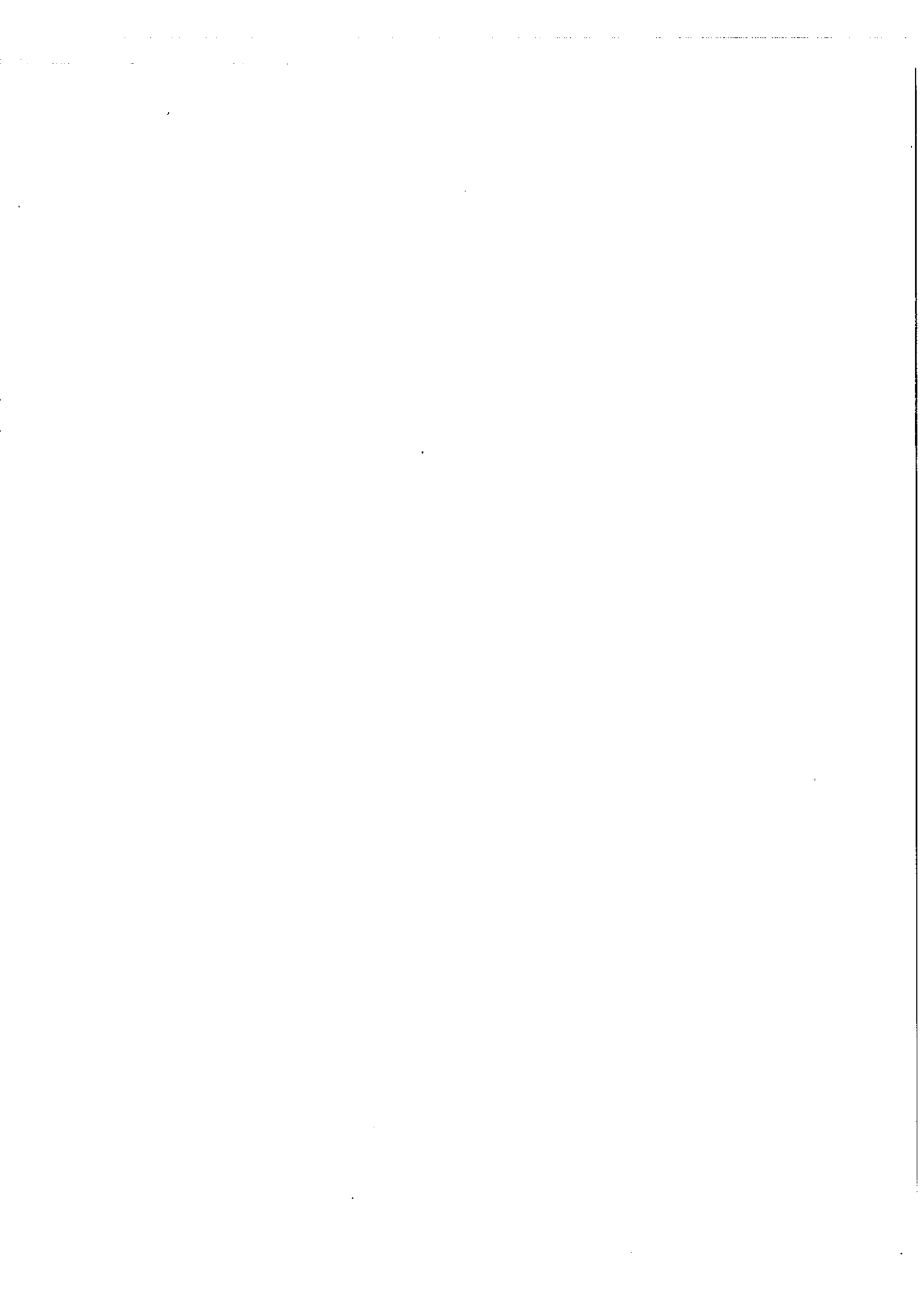
Le Terbium est placé au fond du pot cathodique sous forme d'oxyde de Terbium (pureté 99,9 %) en poudre brune, par quantité d'environ 10 mg à 20 mg à la fois.

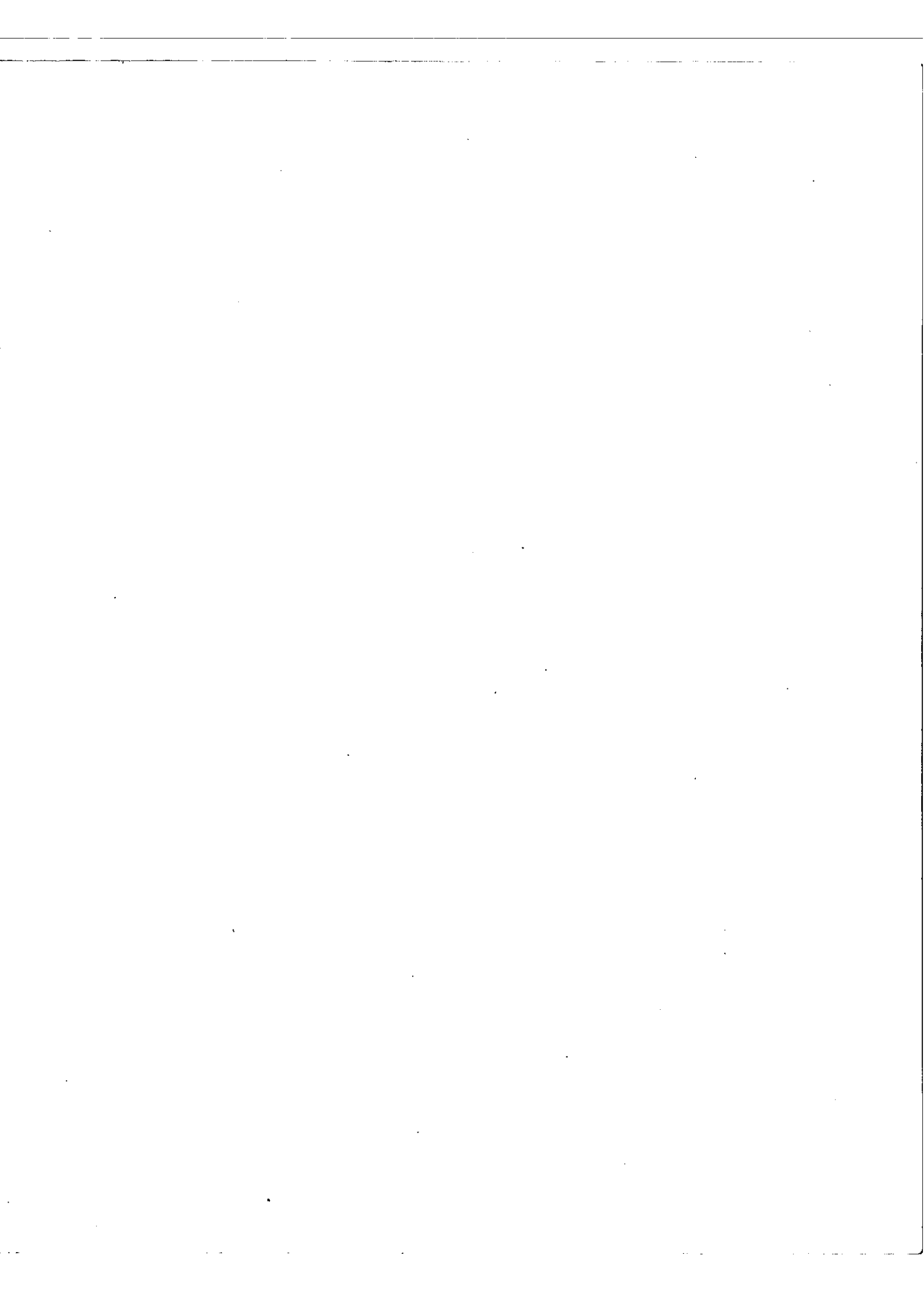
L'anode est suspendue à distance fixe de la cathode par un fil qui sert aussi à l'alimenter en courant continu sous haute tension.

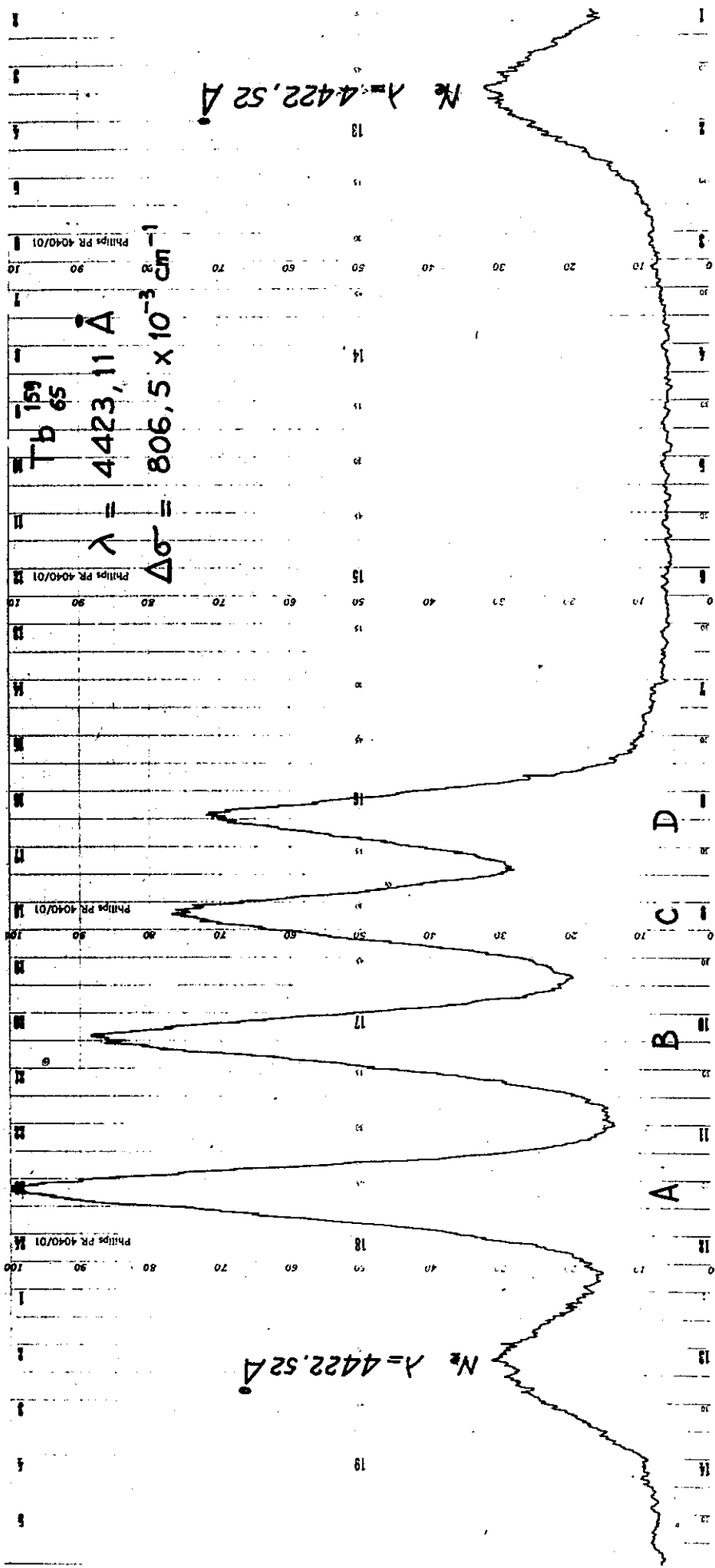
On a utilisé suivant les cas un courant d'intensité comprise entre 5 et 40 mA, - en choisissant toujours la plus faible valeur possible pour réduire l'effet Doppler - et on constate que la pression optimum du gaz dépend de l'intensité du courant.

Le seul gaz porteur utilisé est le Néon que l'on purifie au moyen d'un piège à charbon activé refroidi à l'azote liquide.

Les raies du Néon sont très facilement excitées. Mais la pression optimum n'est pas la même que pour les raies du métal. On les reconnaît facilement à leur largeur (celle-ci est proportionnelle à $\sqrt{T/M}$, avec M variant de 20 à 159 lorsque l'on passe du Néon au Terbium : par exemple la raie $\lambda = 4422,52 \text{ \AA}$ du Néon sur l'enregistrement de la raie $\lambda = 4423,11 \text{ \AA}$ du Terbium).







De plus, on constate que l'intensité d'une raie du Néon varie linéairement en fonction du courant, tandis que l'intensité d'une raie du Terbium est sensiblement proportionnelle au carré de l'intensité du courant dans la lampe.

Difficultés expérimentales

L'enregistrement de la raie $\lambda = 4439,38 \text{ \AA}$ (Enregistrement N° 1) montre les difficultés expérimentales auxquelles on se heurte quand on essaie de faire des mesures d'intensité : les deux premières composantes du "flag-pattern" n'ont pas tout à fait la même intensité dans les deux ordres reproduits. Ceci est dû à des variations d'intensité dans la lampe - variations difficiles à expliquer et à éviter.

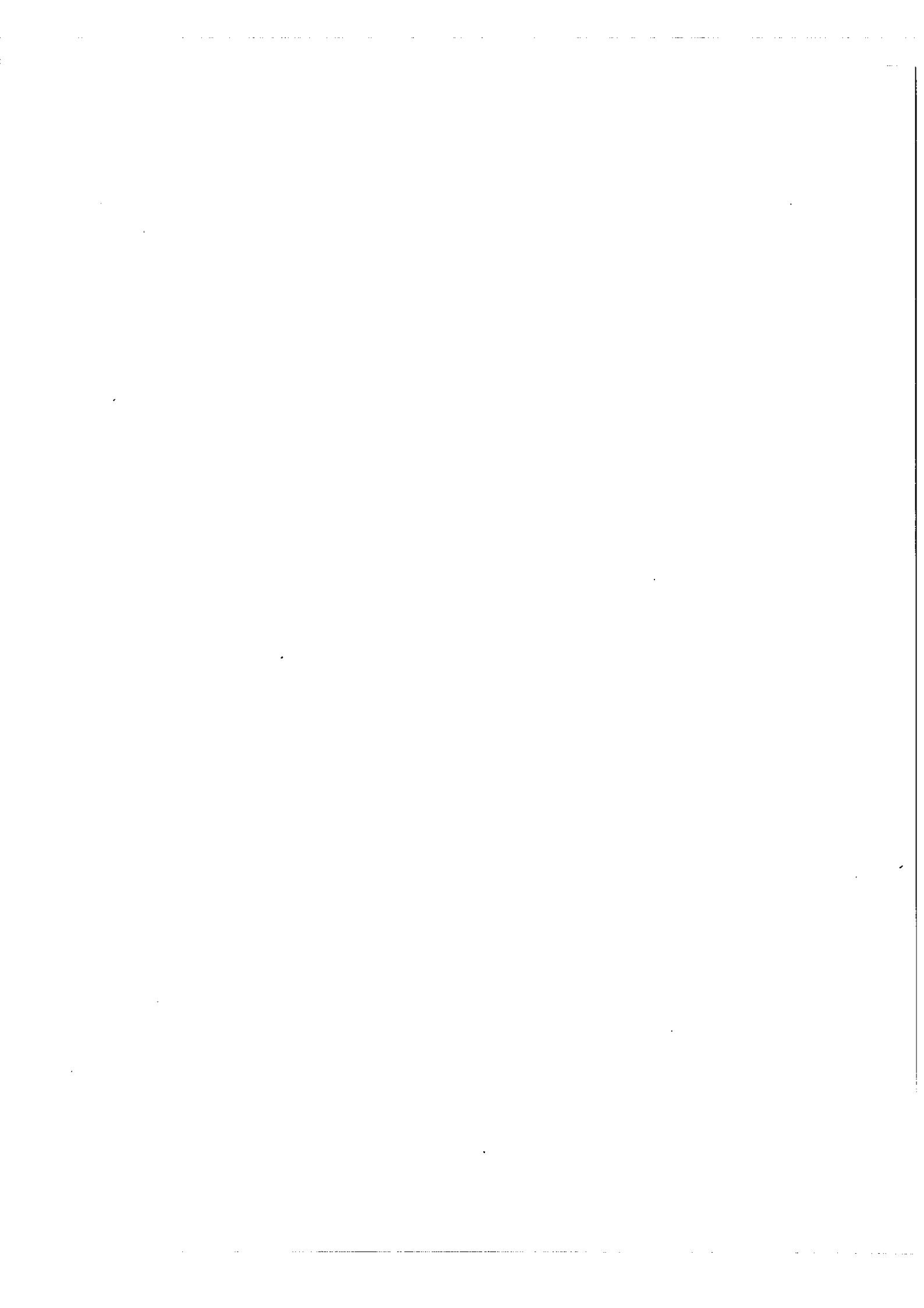
L'utilisation d'une poudre d'oxyde de Terbium présente plusieurs inconvénients par rapport au cas favorable où on peut utiliser une feuille de métal (comme cela est possible pour le Tungstène) :

- 1 - par un phénomène chimique, l'excitation de l'oxyde est plus difficile que celle du métal puisqu'elle nécessite d'abord une réduction ;
- 2 - la surface émissive est petite puisque seul le fond du pot est couvert ;
- 3 - sous l'influence de la décharge, l'Aluminium est arraché aux parois verticales de la cathode et recouvre peu à peu l'oxyde de Terbium, ce qui nécessite le nettoyage de la lampe.

Ces fluctuations aléatoires de la source nous obligent à enregistrer plusieurs ordres de façon à pouvoir faire une moyenne ; mais on se heurte alors à une autre difficulté : il est inévitable que l'intensité de la lampe - réglée au mieux au début de l'enregistrement - ne change au cours du temps. Ces modifications des intensités sont dues en plus aux très petites variations de température et de pression auxquelles le régime de la cathode est très sensible.

Une dernière cause de fluctuation des intensités observées peut être imputée à un défaut de fidélité du potentiomètre enregistreur PHILIPS.

Sur l'enregistrement de cette raie $\lambda = 4439,38 \text{ \AA}$, on voit de petites raies dans l'intervalle laissé libre entre deux ordres successifs de la raie étudiée. Ces



petites raies - trop faibles pour être identifiées - peuvent appartenir au spectre du Terbium qui est très riche en raies ; il peut y en avoir d'autres dans l'ordre, cachées par les composantes de la raie du Terbium qui nous intéresse et l'exemple choisi illustre une constatation tout à fait générale.

Pour éviter que l'intensité d'une des composantes du "flag-pattern" ne soit faussée par une raie parasite qui coïnciderait avec elle à une épaisseur d'étalon donnée, il faut enregistrer chaque raie sur laquelle on veut faire des mesures avec plusieurs entre-ordres différents.

Si plusieurs raies parasites sont gênantes au voisinage de la raie étudiée, on doit se contenter de mesurer trois ou même deux des quatre composantes du "flag-pattern", ce que nous verrons dans les tableaux suivants.

La richesse du spectre du Terbium présente encore un autre inconvénient : la répartition de l'énergie entre toutes ces raies entraîne le fait qu'aucune n'est très intense en valeur absolue et que le rapport signal/bruit est faible.

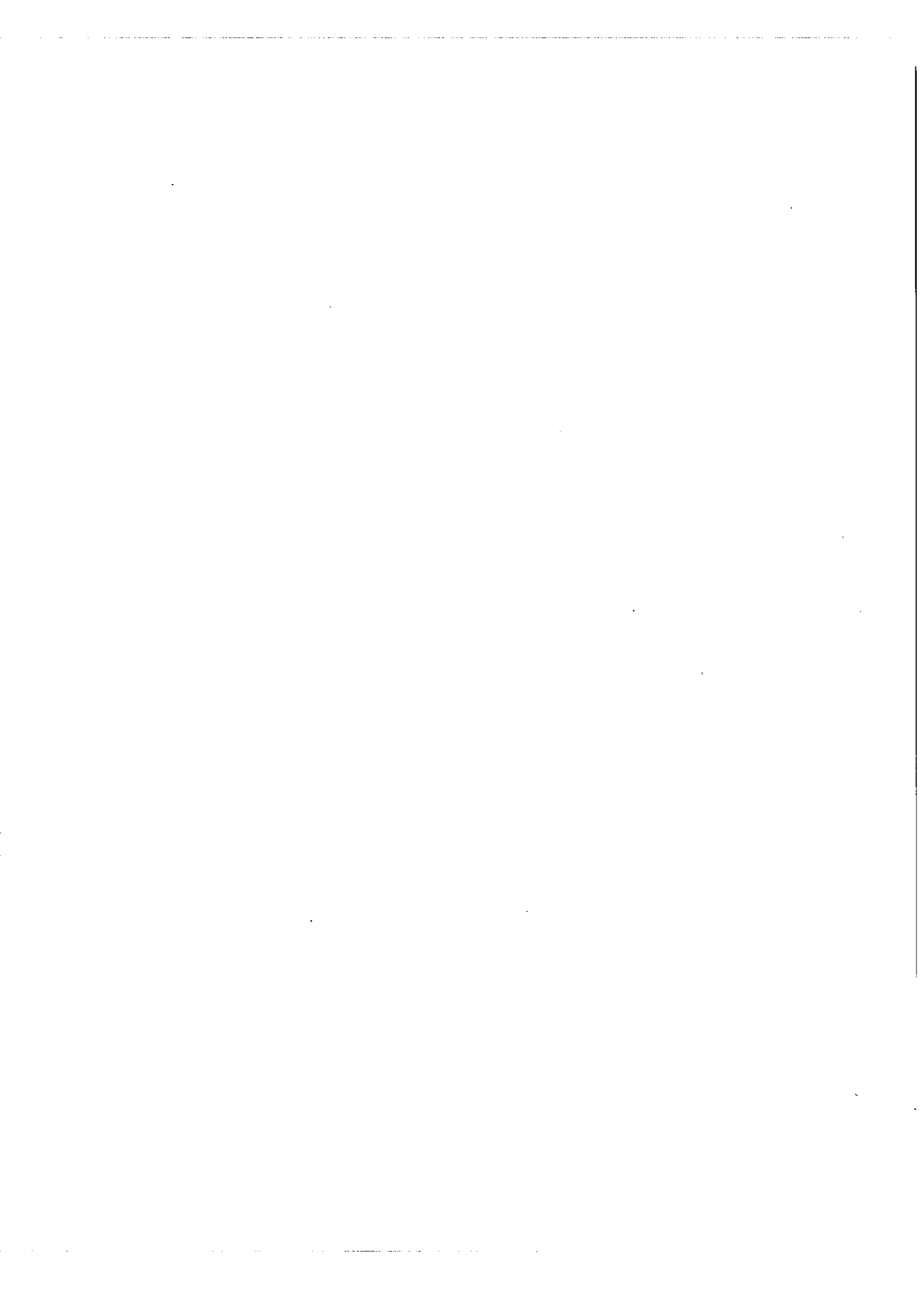
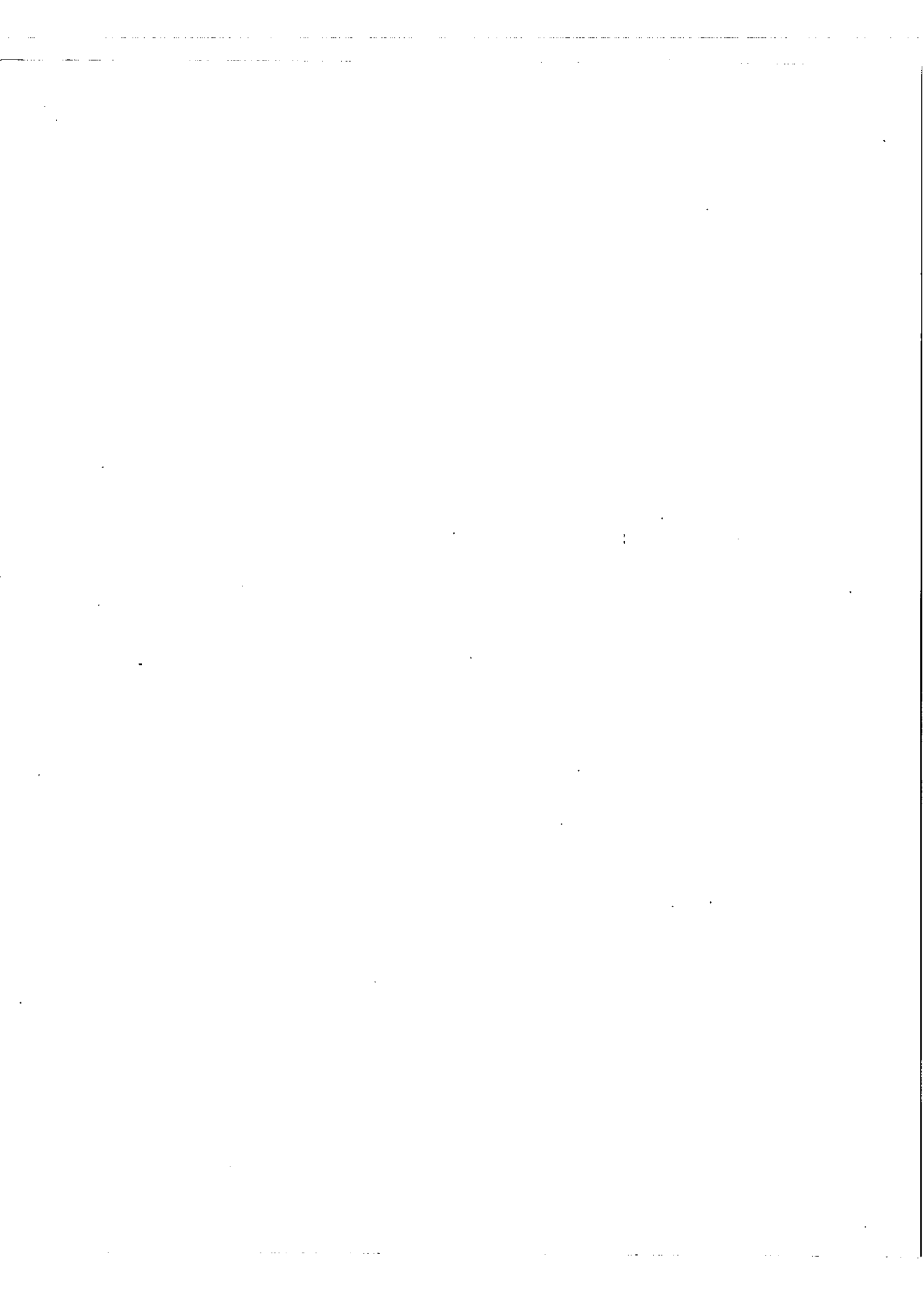
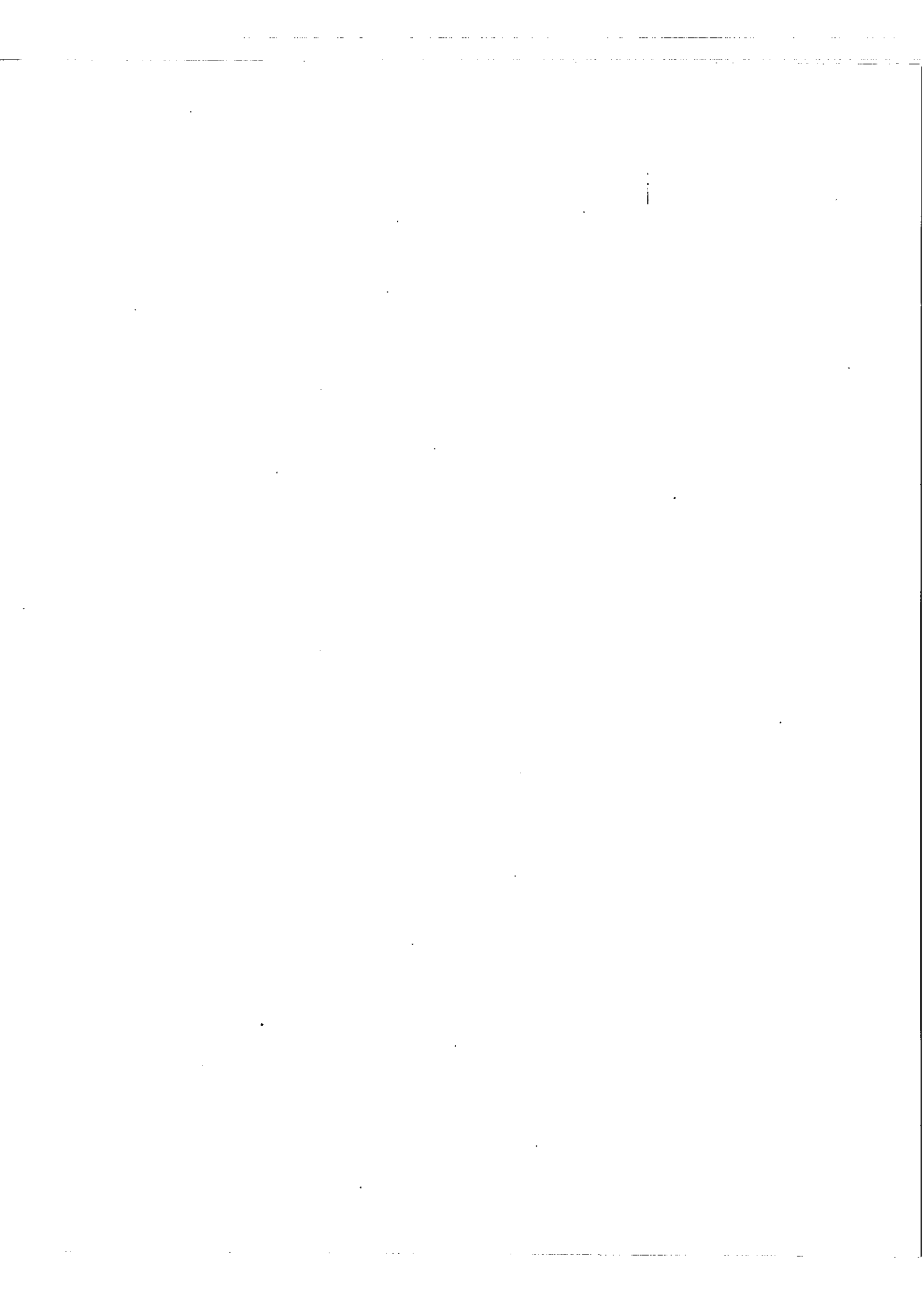


TABLEAU IV

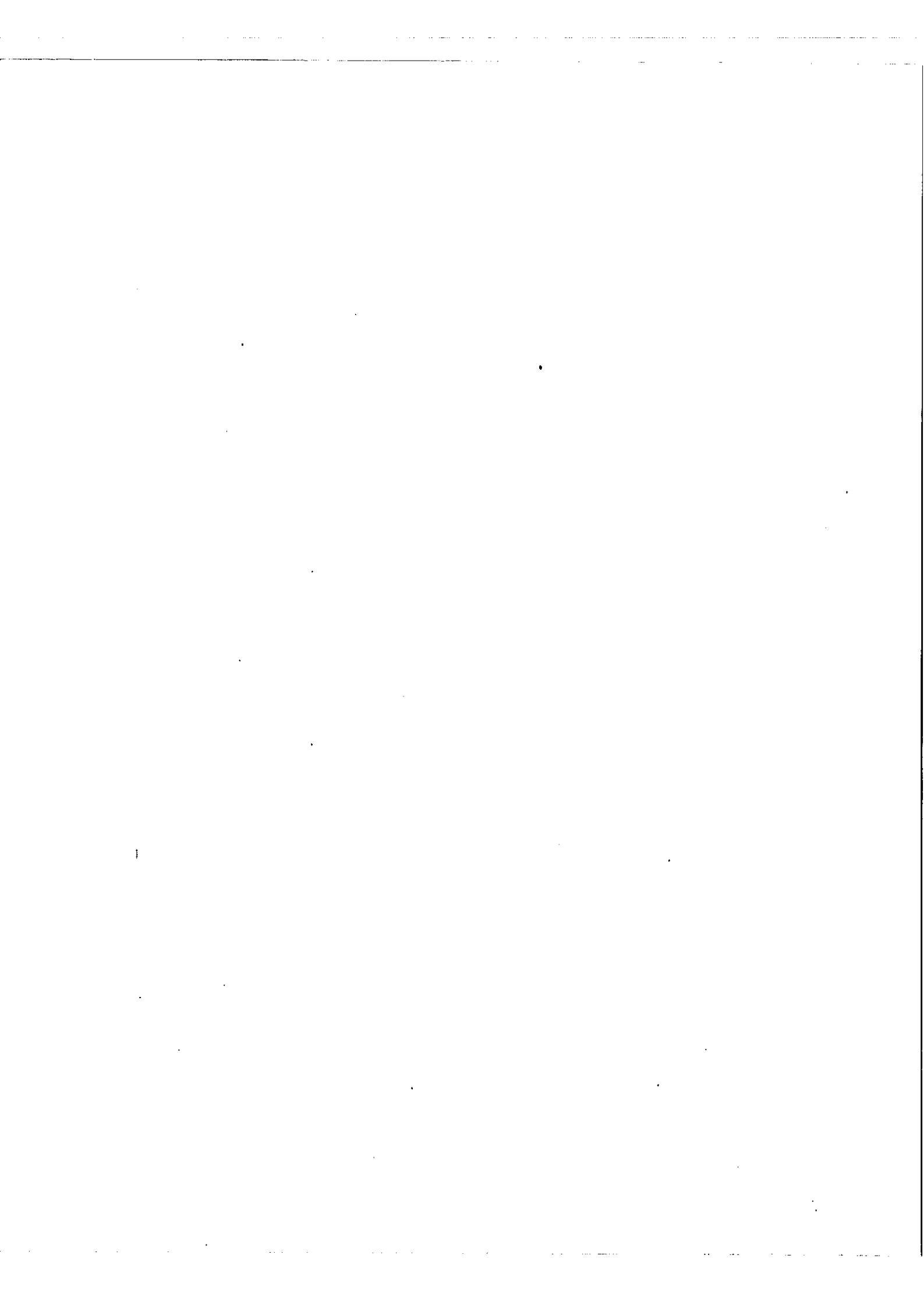
λ Å	(K)	Intensité estimée	Composantes hyperfines (intensités décroissantes) en mK				
3888,23	25 711,36	2	0	- 187	- 347	- 491	
3901,35	25 624,89	6	0	0	0	0	
3976,84	25 138,48	1	0	+ 316	+ 584,5	+ 842	Tb II
3987,67	25 070,21	2	0	0	0	0	
3989,54	25 058,46	3	0	- 49	- 104	- 156	
? 4010,06	24 930,24	3	0	0	0	0	
4013,27	24 910,30	3	0	- 88	- 154,5	- 210	
? 4032,34	24 792,49	5	0	0	0	0	
4061,56	24 614,14	6	0	0	0	0	
4081,24	24 495,44	5	0	- 155	- 292	- 412	
4086,62	24 463,19	4	0	+ 67	+ 132,5	+ 195	
4092,20	24 429,84	4	0	- 60	- 113,7	- 156,7	
4094,50	24 416,11	3	0	0	0	0	
4101,65	24 373,55	2	0	0	0	0	
? 4102,52	24 368,33	2	0	0	0	0	
4103,36	24 363,40	3	0	0	0	0	
et 4103,46	24 362,80	2	0	- 67,5	- 132,5	- 183	
? 4112,50	24 309,25	4	0	-	-	- 25	dissym.
4139,06	24 153,26	3	0	0	0	0	
4141,55	24 138,74	3	0	-	-	- 45	dissym.
4143,51	24 127,44	3	0	-	-	- 60	dissym.
4146,96	24 107,25	4	0	+ 68,7	+ 123,2	+ 168	
4156,28	24 053,19	5	0	- 52,7	- 107,4	- 161	
? 4166,51	23 994,14	3	0	0	0	0	
? 4167,75	23 987,00	3	0	-	-	- 35	2 comp.
? 4170,49	23 971,24	4	0	- 20	- 58	- 99	
4187,16	23 875,81	5	0	- 92	- 182	- 270	
4191,59	23 850,57	2	0	0	0	0	
4201,3	23 795,5	4	0	+ 47,8	+ 88	+ 112	nouvelle
4203,72	23 781,75	4	0	-	-	- 40	dissym.
4215,13	23 717,38	3	0	0	0	0	
4222,71	23 674,81	3	0	-	-	- 37	2 comp.
? 4224,28	23 666,01	2	0	0	0	0	
4235,35	23 604,15	3	0	- 96	- 177	- 245	



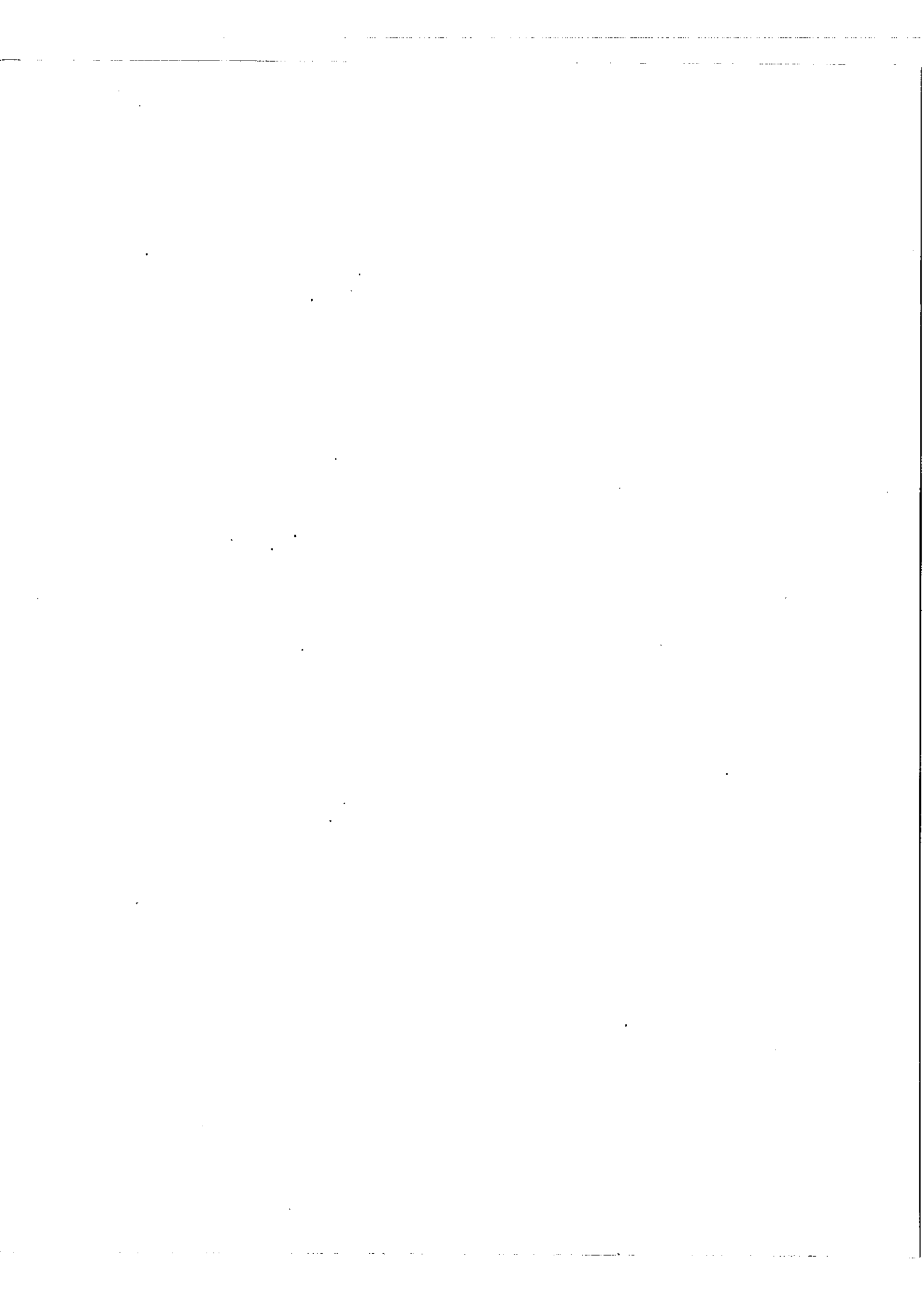
° Å	(K)	Intensi- té esti- mée	Composantes hyperfines (intensités décroissantes) en mK			Tableau IV (2)	
4239,29	23 582,27	3	0	- 31,8	- 78,5	- 126	
et 4239,91	23 578,77	3	0	- 60	- 131	- 207	
4255,24	23 493,77	4	0	- 58	- 123	- 185,5	
4258,24	23 477,33	3	0	± 37,5	+ 85,3	+ 145,5	
4266,34	23 432,70	5	0	+ 63	+ 124	+ 178	
4298,36	23 258,09	2	0	- 50,5	- 102	- 143	
4307,21	23 210,36	3	0	- 51	- 112,5	- 174	
et 4307,5	23 209,0	1	0	+ 72	+ 139	+ 199	nouvelle
? 4311,29	23 188,39	2	0	0	0	0	
et 4311,56	23 186,94	2	0	0	0	0	
? 4312,35	23 184,14	2	0	0	0	0	
? 4313,25	23 177,85	3	0	- 75	- 154	- 228	
4318,84	23 147,80	8	0	-	-	- 30	2 comp.
4322,24	23 129,65	1	0	+ 42	+ 82,5	+ 115,5	
4325,50	23 112,21	2	0	- 77,2	- 159	- 236	
4326,48	23 107,03	9	0	-	-	+ 70	dissym.
4334,69	23 063,27	6	0	+ 28,5	+ 65	+ 100	
4338,47	23 043,23	5	0	0	0	0	
4340,63	23 031,71	5	0	-	-	+ 75	dissym.
4342,51	23 021,68	2	0	- 49,5	- 107,5	- 168	
4356,84	22 945,96	4	0	-	-	- 40	2 comp.
4374,43	22 853,70	2	0	-	-	± 60	3 comp.
4385,68	22 795,08	2	0	- 40	- 80	- 105	
4390,93	22 767,93	2	0	0	0	0	
4420,19	22 617,09	3	0	+ 105,3	+ 177,5	+ 221,5	
4423,11	22 602,18	4	0	+ 97,2	+ 175,2	+ 236	
? 4435,55	22 538,79	3	0	- 40	- 82,5	- 120	
4439,38	22 519,35	3	0	- 45	- 102,6	- 165	
? 4451,64	22 457,33	3	0	0	0	0	
4465,70	22 386,62	3	0	- 37	- 75,5	- 114	
4488,16	22 274,60	4	0	- 120,3	- 219,5	- 300	
4493,07	22 250,21	5	0	+ 52	+ 99,2	+ 142	
4501,73	22 207,45	2	0	-	-	± 75	3 comp.
4507,96	22 176,76	1	0	- 66,5	- 141,3	- 220	
4515,5	22 139,7	1	0	- 45,5	- 113	- 185	nouvelle
? 4532,90	22 054,75	2	0	- 120	- 223	- 315	
4550,45	21 969,69	3	0	- 91	- 187	- 282	
4560,79	21 919,88	1	0	-	-	± 90	3 comp.



° A	(K)	Intensi- té esti- mée	Composantes hyperfines (intensités décroissantes) en mK			Tableau IV (3)	
4596,06	21 751,67	2	0	- 155	- 294	- 416	
4599,64	21 734,74	3	0	- 112,5	- 223	- 328	
ou 4600,16	21 732,29						
? 4611,96	21 676,68	1	0	0	0	0	
? 4632,07	21 582,58	1	0	0	0	0	
? 4636,59	21 561,54	2	0	+ 154,5	+ 308,5	+ 460,5	
4662,80	21 440,34	1	0	+ 60	+ 108,4	+ 134	
4676,90	21 375,70	4	0	- 155	- 294	- 416	
4682,52	21 350,05	4	0	- 57	- 115	- 175	
ou 4682,80	21 348,82						
4736,29	21 107,67	2	0	- 43	- 85	- 133	
? 4778,80	20 919,91	3	0	- 40	- 88	- 128	
? 4785,15	20 892,15	3	0	+ 75,5	+ 127	+ 153,5	
? 4795,36	20 847,66	1	0	- 208	- 399	- 570	
4806,78	20 798,13	8	0	- 169	- 335	- 492	
4810,20	20 783,43	7	0	0	0	0	
4813,77	20 767,93	6	0	+ 201	+ 394	+ 580	
? 4842,69	20 643,91	3	0	-	-	± 85	3 comp.
? 4872,00	20 519,72	3	0	- 81	- 157	- 217	
4878,04	20 494,31	2	0	0	0	0	
4896,19	20 418,34	4	0	- 84,5	- 169,0	- 248	
4915,90	20 336,48	5	0	+ 195	+ 377	+ 543	
4926,83	20 291,36	6	0	- 88	- 183	- 274	
4931,79	20 270,96	4	0	0	0	0	
4973,04	20 102,82	3	0	+ 89,4	+ 159	+ 212	
? 4982,78	20 063,52	4	0	- 171,5	- 322	- 455	
? 4986,94	20 046,78	3	0	0	0	0	
4997,95	20 002,62	3	0	+ 112	+ 221	+ 320	
5018	19 922,7	3	0	- 37	- 74,2	- 106,5	nouvelle
5049,58	19 798,11	2	0	- 71	- 149	- 222	
et		1	0	-	-	170	
? 5101,97	19 594,81	4	0	+ 48	+ 88	+ 120	
5176,51	19 312,66	4	0	- 130,5	- 266	- 398	
5209,34	19 190,95	6	0	- 32	- 71	- 106	
5221,99	19 144,46	6	0	- 119	- 233	- 335	
5228,4	19 120,9	5	0	- 125	- 260	- 394	nouvelle



° A	(K)	Intensi- té esti- mée	Composantes hyperfines (intensités décroissantes) (en mK)			Tableau IV (4)	
5231	19 111,5	4	0	++144,5	+ 262	+ 357	nouvelle
5235,11	19 096,48	6	0	- 127	- 251	- 365	
5247,89	19 049,97	6	0	- 75,5	- 133	- 179	ou
5248,71	19 047,00						
5251,21	19 037,93	5	0	- 111,5	- 200	- 268	?
5304,72	18 845,89	2	0	- 146	- 260	- 349	
5319,23	18 794,49	8	0	- 195,5	- 359	- 491	et
5346,14	18 699,88	6	0	- 101	- 194	- 277,6	
5352,35	18 678,19	10	0	- 164	- 310	- 437	nouvelle
5373,01	18 606,37	7	0	- 192	- 353	- 486	
et		6	0	- 147	- 261	- 344	nouvelle
5381	18 578,7	9	0	- 46	- 100	- 155	
5432,45	18 402,79	3	0	- 42	- 95	- 150	nouvelle
5456,0	18 323,3	2	0	- 81,8	- 154,5	- 218	
et		4	0	- 40	- 97	- 154	nouvelle
5456,53	18 321,57						
5457,83	18 317,21	3	0	0	0	0	?
5476,96	18 253,23	2	0	- 89	-161,5	- 219	
5509,61	18 145,61	8	0	- 78	- 149	- 213	nouvelle
5526,94	18 088,17	8	0	- 85	- 168	- 244	
5565,93	17 961,46	7	0	- 86	- 174	- 257	?
5572,48	17 940,35	3	0	- 124	-238,5	- 340	
5633	17 747,5	3	0	- 85	- 176	- 266,5	nouvelle
5671,84	17 626,07	4	0	- 78	- 153	- 220	
5795,64	17 249,57	5	0	- 88,5	- 165	- 230	?
5815,36	17 191,07	2	0	- 116	- 240	- 366	
5899,40	16 946,18	2	0	- 160	- 293	- 400	



R E S U L T A T S E X P E R I M E N T A U X

Dans la première liste de résultats (tableau IV), on peut voir la longueur d'onde, le nombre d'ondes, une estimation de l'intensité globale et la structure hyperfine de toutes les raies enregistrées. Les valeurs de J qui ont pu être déterminées sont indiquées dans une seconde liste (tableau V). Les résultats obtenus sont comparés à ceux de Davis dans le tableau VI.

Tableau IV

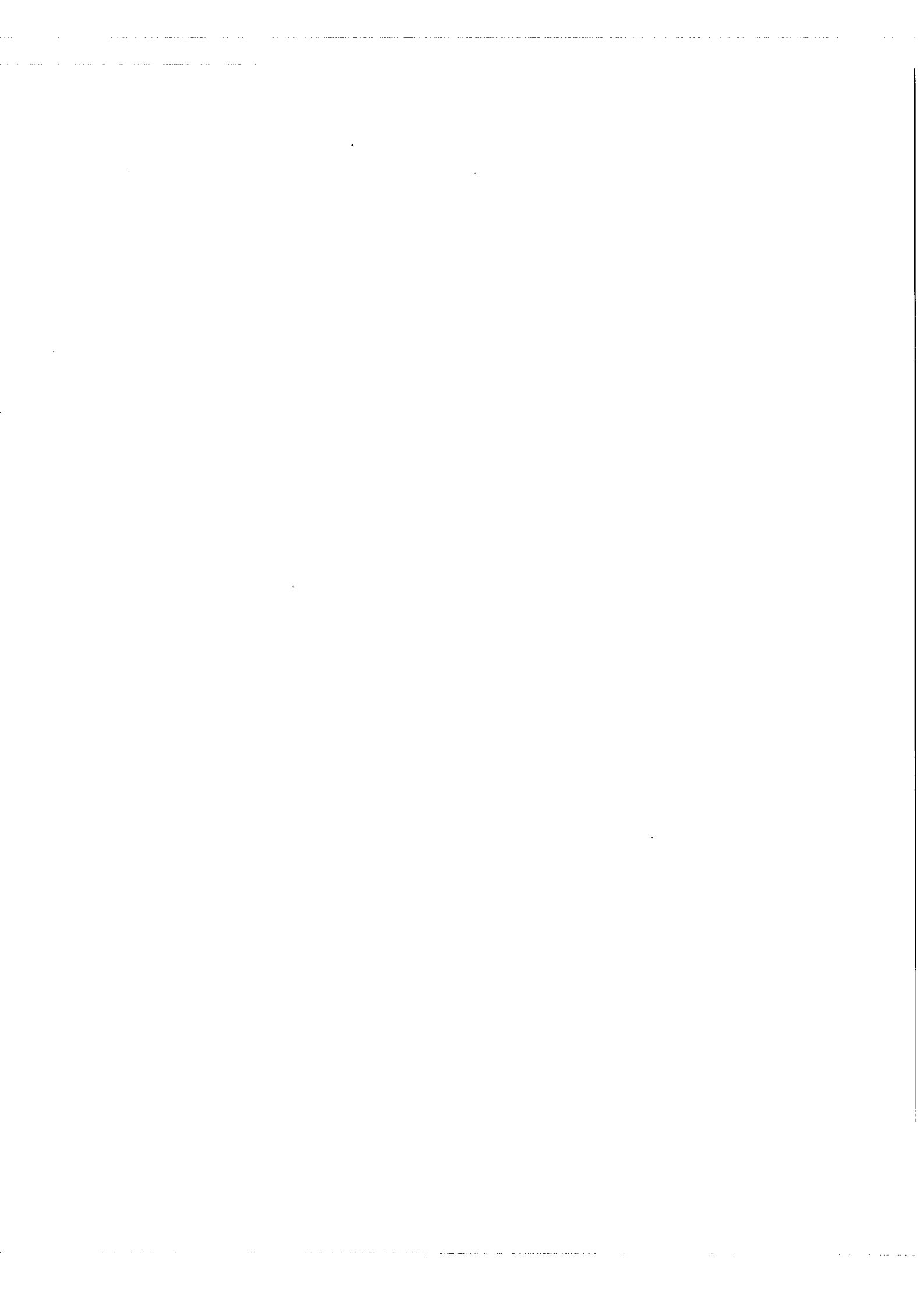
Quelques détails vont être donnés sur les valeurs inscrites dans les colonnes successives de la première liste (pages précédentes).

Longueurs d'onde et nombres d'ondes des raies (1ère et 2ème colonne)

La liste des raies enregistrées du Terbium a été établie par ordre de longueurs d'onde croissantes.

Nous connaissons approximativement la longueur d'onde des raies par simple lecture de la vis micrométrique qui commande l'inclinaison du réseau par rapport au plan de symétrie du monochromateur. Chaque division de la vis doit correspondre à un Angström, mais à cause de nombreuses imperfections locales, nous ne pouvons affirmer la validité de cette loi que lorsque nous disposons de plusieurs raies repères suffisamment proches (raies du Mercure, raies très intenses du spectre du Néon). Lorsque nous sommes loin des raies repères, l'incertitude sur la longueur d'onde de la raie enregistrée peut atteindre 2 \AA° et les renseignements que nous trouvons dans les diverses tables de longueurs d'onde ne nous permettent pas toujours de la réduire. Plusieurs cas peuvent se présenter :

- 1.- Le cas le plus favorable est celui où les divers auteurs indiquent une raie intense et isolée dans le domaine de longueur d'onde auquel peut appartenir la raie enregistrée : aucune hésitation n'est alors possible (les écarts inférieurs à $0,1 \text{ \AA}^{\circ}$ entre les diverses indications d'une même raie n'ont pas d'importance ici).
- 2.- On ne trouve parfois d'indication de longueur d'onde pouvant correspondre à la raie enregistrée que dans une seule liste. C'est la table de NORRIS qui contient



le plus grand nombre de raies du Terbium bien qu'elle ne contienne pas toutes les raies du Terbium trouvées dans la table de M.I.T. On est alors obligé de donner la seule indication obtenue ainsi, sans pouvoir la confirmer. (Un doute sur la longueur d'onde est indiqué par un point d'interrogation).

3. - Il nous est arrivé souvent d'enregistrer une seule raie alors que l'on trouve dans les tables deux longueurs d'onde distantes d'environ 1 \AA^0 ; nous hésitons entre les deux valeurs si les deux raies sont indiquées dans les tables avec approximativement la même intensité. Dans ce cas, nous donnons les deux longueurs d'onde car nous n'avons aucun renseignement sur les sources employées par les différents auteurs que nous venons de citer et nous ne pouvons pas savoir quelles sont les raies dont l'intensité est différente dans ces sources et en cathode creuse ; il est fort probable que ces autres sources émettent beaucoup de raies d'étincelle.

4.- Quelques raies n'ont pu être trouvées dans aucune table. Nous avons vu que la largeur des raies évite toute confusion avec les raies du Néon ou les bandes de l'hydrogène d'Aluminium ; aucune raie n'a pu être observée lors d'une recherche systématique des raies ultimes du Dysprosium et des raies les plus intenses du Gadolinium, dans le domaine de longueur d'onde étudiée (ces Terres Rares voisines du Terbium sont en effet les éléments qui ont le plus de chances de faire partie des impuretés du corps étudié).

Ces raies qui n'avaient pas encore été observées (elles sont notées "nouvelle" en remarque) font donc très probablement partie du spectre de Tb I (cette origine est à peu près sûre pour 9 raies qui présentent un "flag-pattern" à quatre composantes car cette structure hyperfine ne peut être expliquée pour aucun des éléments cités).

Nous donnons la longueur d'onde approximative pour les raies de cette catégorie qui sont isolées.

Par contre, si une raie de cette catégorie est transmise dans la même bande passante du monochromateur qu'une raie plus intense dont le nombre d'onde se trouve dans les listes, nous pouvons calculer avec précision la différence de nombre d'ondes



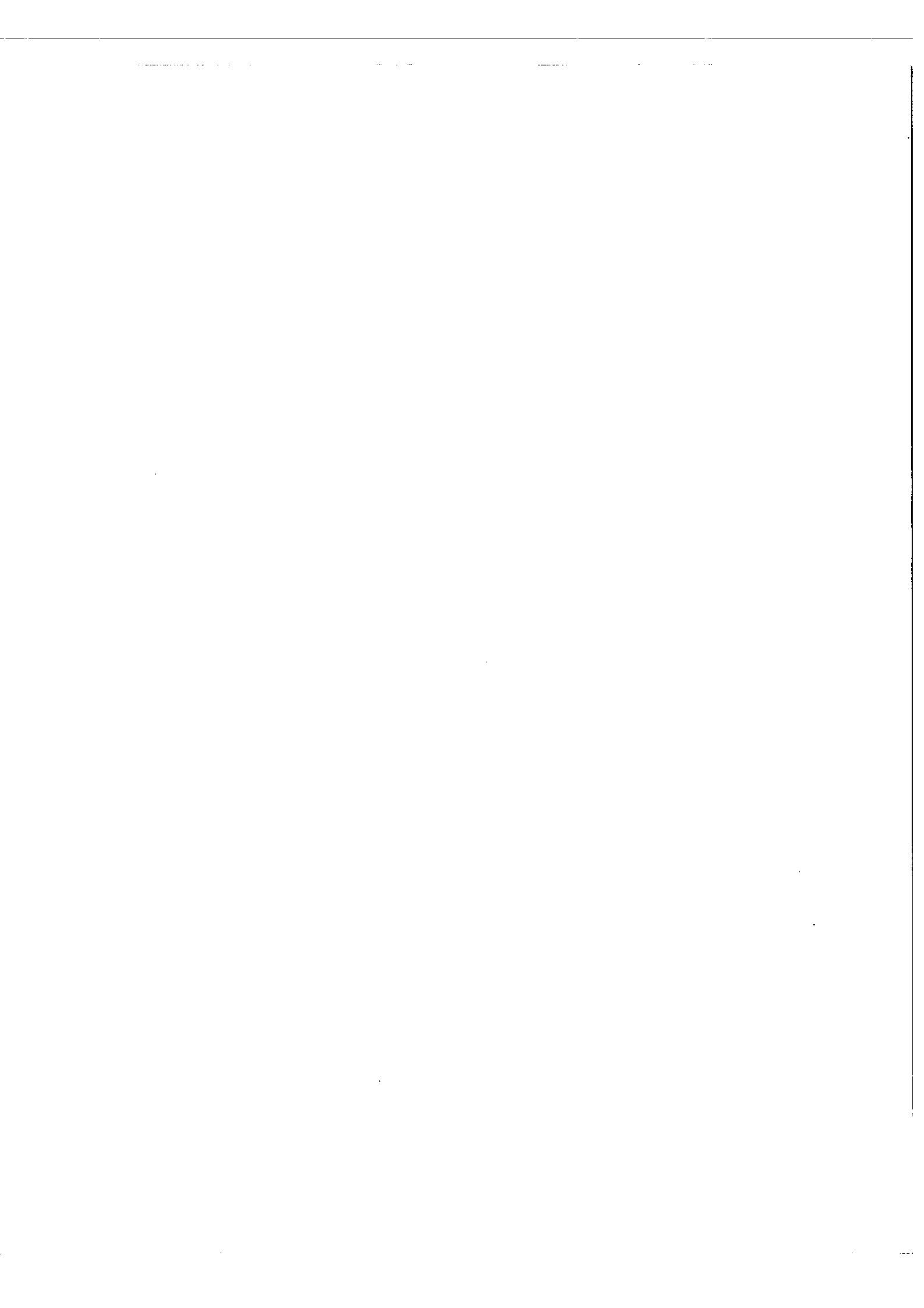
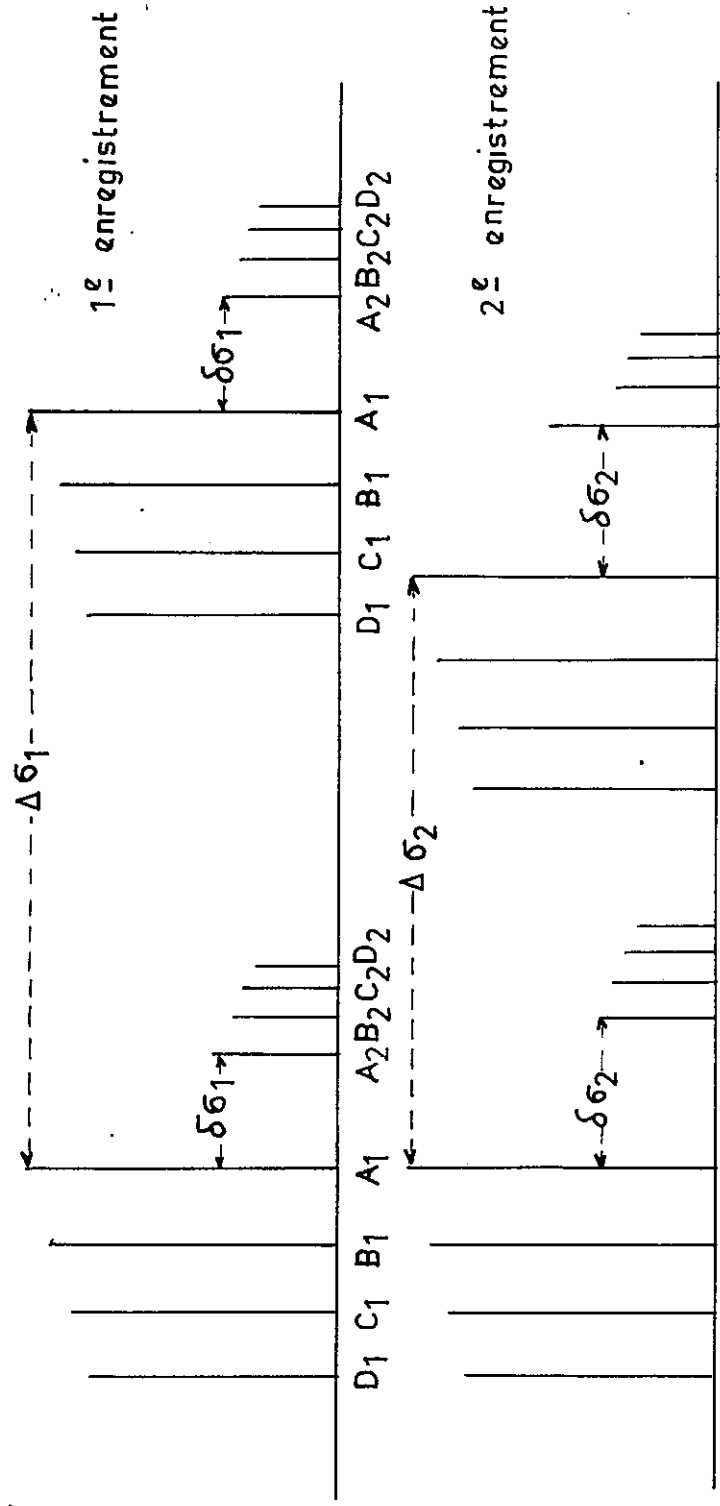


FIGURE V

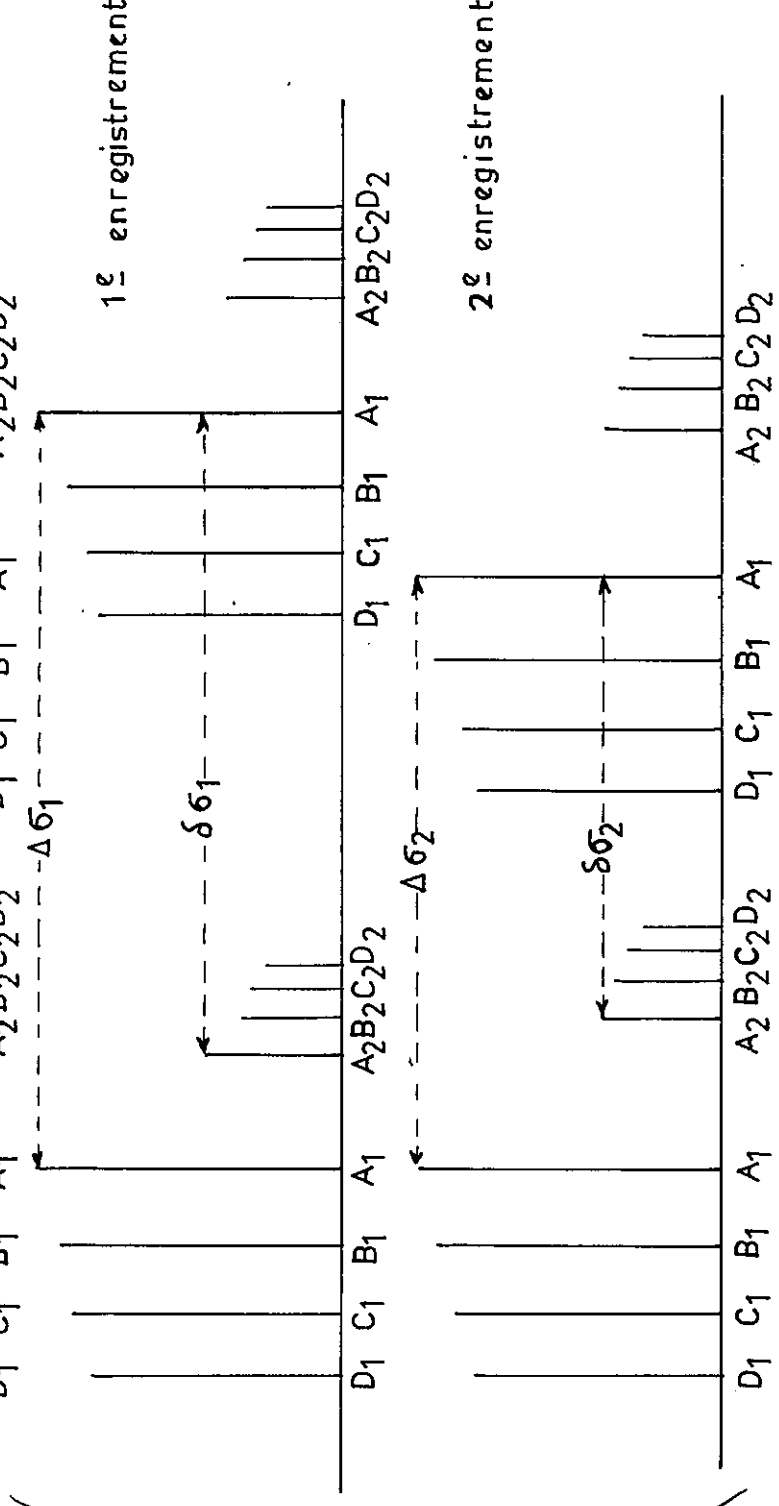
Mesure de $\delta\sigma_1$ et $\delta\sigma_2$

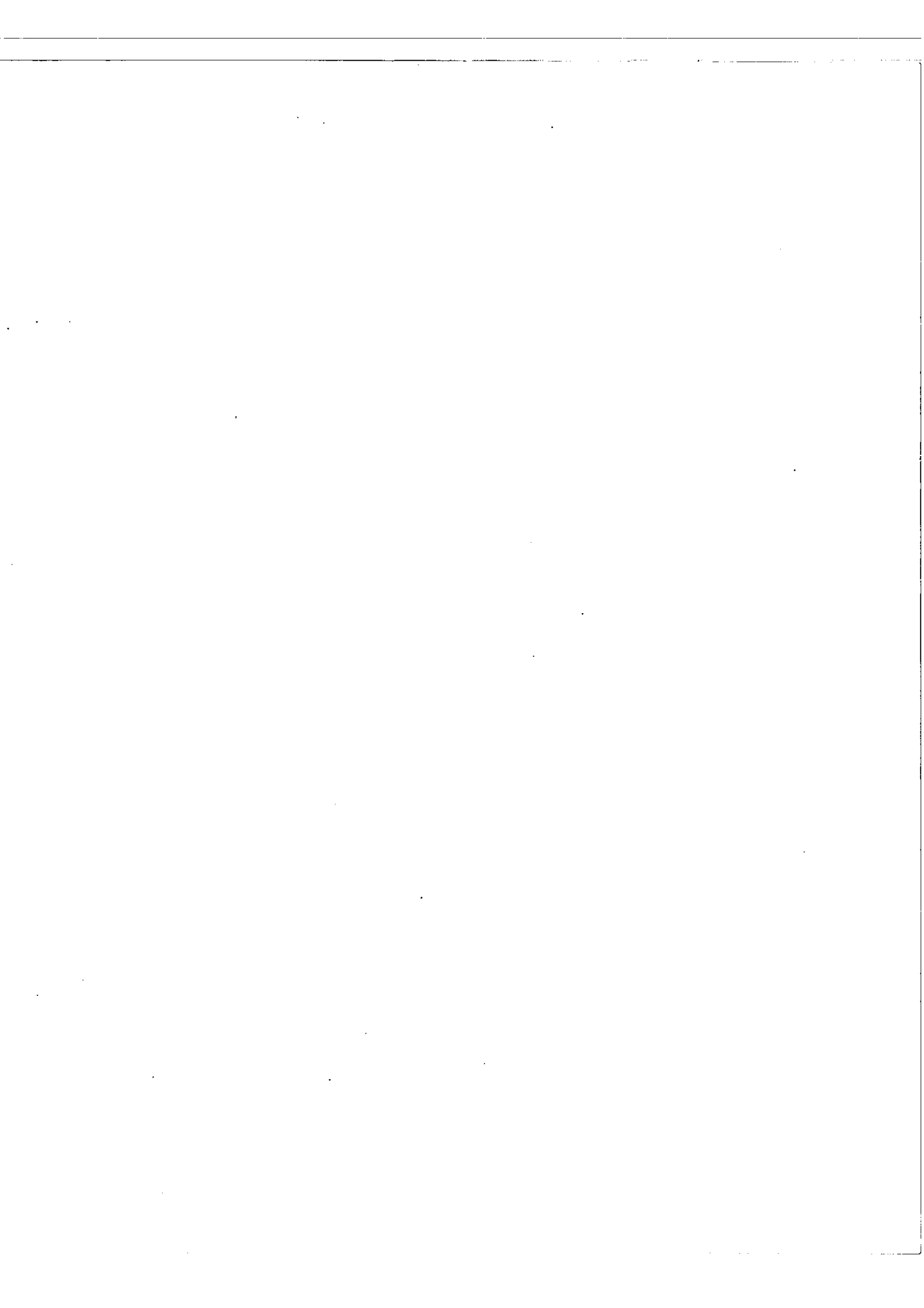
si le nombre d'ondes de A_2 est supérieur à celui de A.

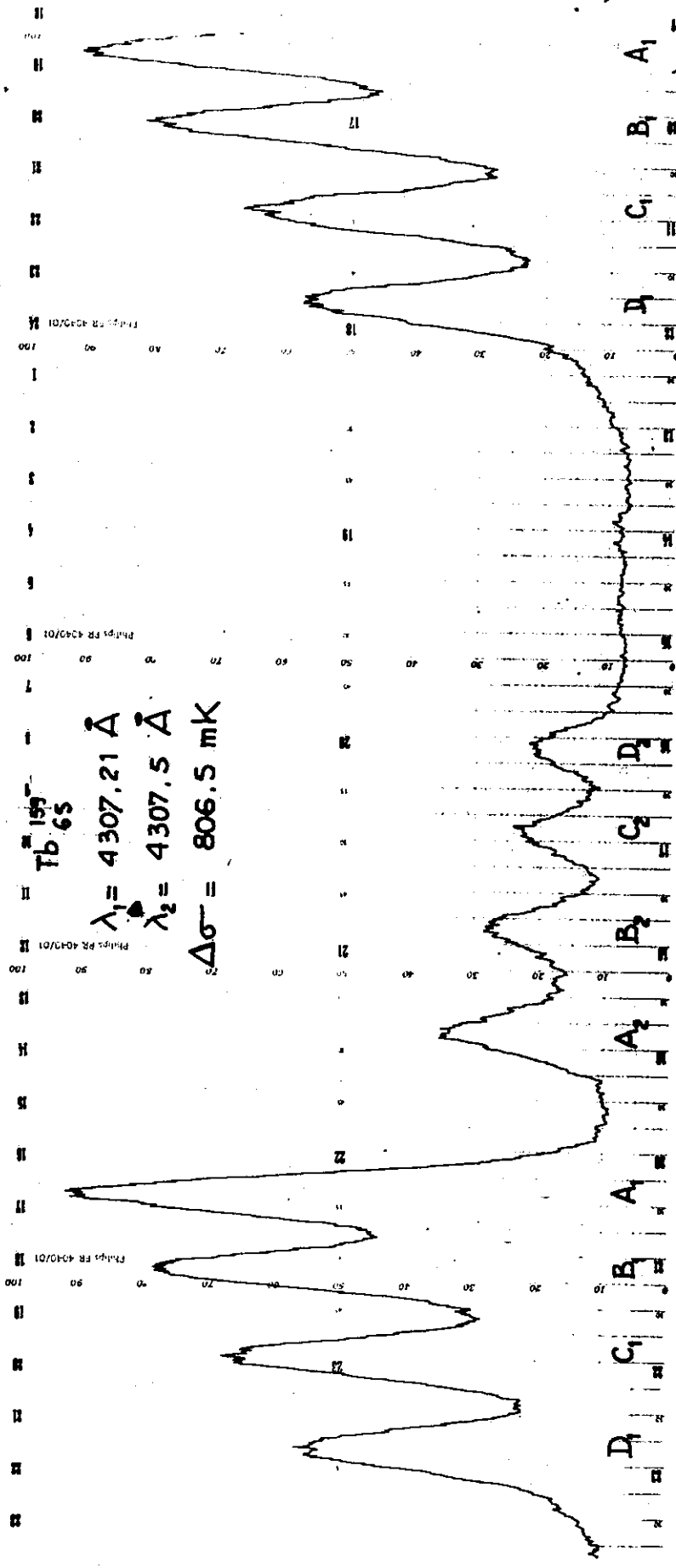


Mesure de $\delta\sigma_1$ et $\delta\sigma_2$

si le nombre d'ondes de A_2 est inférieur à celui de A.







199
Tb 65

$$\lambda_1 = 4307.21 \text{ \AA}$$

$$\lambda_2 = 4307.5 \text{ \AA}$$

$$\Delta\sigma = 806.5 \text{ mK}$$

de ces deux raies.

Si elles sont assez éloignées pour qu'on puisse amplifier l'une par rapport à l'autre en faisant tourner le réseau, on sait tout de suite quelle raie possède le plus grand nombre d'ondes. Si l'on enregistre le même groupe de raies avec une épaisseur d'étalon différente, on peut calculer l'écart des deux raies par le procédé suivant.

La différence entre les nombres d'ondes des plus grandes composantes de chaque "flag-pattern" est donnée par :

$$A_1 A_2 = \delta \sigma_1 + n_1 \Delta \sigma_1 = \delta \sigma_2 + n_2 \Delta \sigma_2$$

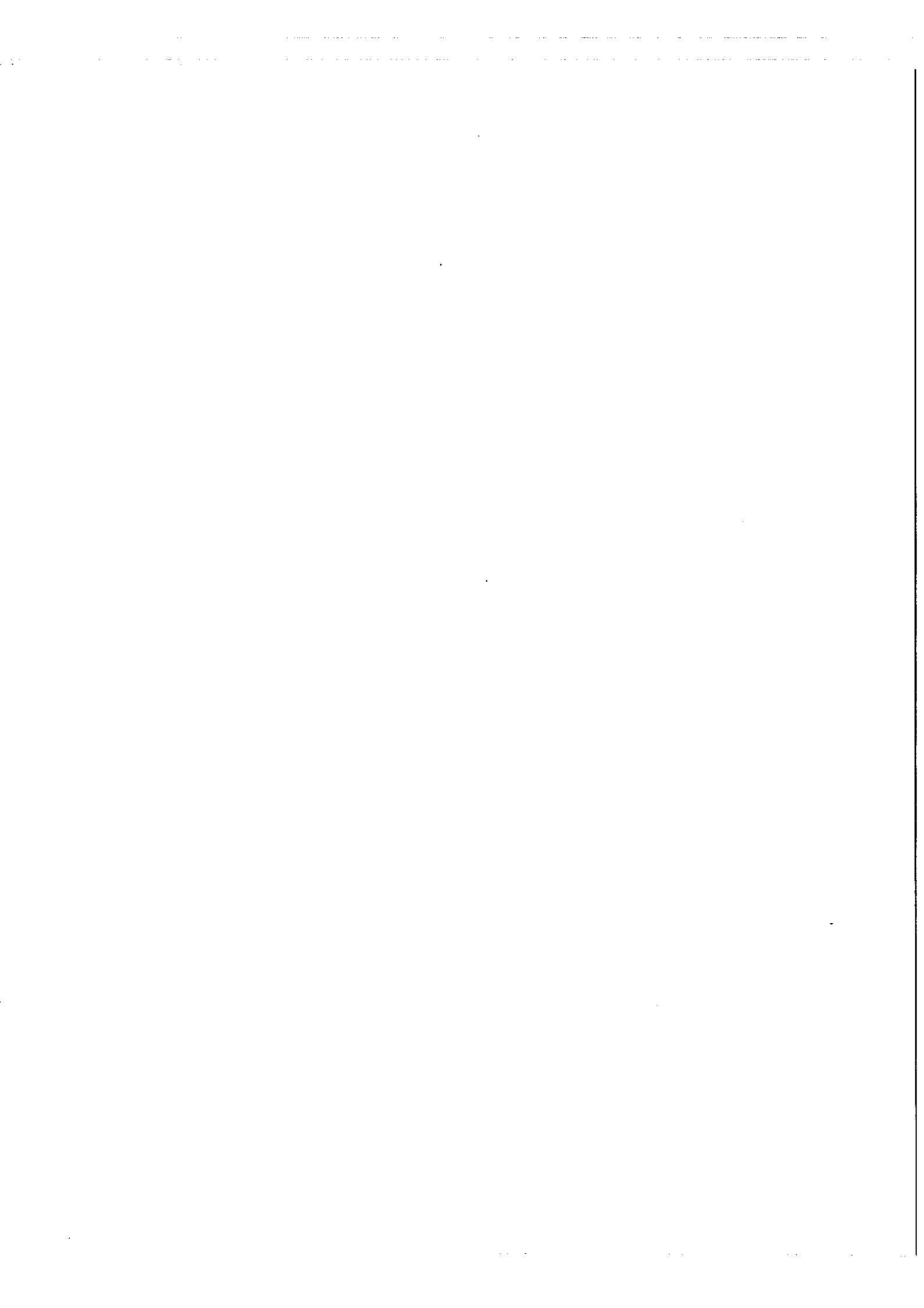
On voit sur le schéma que $\delta \sigma_1$ est la distance apparente des deux grandes composantes sur un enregistrement fait avec un intervalle libre $\Delta \sigma_1$; $\delta \sigma_2$ est la distance apparente de $A_1 A_2$ sur un enregistrement fait avec un autre intervalle libre $\Delta \sigma_2$. Les nombres entiers n_1 et n_2 (< 10) s'obtiennent par essais successifs.

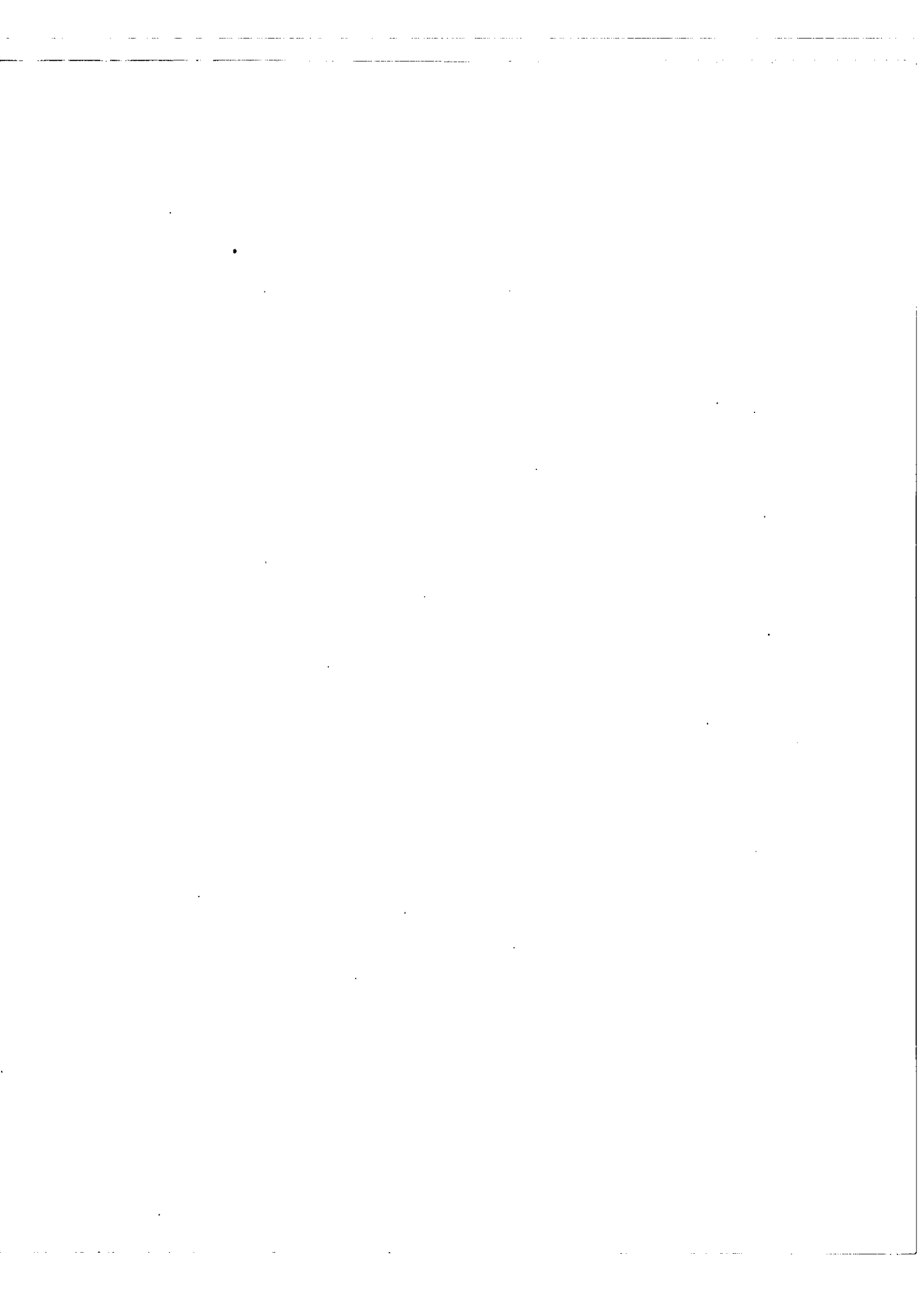
Si les deux raies sont si proches que la rotation du réseau ne permette pas de reconnaître laquelle a le plus grand nombre d'ondes, on ne sait pas dans quel sens mesurer la distance $A_1 A_2$ (les deux possibilités sont montrées ci-contre); l'expérience montre que, généralement, un seul des deux systèmes est satisfait avec de petites valeurs entières de n_1 et n_2 . Si ce n'est pas le cas, il faut enregistrer les deux raies avec un troisième intervalle libre, non multiple entier des deux premiers.

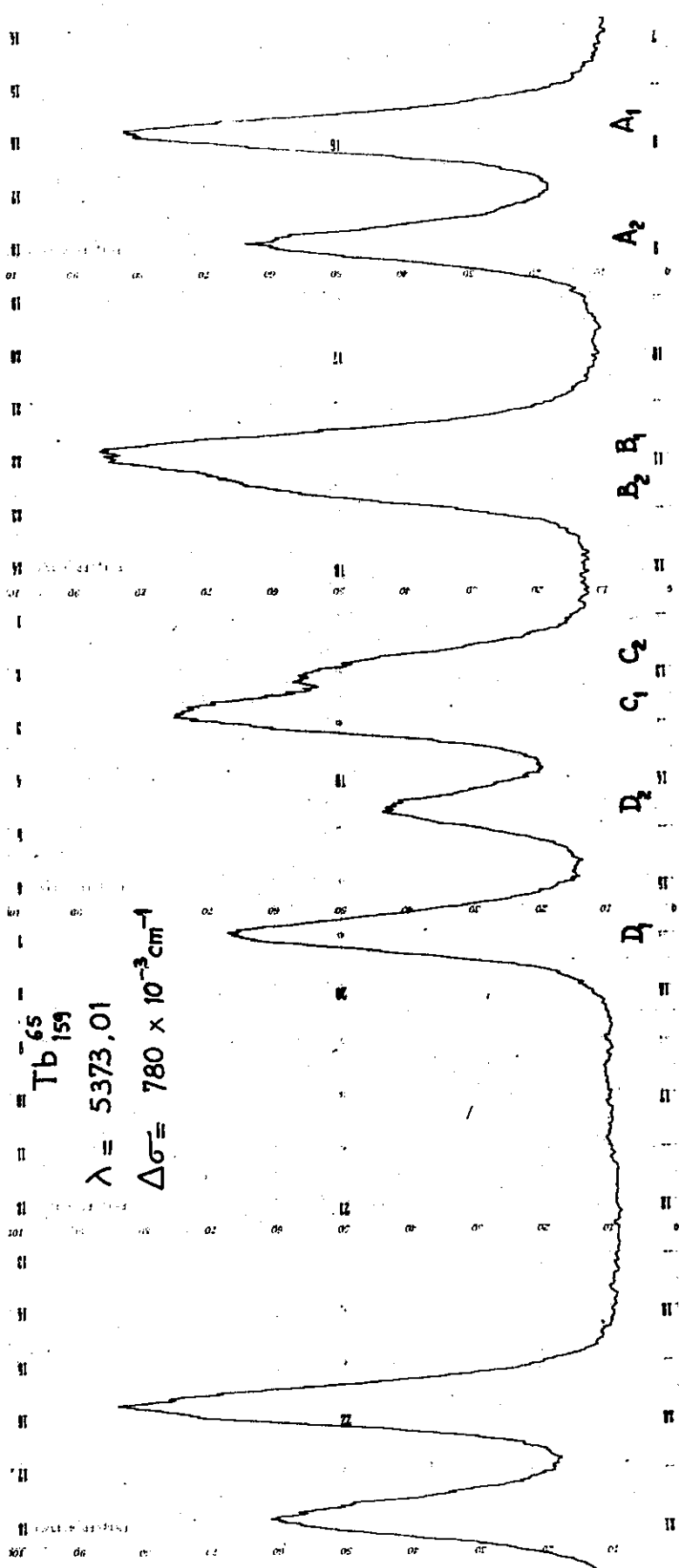
Nous avons rencontré plusieurs raies dont la différence de nombre d'ondes a pu être calculé ainsi, par exemple :

- la raie $\lambda = 4307,21 \text{ \AA}$ (enregistrement reproduit ci-contre) ne peut être enregistrée sans une raie environ cinq fois moins intense de structure totale environ + 200 mK, dont le nombre d'ondes est plus petit et diffère de celui de la première raie de $1491 \text{ mK} + 2$:

.../...







• ENREGISTREMENT N° 4 •

$$A_1 A_2 = 687 \text{ mK} + 806,5 \text{ mK} = 1493,5 \text{ mK}$$

$$A_1 A_2 = 320 \text{ mK} + 2 \times 584,5 \text{ mK} = 1489 \text{ mK}$$

Les centres de gravité des deux raies sont donc distants d'environ 1300 mK, ce qui explique la valeur du nombre d'onde donné dans la liste.

A $\lambda = 5456,5 \text{ \AA}$, nous avons obtenu deux raies que l'on peut amplifier séparément en faisant tourner le réseau et qui sont distantes de 1715 mK : celle qui est à $\lambda = 5456,53 \text{ \AA}$ est la plus faible et possède une structure totale de - 210 mK ; la seconde de $\lambda \approx 5456,0 \text{ \AA}$ a une structure totale de - 155 mK.

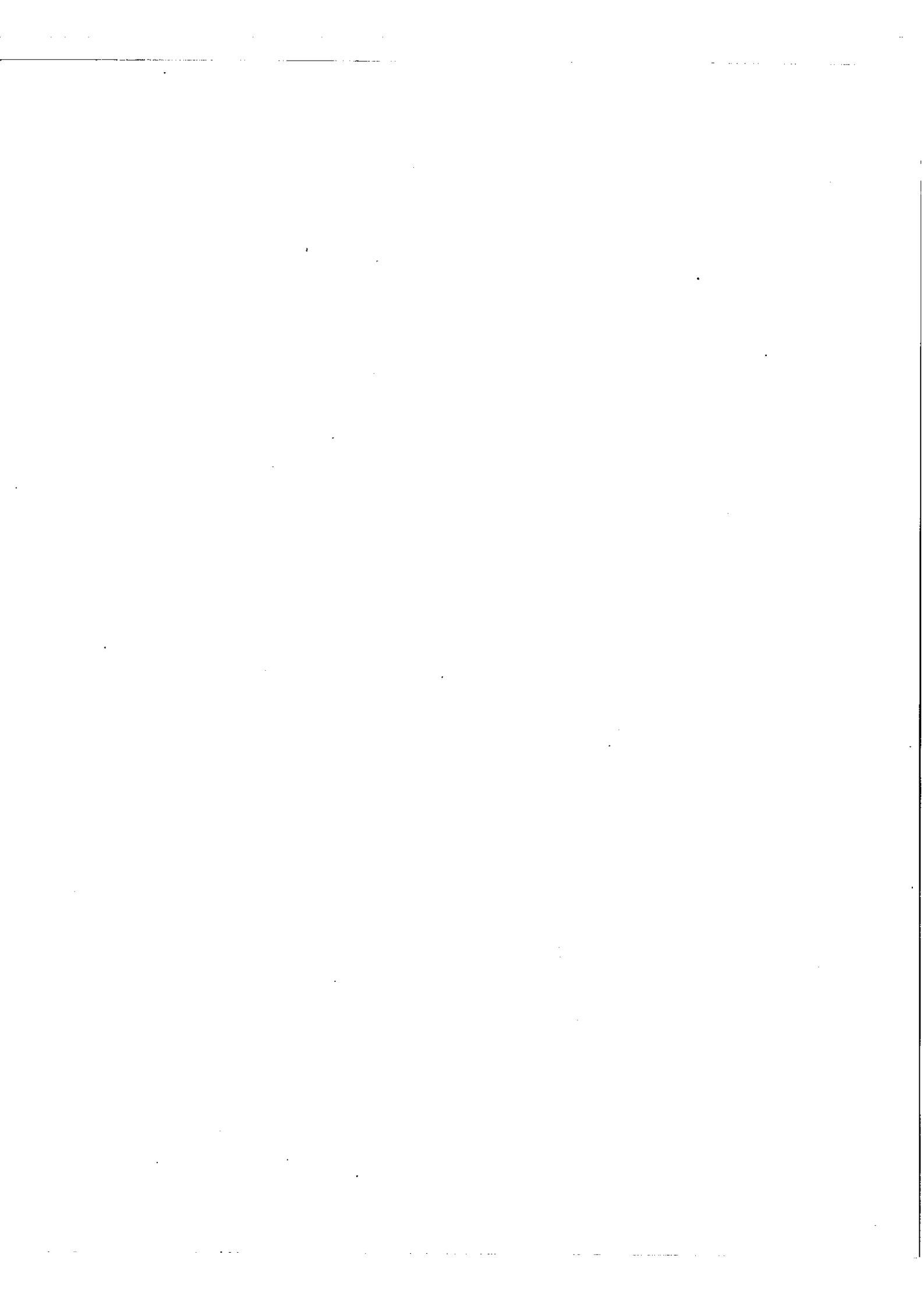
A $\lambda = 5373,01 \text{ \AA}$ (enregistrement ci-contre) nous n'avons pas pu séparer deux raies dont les deux grandes composantes sont distantes de 60 mK et les centres de gravité confondus, aux erreurs expérimentales près ; la plus intense a une structure totale de - 486 mK ; la seconde, d'intensité environ moitié, a une structure totale de - 344 mK.

Intensité des raies (3ème colonne)

Avec les intensités de courant inférieures à 40 mA que nous avons employées dans la cathode refroidie, nous n'avons observé qu'une raie d'étincelle ($\lambda = 3976,84 \text{ \AA}$) parmi toutes les raies intenses de Tb II que nous avons cherchées. Sa structure de + 855 mK est très supérieure en valeur absolue à toutes les autres structures que nous avons pu mesurer, toutes inférieures à 600 mK.

Nous avons observé la plupart des raies d'arc dont l'intensité dans le four, indiquée par KING, est supérieure à 10. Son échelle d'intensité donne des renseignements très utiles sur les rapports d'intensité entre différentes raies dans le domaine 3880 \AA et 4676 \AA .

Par contre, les indications d'intensité que NORRIS note de 1 à 10 ne sont pas toujours proportionnelles aux intensités des raies obtenues en cathode creuse.



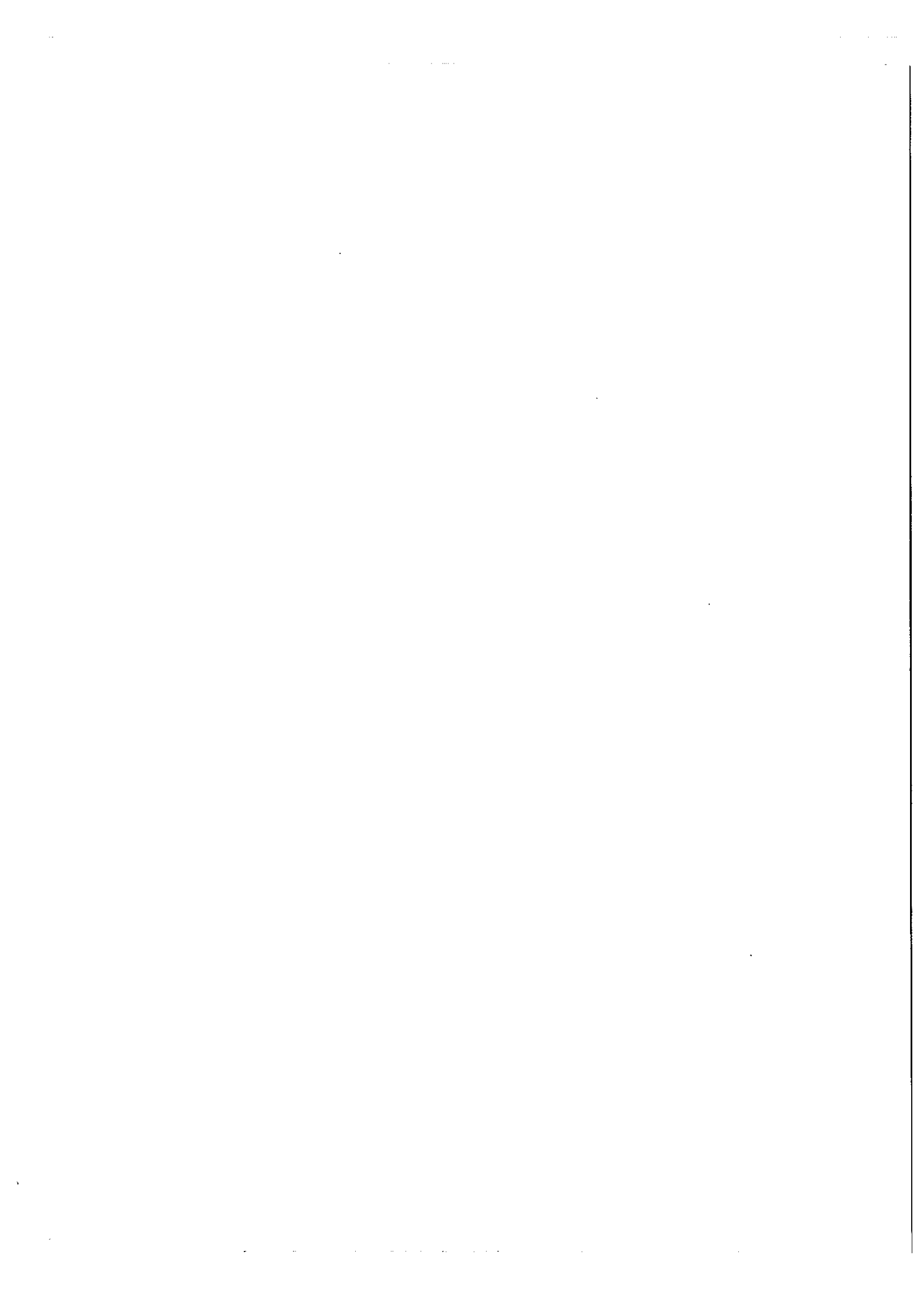
La troisième colonne de la liste des raies enregistrées avec un Fabry-Perot (tableau IV) donne une indication grossière sur l'intensité globale de chaque raie. Une estimation précise serait très difficile car il faudrait tenir compte de la décomposition hyperfine de chaque raie, de l'état de la lampe, de l'épaisseur de l'étalon, des conditions d'amplification du courant du photomultiplicateur. On s'est contenté de chiffrer les intensités de 1 à 10, échelle trop resserrée pour être linéaire, mais qui donne une idée de l'importance relative des raies.

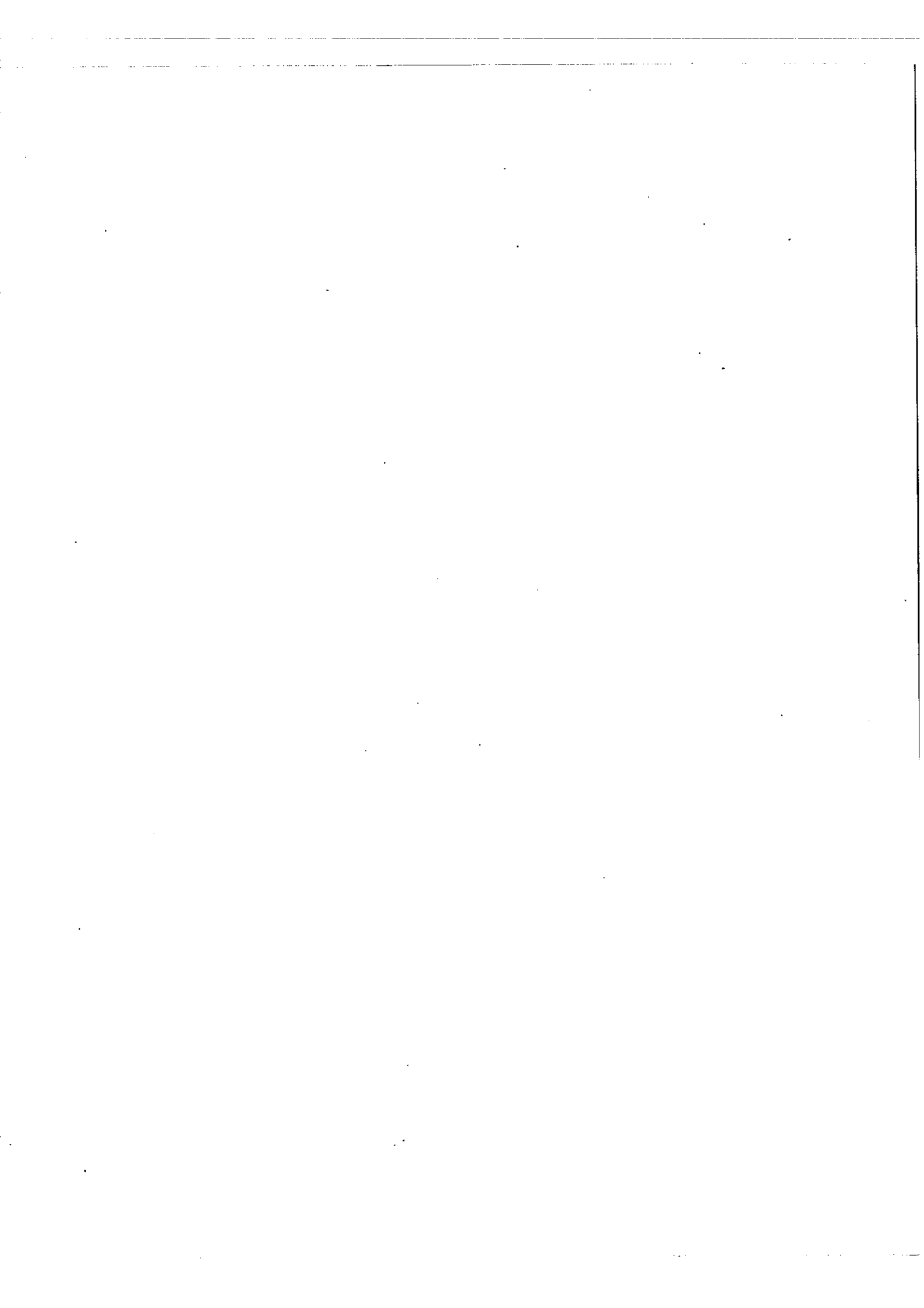
Indications de structure hyperfine (colonnes 4, 5, 6, 7)

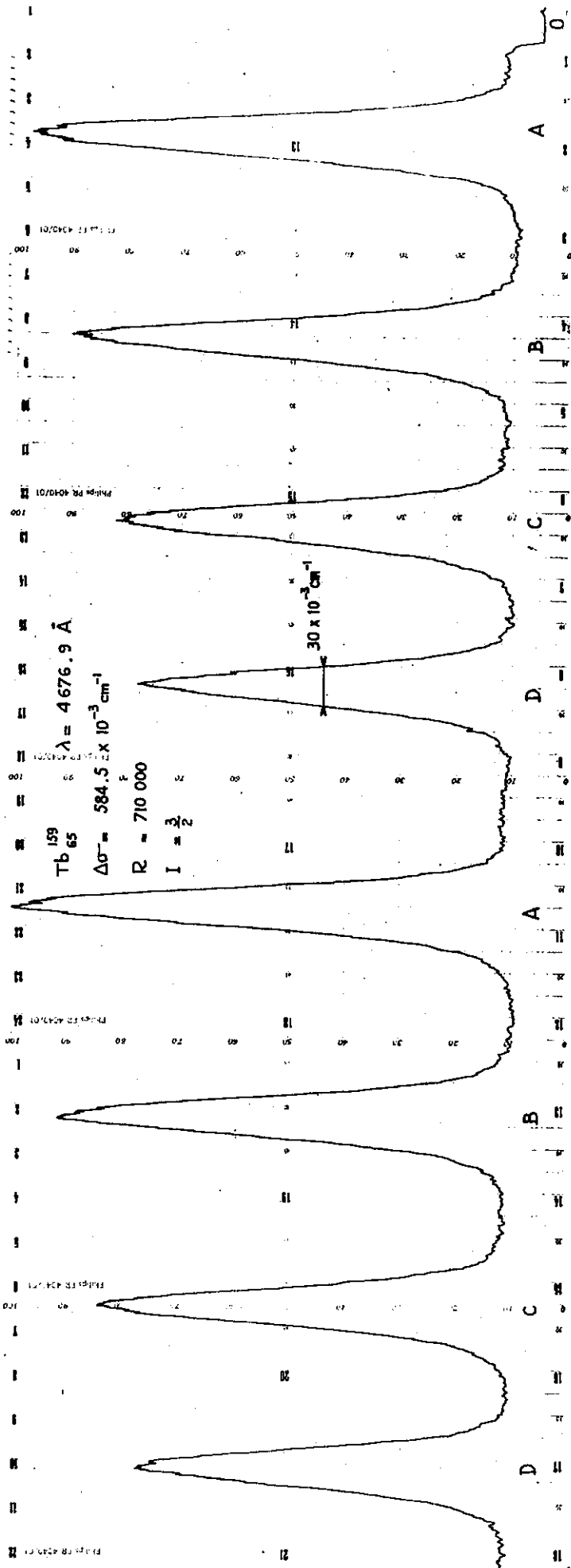
Nous donnons ensuite la décomposition de chaque raie : la plus grande composante est choisie comme origine pour chaque "flag-pattern" et les composantes ayant un nombre d'ondes supérieur à celui de A sont indiquées avec le signe +. C'est ainsi que les distances sont positives pour la raie $\lambda = 4423,11 \text{ \AA}$, toutes les autres raies dont les enregistrements sont reproduits dans le texte ayant des structures négatives.

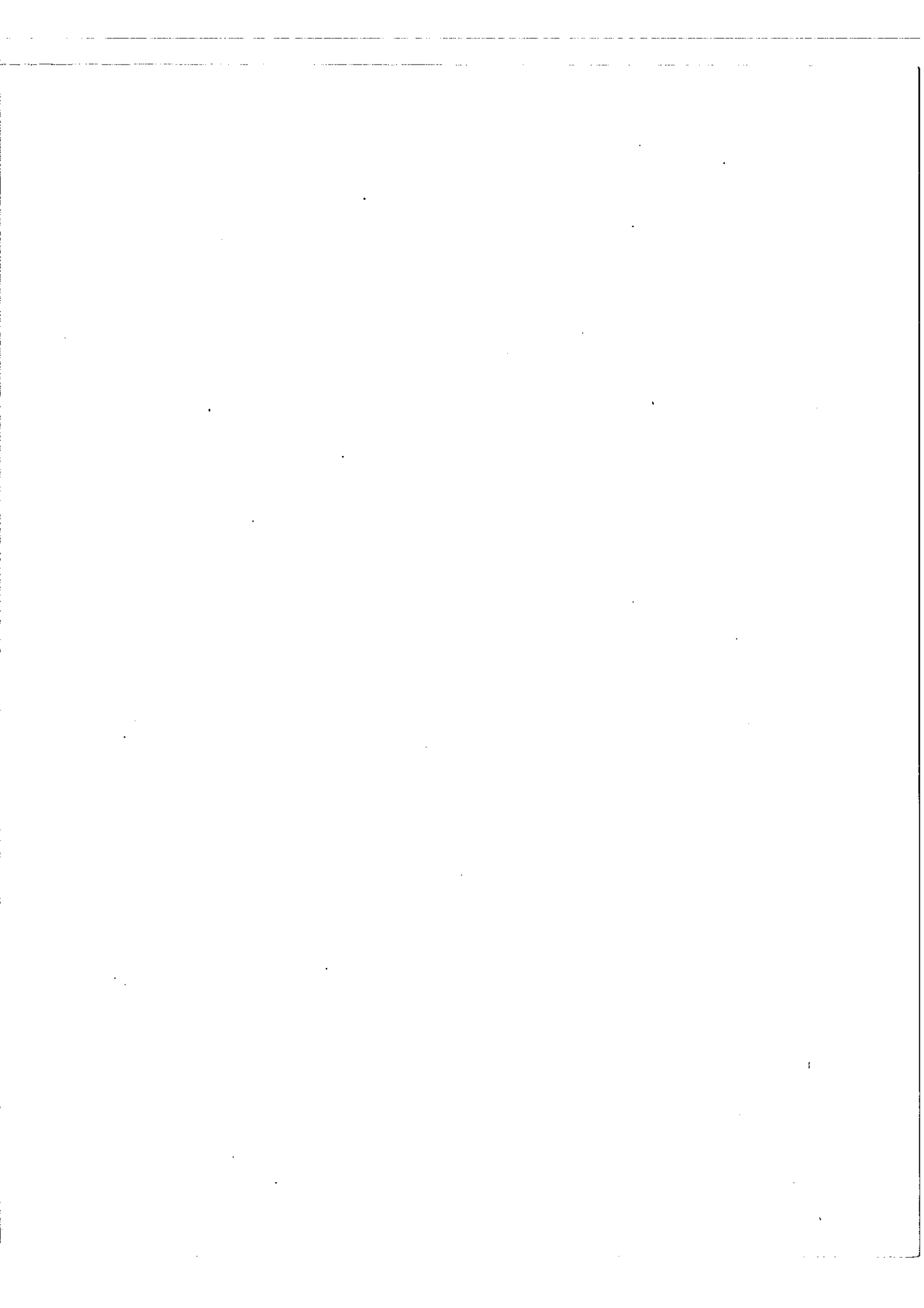
Sur les 132 raies enregistrées, 68 raies présentent un "flag-pattern" négatif alors que 21 seulement présentent un "flag-pattern" positif, dont deux seulement de longueur d'onde supérieure à 5000 \AA .

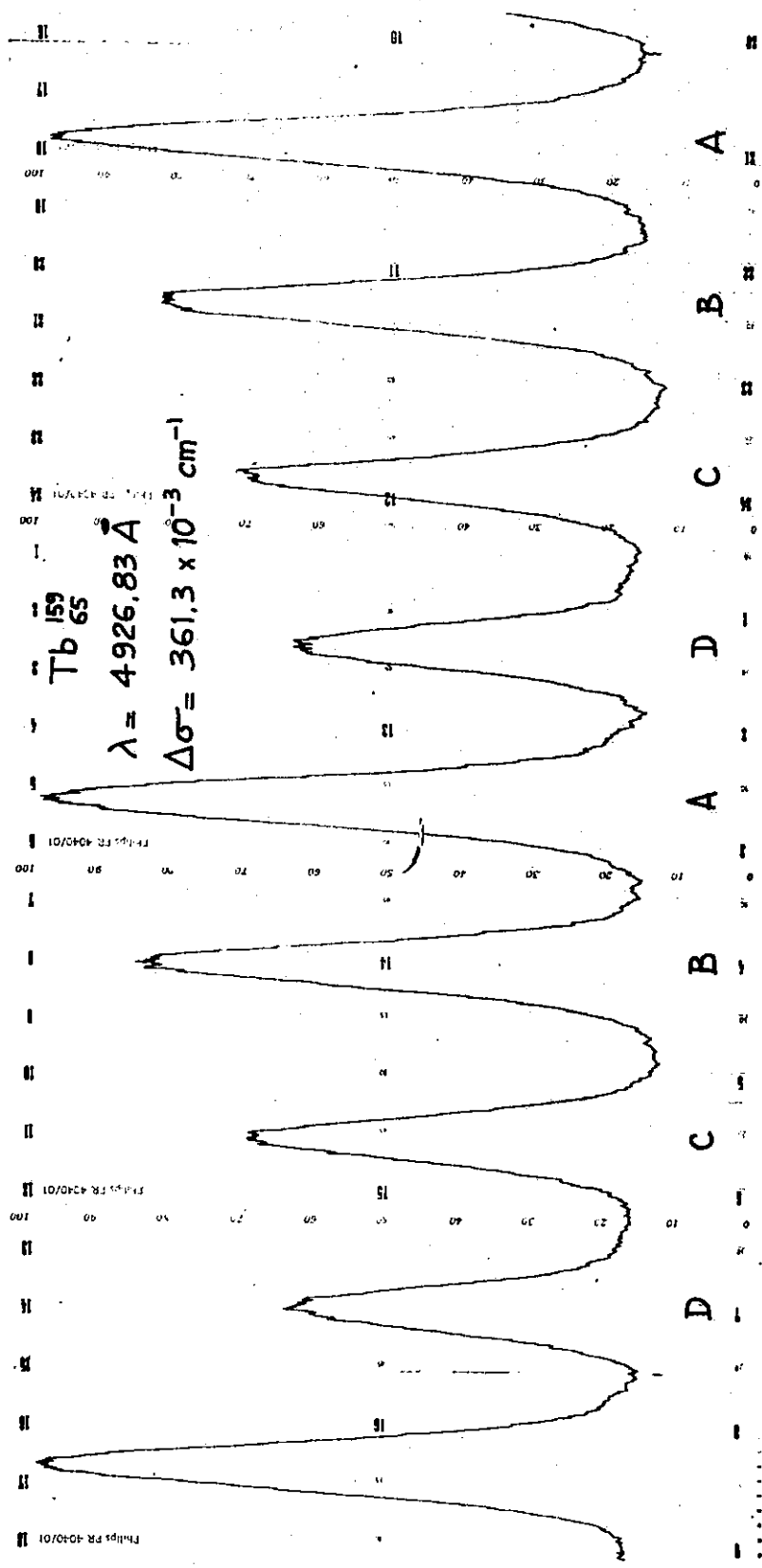
Parmi les autres raies, 27 sont fines et symétriques : il n'y a pas de structure hyperfine observable et la position des composantes est indiquée par des 0. Toutes les raies simples du tableau ont des longueurs d'onde inférieures à 5000 \AA mais ceci est dû uniquement à des raisons expérimentales : le domaine de longueurs d'onde inférieures à 5000 \AA a été étudié avec beaucoup de soin, toutes les raies ayant été enregistrées plusieurs fois avec des intervalles entre-ordres variables entre 360 mK et 1060 mK et correspondant à des limites de résolution comprises entre 20 et 35 mK au mieux. Au-delà de 5000 \AA , seuls les grands "flag-patterns" ont été enregistrés car le temps manquait pour faire plus de mesures : nous avons pris des intervalles spectraux libres de 1108 mK et 780 mK (limite de résolution toujours supérieure à 28 mK) pour l'étalon 5200 \AA sans pouvoir prendre une épaisseur d'étalon permettant de voir s'il s'agissait de raies simples ou dissymétriques. Nous avons donc jugé préférable de ne pas les publier dans cette liste.











Pour les 16 raies qui restent, nous donnons la largeur à mi-hauteur (raies dissymétriques) ou la distance approximative des composantes extrêmes. Dans certains cas, deux composantes sur les quatre sont trop serrées pour que nous puissions les distinguer et, dans ce cas, nous ne pouvons pas affirmer le signe du "flag-pattern" (Nous avons note en remarque que nous ne voyons alors que trois composantes).

Enfin, pour quelques raies parmi lesquelles la raie $\lambda = 4318,84 \text{ \AA}$ dont l'intensité montre qu'elle ne peut pas appartenir au spectre d'une impureté, et dont la longueur d'onde est donnée avec certitude par tous les auteurs - on ne voit que deux composantes - distantes de 30 mK pour $\lambda = 4318,84 \text{ \AA}$ - dont l'une est d'intensité approximativement double de l'autre : on ne peut pas encore expliquer cette structure (elle est notée en remarque, pour qu'on puisse les distinguer des raies dissymétriques).

Tableau V

Valeurs de J obtenues par les rapports d'intensité

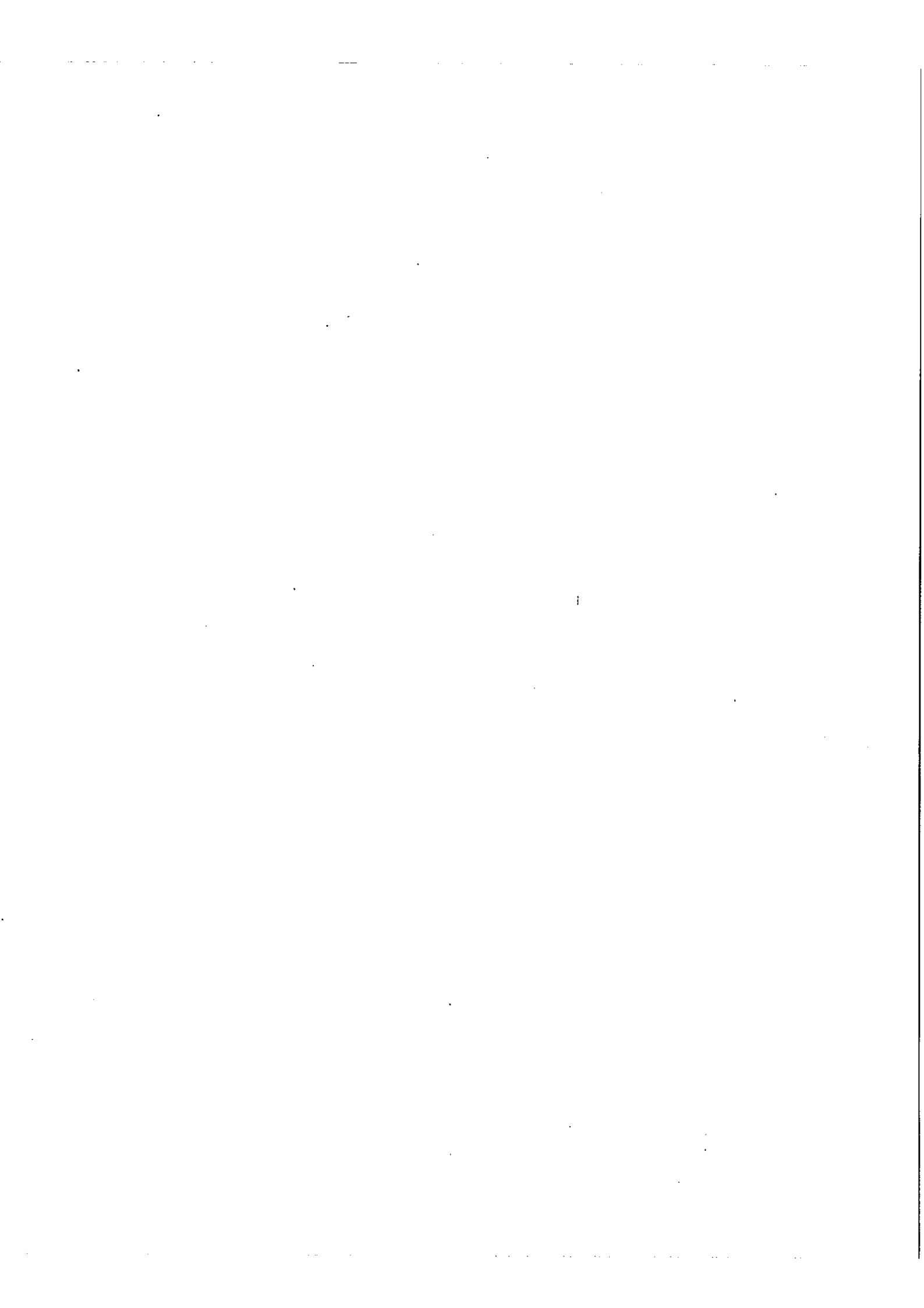
Pour les 43 "flag-pattern" assez bien résolus, la valeur de J (colonne 6) a été calculée par les rapports d'intensité des composantes donnés dans les colonnes 2,3,4, 5 du tableau V.

Toutes les valeurs de J données dans le tableau V ne sont pas connues avec la même précision et se répartissent entre les catégories suivantes.

L'ordre de grandeur de J, seulement, a pu être donné pour 28 raies dont deux rapports sur quatre paraissent valables. Les enregistrements des raies $\lambda = 4676,90 \text{ \AA}$ ($J \sim 17/2$) et $\lambda = 4926,83 \text{ \AA}$ ($J \sim 9/2$) reproduits ci-contre montrent que l'allure générale du "flag-pattern" permet de distinguer facilement des raies de J aussi différents.

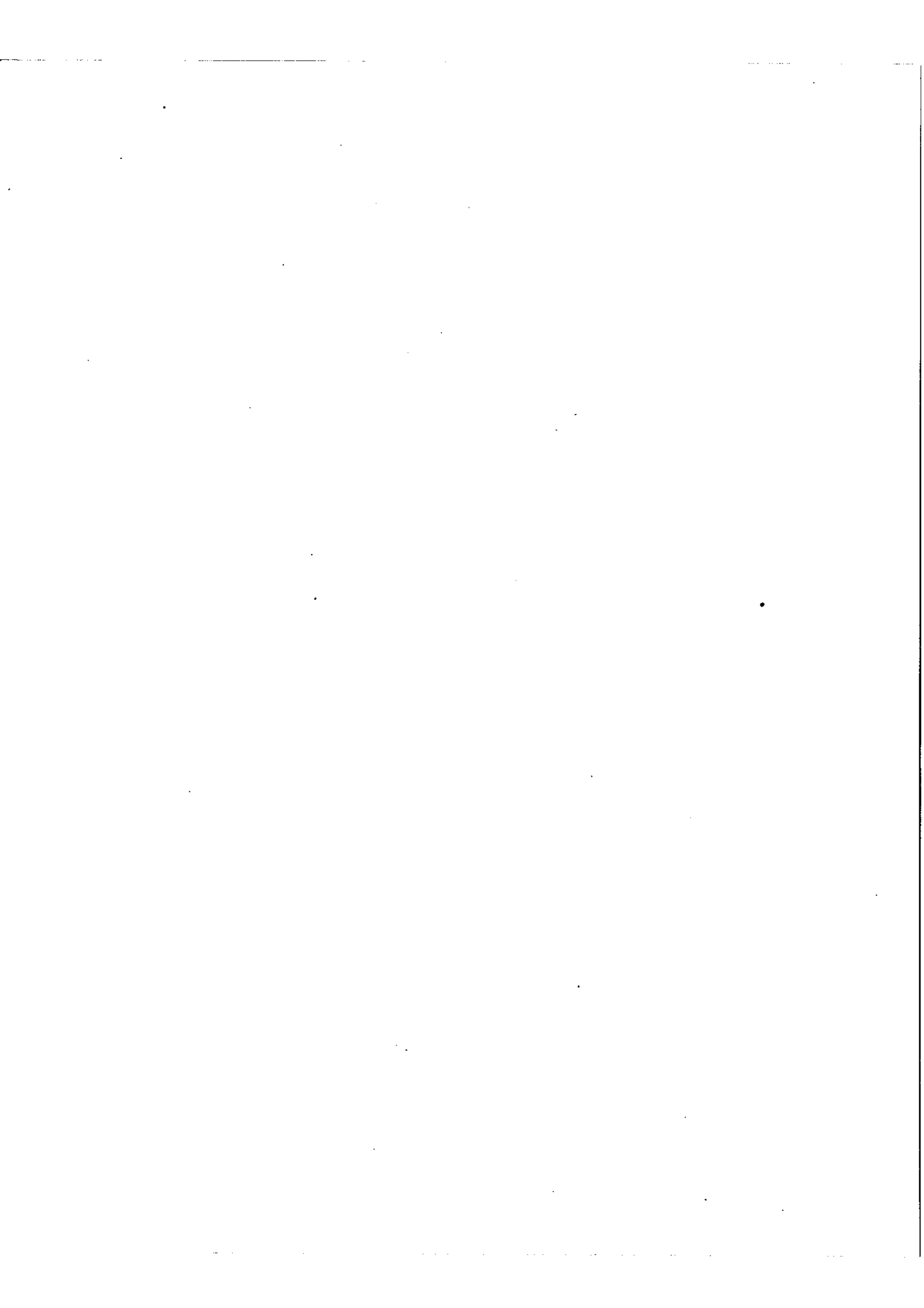
Les quatre rapports d'intensité n'ont pu être mesurés que pour 15 raies : ce sont les raies qui ont pu être enregistrées sans être gênées - semble-t-il - par une raie voisine. Même dans ce cas, nous hésitons entre deux valeurs de J car nous avons vu que les erreurs d'expérience sont toujours du même ordre de grandeur que la variation

.../...



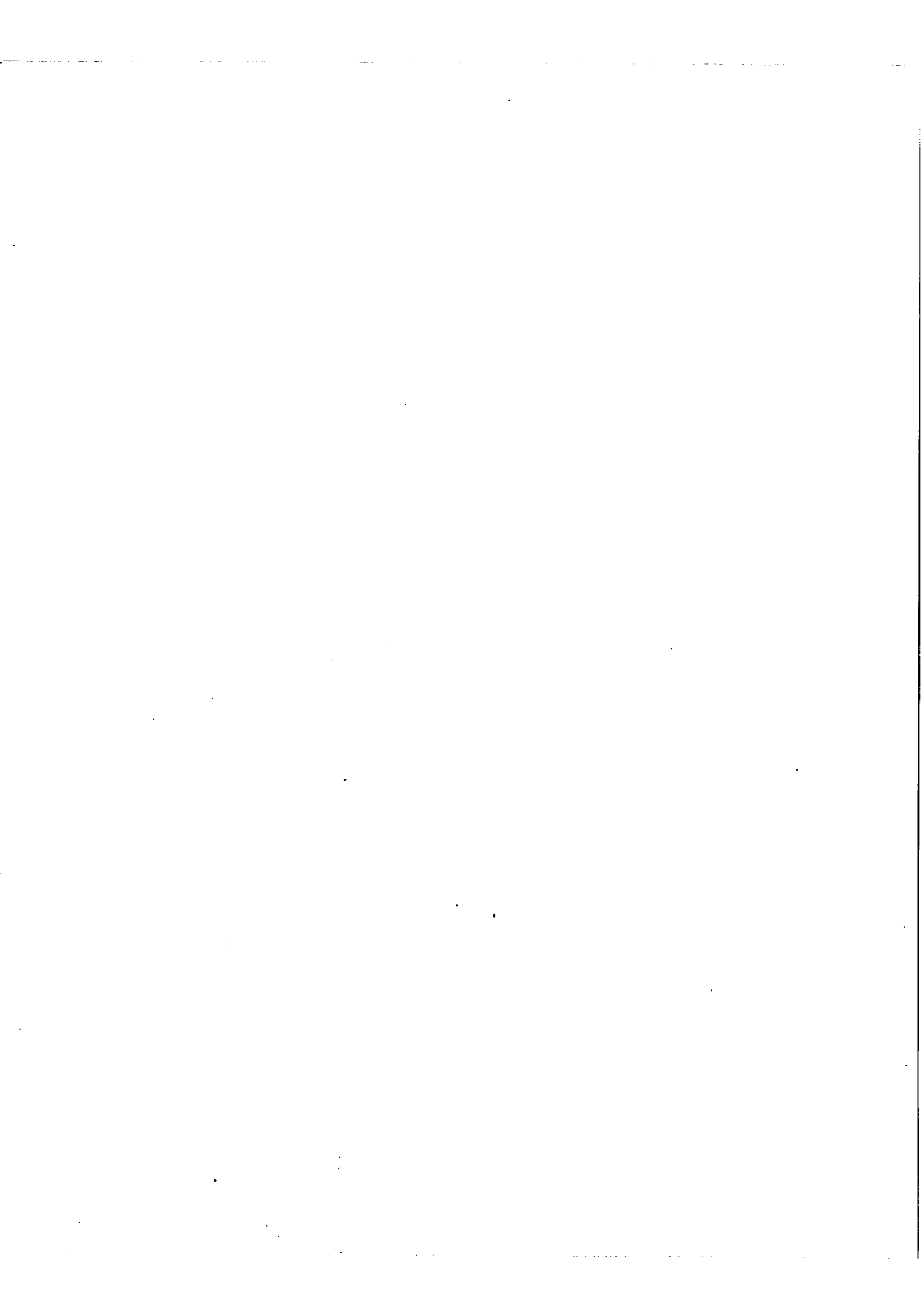
T A B L E A U V

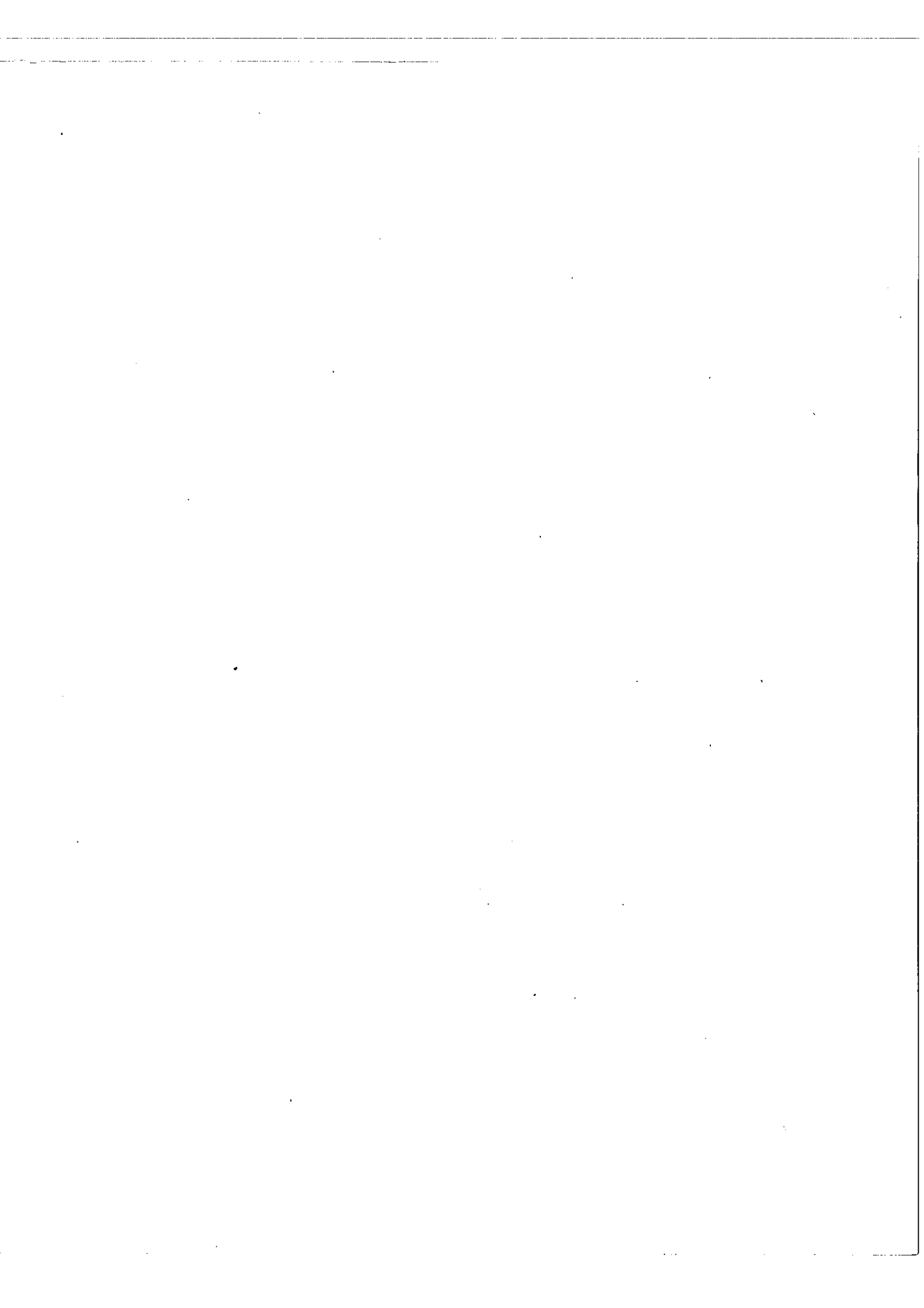
° A	RAPPORTS D'INTENSITE				J
	A/B	B/C	C/D	A/D	
3989,54	1,10	1,13	-	-	~ 17/2
4013,27	1,15	-	-	1,52	~ 13/2 ou 11/2
4081,24	1,09	(A,13)	1,11	1,37	19/2 (ou 17/2)
4086,62	1,09	1,12	1,12	1,38	19/2 ou 17/2
4187,16	1,10	-	-	1,41	~ 17/2
4235,35	1,11	1,13	-	-	~ 15/2
4239,29	-	1,17	1,24	-	~ 11/2
4255,24	1,14	-	-	1,58	~ 13/2
4266,34	1,13	1,16	-	-	~ 13/2
4307,21	1,14	1,20	1,24	1,7	11/2 (ou 9/2)
4342,51	-	1,07	1,12	1,35	19/2 (ou 17/2)
4420,19	1,14	1,16	1,12	1,48	15/2 - 15/2
4423,11	1,11	1,14	-	-	~ 15/2
4488,16	-	1,10	1,12	(1,37)	19/2 (ou 17/2)
4532,90	1,1	-	-	1,43	17/2 (ou 15/2)
4550,45	1,13	1,13	1,16	1,48	13/2 ou 15/2
4596,06	1,11	1,12	-	-	~ 17/2
4599,64	1,12	1,14	-	-	~ 15/2
ou 4600,16	-	-	-	-	-
4676,90	1,11	1,12	-	-	~ 17/2
4682,52	1,15	-	-	1,57	~ 11/2
ou 4682,80	-	-	-	-	-
4806,78	1,13	1,13	1,15	1,48	15/2 (ou 13/2)
4813,77	1,14	-	-	1,51	~ 13/2
4872,09	1,22	1,20	-	-	11/2 - 11/2 ?
4896,19	1,14	1,15	-	1,47	~ 13/2
4926,83	1,18	1,23	-	-	~ 9/2
4973,04	1,11	-	-	1,41	~ 17/2
5176,51	-	-	-	1,54	~ 13/2
5221,99	1,16	1,16	1,14	1,54	15/2 - 13/2
~ 5228,4	1,21	1,16	1,14	1,58	13/2 - 13/2
~ 5231	1,11	1,14	-	-	~ 15/2

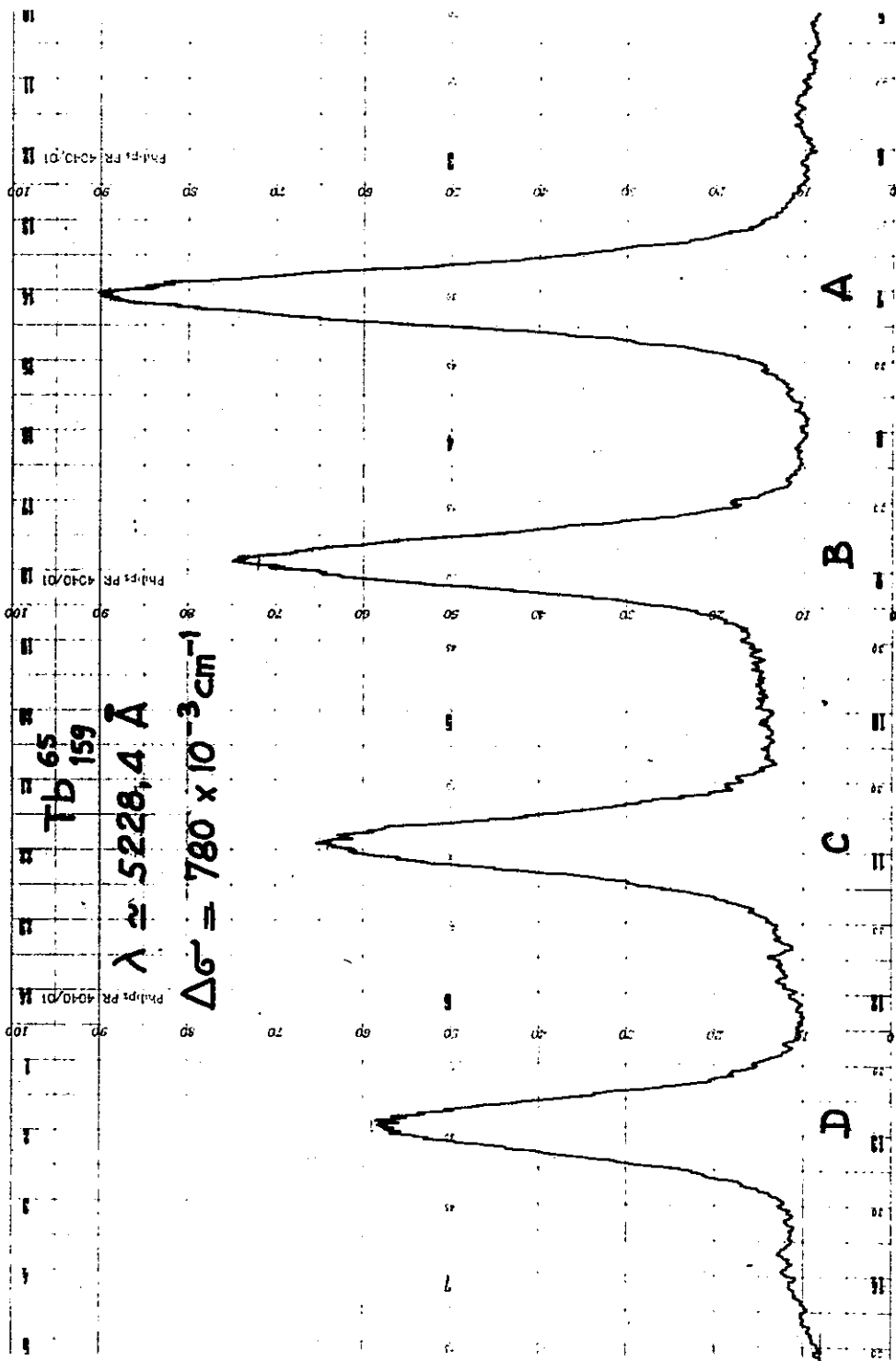


T A B L E A U V (2)

° A	R A P P O R T S D ' I N T E N S I T E				J
	A/B	B/C	C/D	A/D	
5251,21	1,18	1,18	-	-	13/2 - 11/2 ?
5304,72	1,15	1,18	1,19	1,61	13/2 (ou 11/2)
5319,23	1,14	1,14	1,19	1,54	13/2
5346,14	1,16	1,20	-	(1,61)	~ 11/2
5373,01	-	-	-	1,53	~ 13/2
~ 5381	-	1,15	1,18	-	~ 13/2
5476,96	1,13	1,15	-	(1,50)	~ 13/2
5526,94	1,17	1,23	-	-	~ 9/2
5565,93	1,20	1,23	1,15	1,72	11/2 - 11/2
5572,48	1,24	1,22	1,14	1,73	11/2 - 11/2
~ 5633	1,11	1,11	1,12	1,39	17/2 - 19/2
5671,84	1,15	1,18	-	(1,60)	~ 11/2
5795,64	1,12	-	-	1,46	~ 15/2







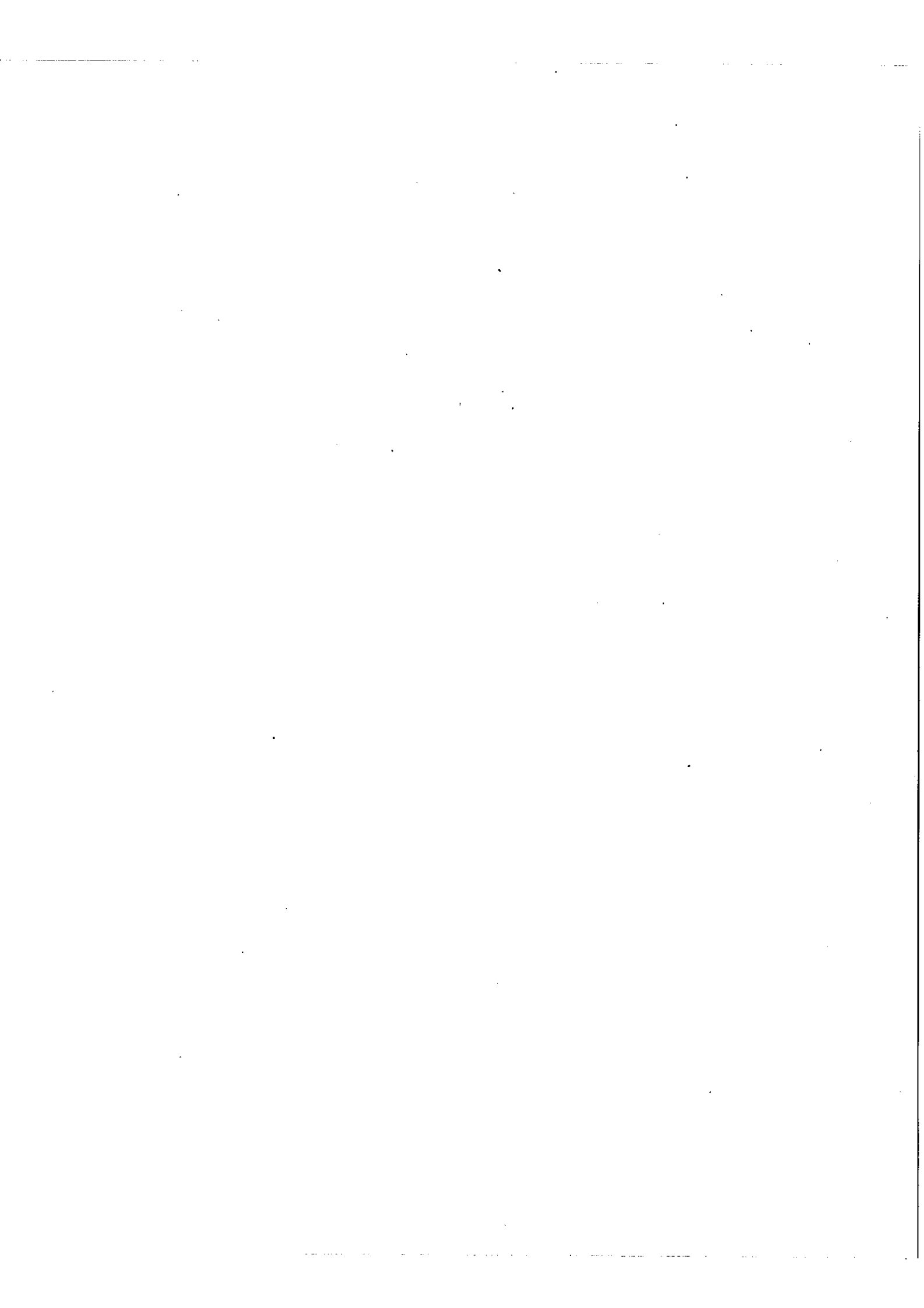
des rapports d'intensité de deux composantes successives lorsque J varie d'une unité à cause des fluctuations de la lampe et de la faible valeur du rapport signal/bruit.

Pour 8 raies, la variation des rapports des intensités des composantes successives permet de supposer que les deux niveaux ont une séparation hyperfine non négligeable et de donner les valeurs de J les plus probables pour les deux niveaux.

L'enregistrement de la raie $\lambda = 5228,4 \text{ \AA}$ permet de voir des petites composantes situées entre B et C, à droite de A, à gauche de C et D. En comparant au schéma de transition $13/2 - 13/2$ (fig.II), on voit que les multiplets hyperfins doivent être de même sens ; la composante b' est la seule qu'on ne puisse pas déceler : elle est sans doute trop proche de B' .

Dans aucun autre cas, ces petites composantes n'ont pu être décelées mais on peut facilement l'expliquer : dans le cas de $\lambda = 5228,4 \text{ \AA}$ la raie est vraiment pure et ses deux niveaux ont une structure hyperfine importante, avec des J pas trop élevés (les petites composantes décroissent très vite quand J augmente et elles ne valent déjà respectivement que 3% et 5% de A' et D'). Toutes ces conditions doivent être réunies simultanément pour que l'on puisse obtenir un tel enregistrement.

Les raies pour lesquelles on peut calculer J et J' correspondent à des transitions du 5ème et du 6ème type. Les raies dont un seul niveau semble présenter une structure hyperfine importante correspondent à des transitions du 1er ou du 2ème type : la probabilité de transition est plus grande pour les transitions du 1er type et cela correspond au fait que les "flag-patterns" dont la plus grande composante possède le plus grand nombre d'ondes (pouvant être expliqué par une transition du 1er type avec multiplet hyperfin normal) est beaucoup plus élevé que celui des "flag-patterns" de sens contraire.



Echec du calcul de J par les mesures d'intervalles

Nous allons voir maintenant que, malgré toutes les difficultés rencontrées pour le calcul de J par les mesures d'intensités, nous n'aurions pas pu obtenir une précision meilleure par la méthode basée sur la mesure des intervalles hyperfins.

Chaque "flag-pattern" présente trois intervalles : nous disposons donc de trois équations qui vont nous permettre de faire les calculs dont nous avons parlé.

Prenons l'exemple de la raie $\lambda = 4676,90 \text{ \AA}$: malgré la qualité de l'enregistrement (voir enregist.5), les rapports d'intensité permettent seulement de dire que $J = 17/2 + 1$.

Les intervalles $AB = d_1 = 155 \pm 0,5 \text{ mK}$ et $CD = d_3 = 123 \pm 0,5 \text{ mK}$ permettent de calculer les constantes de couplage de la raie :

$$A' = 14 \pm 0,1 \text{ mK} \quad B' = 3 \pm 0,5 \text{ mK} \quad \text{pour } J = 19/2$$

$$A' = 15,5 \pm 0,1 \text{ mK} \quad B' = 0 \pm 0,5 \text{ mK} \quad \text{pour } J = 17/2$$

$$A' = 17,4 \pm 0,1 \text{ mK} \quad B' = -2,8 \pm 0,5 \text{ mK} \quad \text{pour } J = 15/2$$

$$A' = 19,9 \pm 0,1 \text{ mK} \quad B' = -7 \pm 1 \text{ mK} \quad \text{pour } J = 13/2$$

Nous mesurons $BC = d_2 = 139,2 \pm 0,5 \text{ mK}$; les valeurs calculées pour d_2 en portant A' et B' dans l'équation représentant le second intervalle, pour chaque valeur de J , donnent les résultats suivants :

$$| d_2 (\text{mesuré}) - d_2 (\text{calculé}) | = 0,3 \text{ mK pour } J = 19/2$$

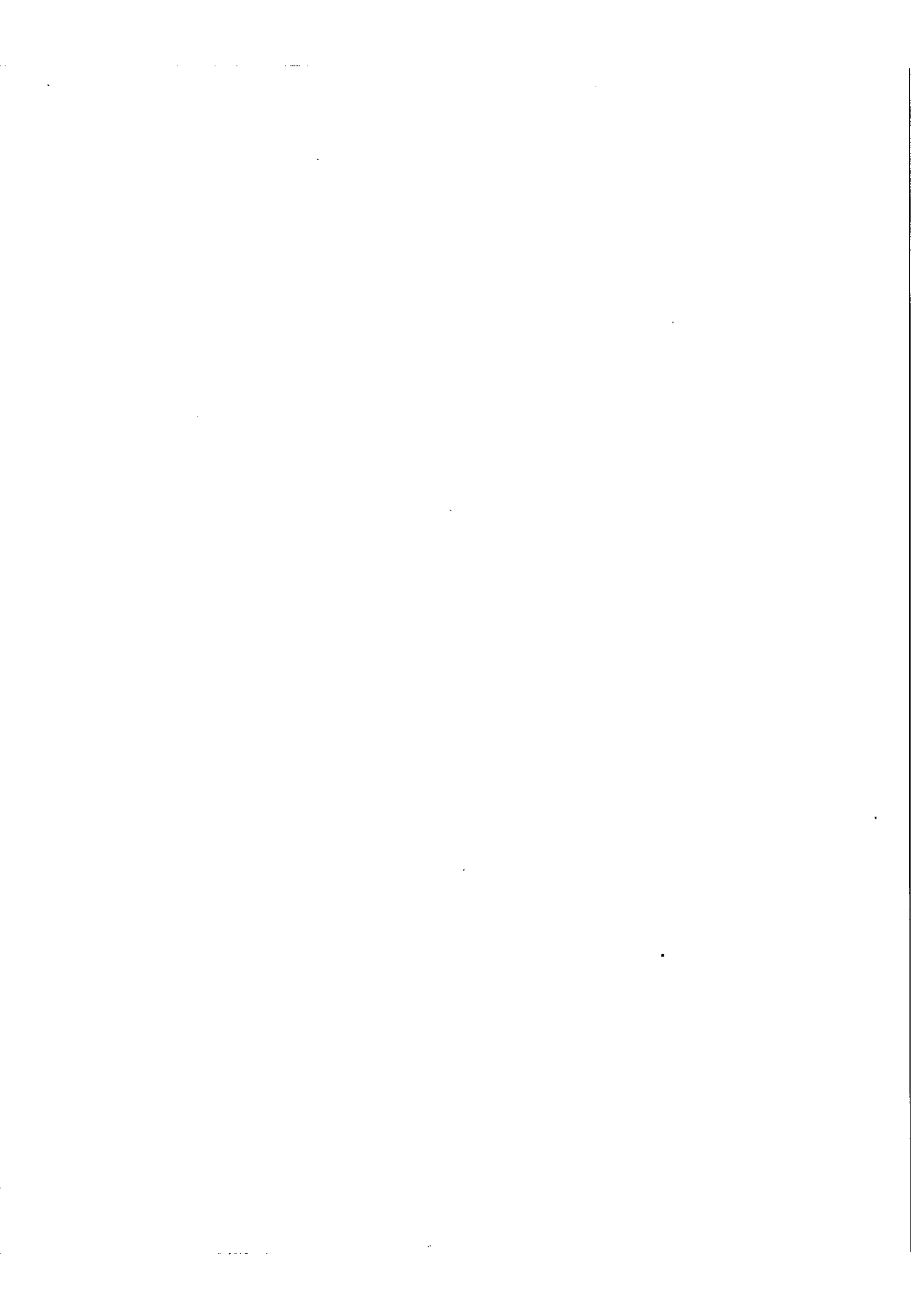
$$0,1 \text{ mK pour } J = 17/2$$

$$0,4 \text{ mK pour } J = 15/2$$

$$1,4 \text{ mK pour } J = 13/2$$

L'écart le plus faible est obtenu pour $J = 17/2$; il n'est supérieur aux erreurs expérimentales que pour $J = 13/2$: cette méthode ne permet donc pas de réduire l'incertitude sur la valeur de J , obtenue par les mesures d'intensité.

.../...



Nous allons voir pourquoi les mesures d'intervalles ne donnent pas plus de précision pour J .

Si nous annulons le déterminant du système d'équations représentant les intervalles hyperfins, nous obtenons la condition pour qu'elles soient compatibles :

$$J^2 \cdot (-d_1 + 2d_2 - d_3) + \frac{J}{2}(d_1 + 4d_2 - 5d_3) - \frac{3}{2}(d_2 + d_3) = 0$$

avec $AB = d_1$ $BC = d_2$ $CD = d_3$

Calculons l'erreur sur J en fonction des erreurs $\delta\sigma$ sur les intervalles :

$$\delta J = \frac{(4J^2 + 5J + 3) \delta\sigma}{2J(-d_1 + 2d_2 - d_3) + (1/2)(d_1 + 4d_2 - 5d_3)}$$

Pour affirmer avec certitude une valeur de J , il faut que $\delta J \leq 1/2$. Cette condition correspond à :

$$\delta\sigma \leq \frac{J(-d_1 + 2d_2 - d_3) + (1/4)(d_1 + 4d_2 - 5d_3)}{4J^2 + 5J + 3}$$

Appliquons au cas de la raie $\lambda = 4676,90 \text{ \AA}$:

$$d_1 = 155 \pm 0,5 \text{ mK} \quad d_2 = 139,2 \pm 0,5 \text{ mK} \quad d_3 = 123,7 \pm 0,5 \text{ mK}$$

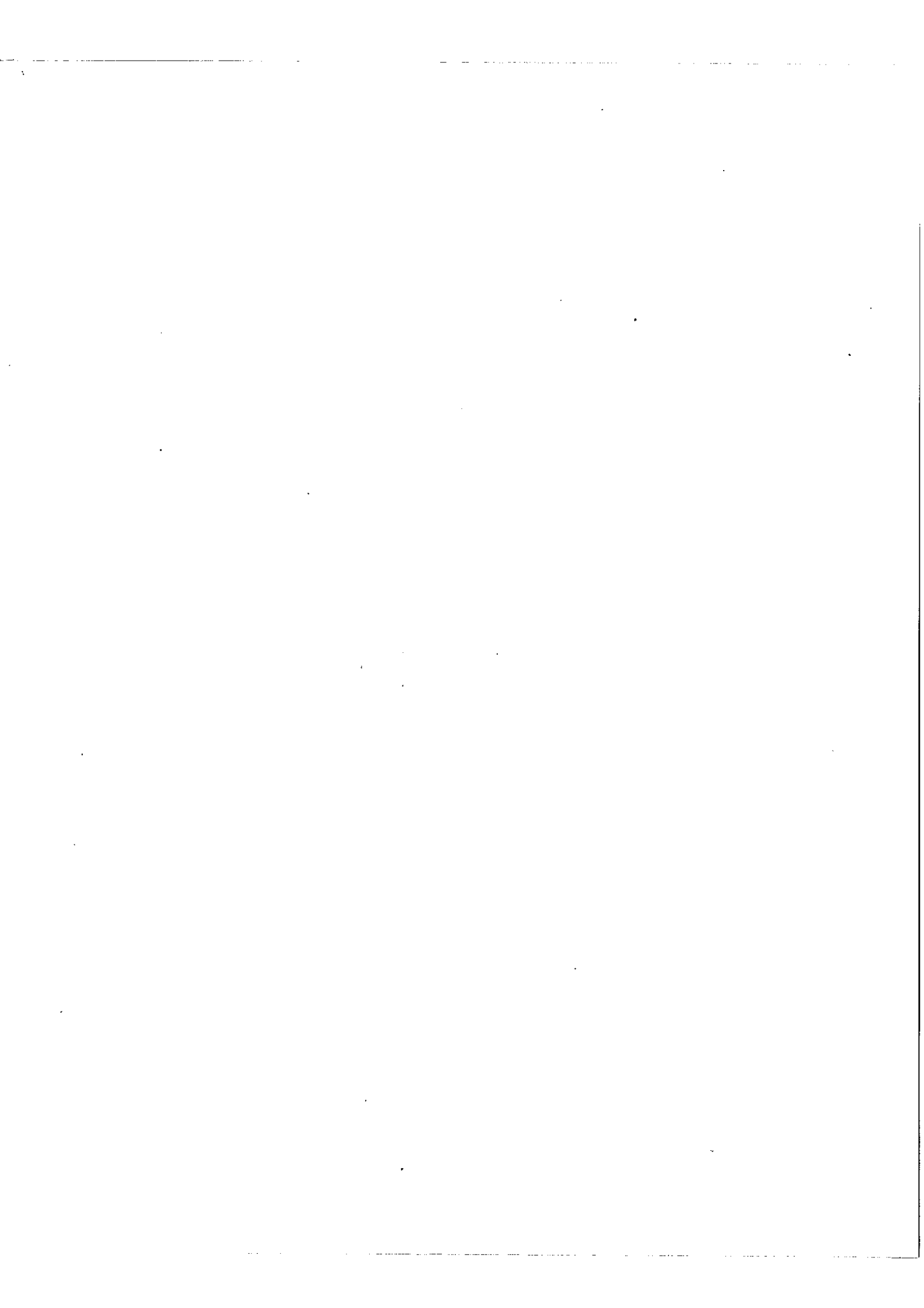
il vient :

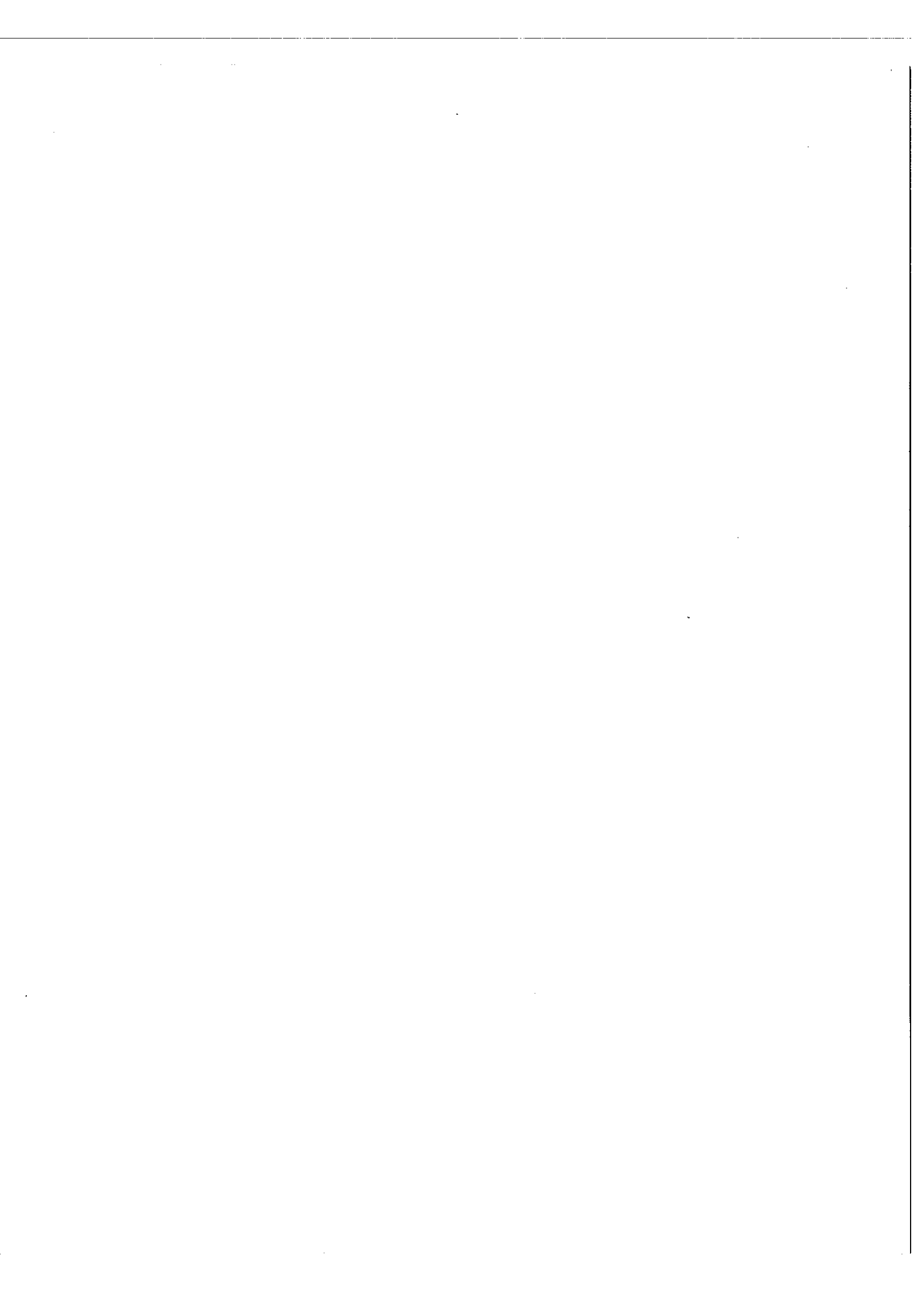
$$\delta\sigma \leq \frac{J(278 - 279) + (1/4)(711 - 620)}{4J^2 + 5J + 3}$$

c'est-à-dire : $\delta\sigma \leq 0,03 \text{ mK}$ pour $J = 19/2$ et $\delta\sigma \leq 0,04 \text{ mK}$ pour $J = 15/2$

Ces conditions ne peuvent être réalisées, même à la haute résolution utilisée, et il faudra donc se contenter des valeurs obtenues par les rapports d'intensité. (C'est à cause de la valeur élevée de J que l'on se heurte à des conditions impossibles à satisfaire : avec les mêmes valeurs pour les intervalles, on obtiendrait la condition $\delta\sigma \leq 0,85 \text{ mK}$ pour $J = 9/2$, valeur supérieure à $0,5 \text{ mK}$ qui est l'erreur sur chaque intervalle pour l'enregistrement étudié).

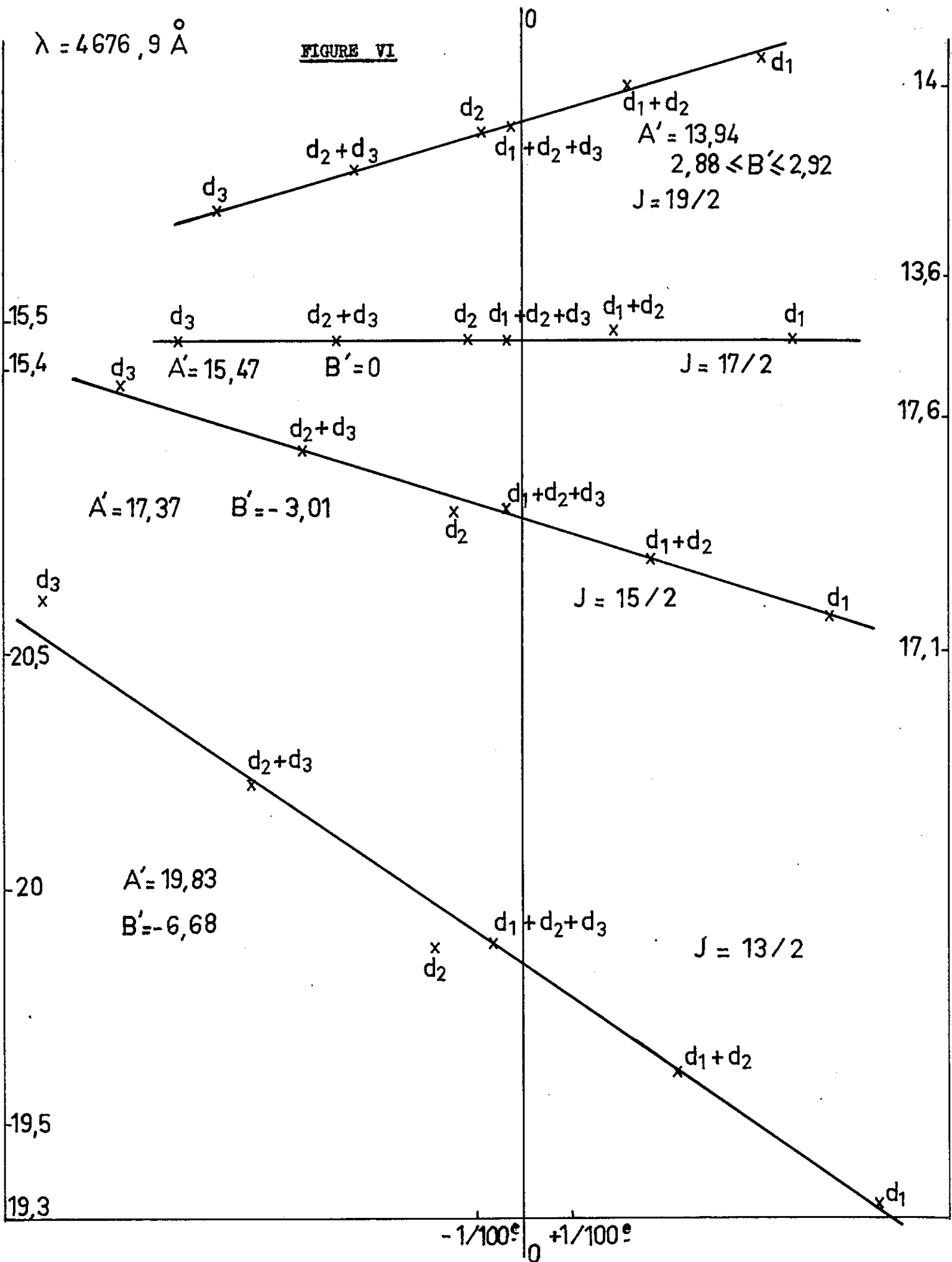
La méthode de KREBS et WINKLER est vouée au même échec puisqu'elle utilise les





$\lambda = 4676,9 \text{ \AA}$

FIGURE VI



mêmes résultats et les mêmes équations : si nous traçons les courbes pour $J = 19/2$, $17/2$, $15/2$ et $13/2$ en utilisant les 6 points correspondant à d_1 , d_2 , d_3 , $d_1 + d_2$, $d_2 + d_3$, $d_1 + d_2 + d_3$, nous voyons que nous obtenons une droite dans chaque cas ; les points représentatifs de d_2 et d_3 n'en sont éloignés d'une distance supérieure aux erreurs d'expériences que pour $J = 13/2$. Pour les autres valeurs de J , nous sommes dans les limites des erreurs d'expériences ; les tracés obtenus pour $J = 17/2$ et $J = 19/2$ sont les meilleurs mais il est évidemment impossible de décider entre eux.

L'échec des mesures d'intervalles montre l'utilité des enregistrements faits avec le montage Fabry-Perot photoélectrique, seul procédé permettant de faire des mesures d'intensité.

Les difficultés qui ont limité la précision de ces mesures d'intensités pourraient probablement être résolues par l'utilisation d'un stabilisateur asservi ou d'un double faisceau permettant de corriger ou de connaître les variations d'intensité de la cathode ; ces procédés ont été récemment mis au point au laboratoire.

Tableau VI

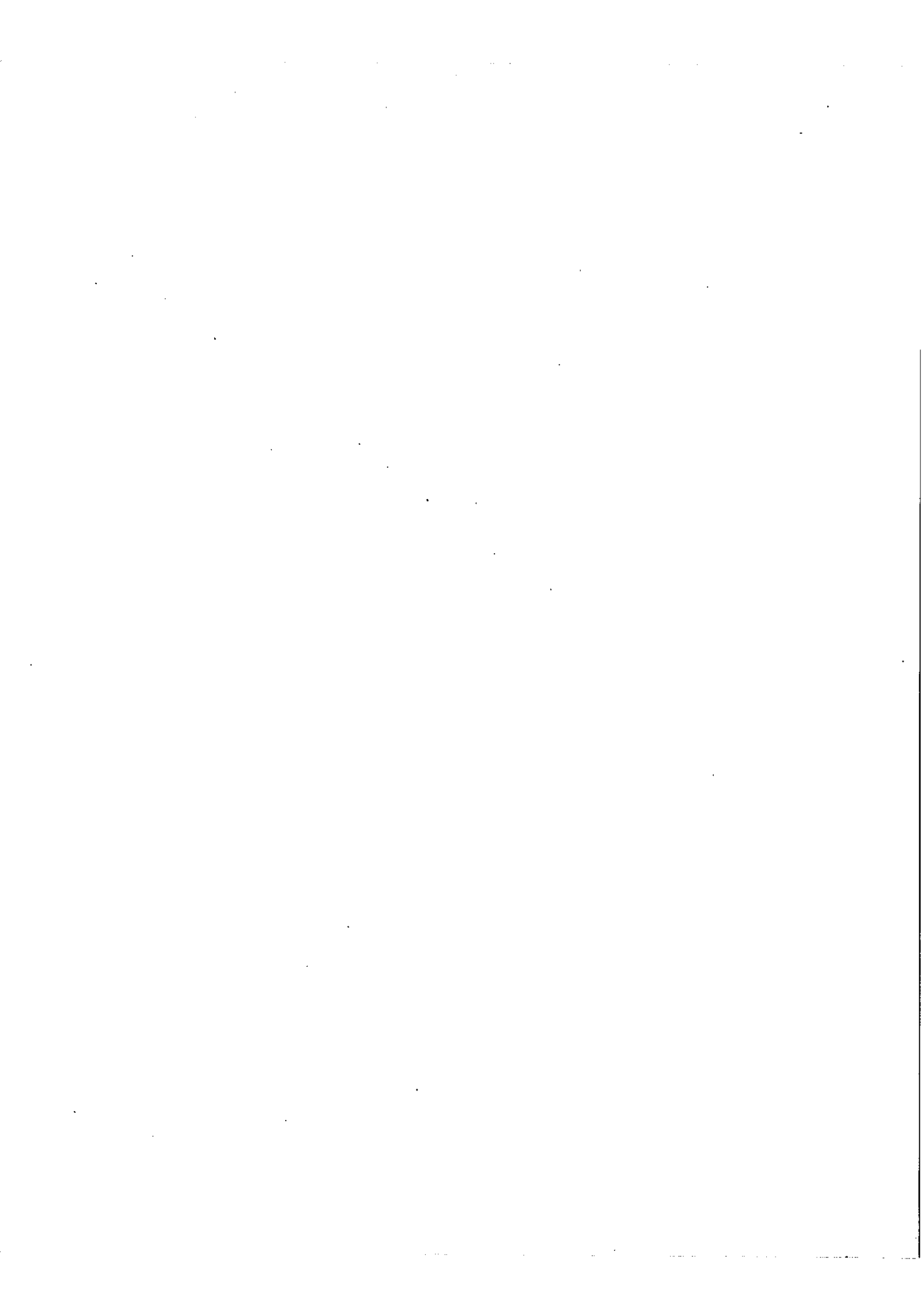
Comparaison avec les résultats de DAVIS

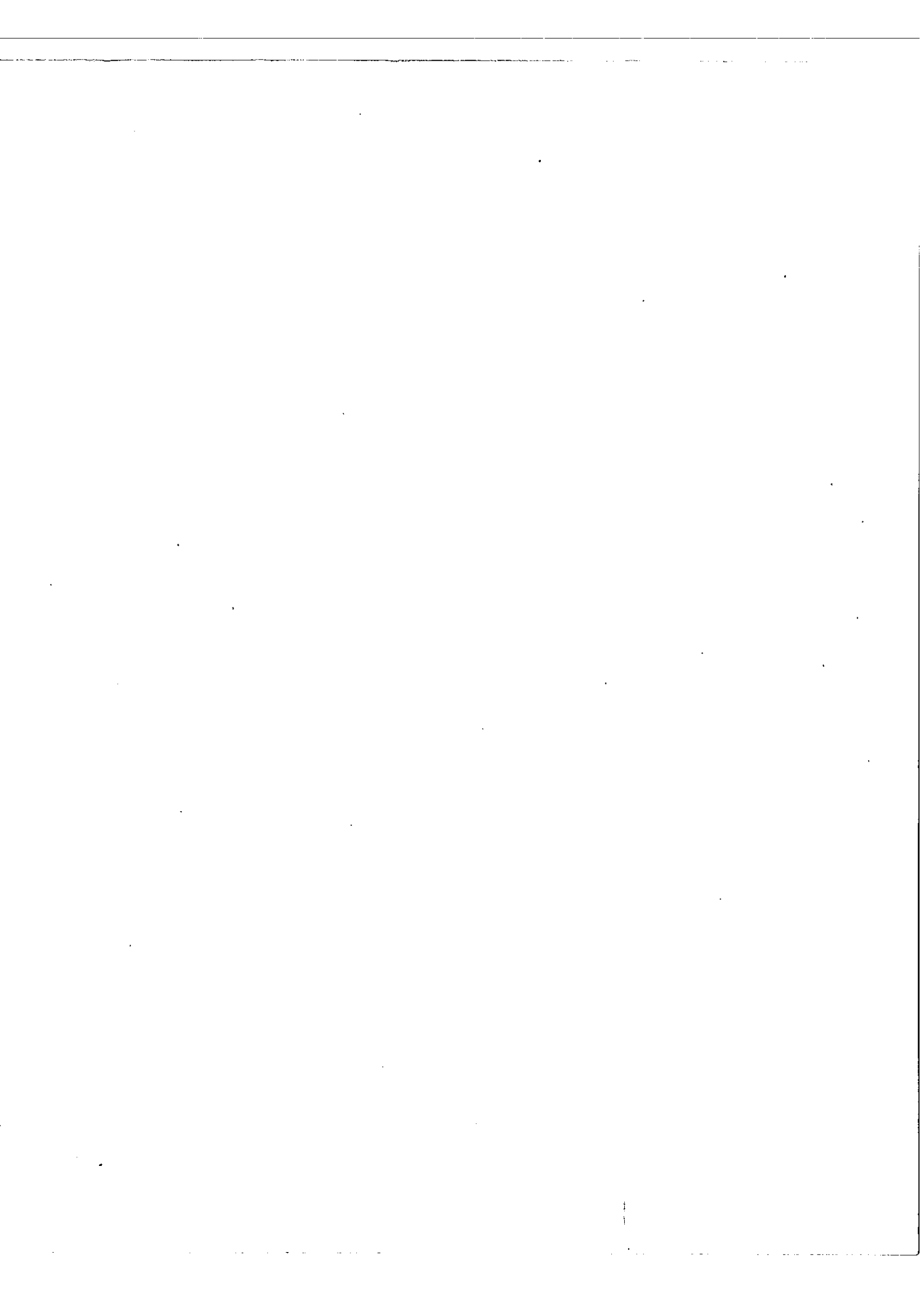
Les 30 raies qui se trouvent dans le tableau IV et dans la liste de décompositions par structure hyperfine donnée par DAVIS sont groupées dans le tableau VI.

Pour un certain nombre de raies, la longueur d'onde de la raie indiquée par DAVIS présente un écart important avec la valeur indiquée par NORRIS, que nous avons adoptée. La première colonne contient les longueurs d'onde données par DAVIS ; la troisième celles de NORRIS ; la seconde colonne contient les structures hyperfines mesurées par DAVIS avec la convention de signe suivante :

- la distance entre les deux composantes extrêmes du "flag-pattern" est précédée du signe + si les intervalles et les intensités décroissent vers les grands nombres d'ondes.

On peut comparer les décompositions totales mesurées par DAVIS avec nos observations notées dans la quatrième colonne.





T A B L E A U V I

° A	Davis Structure hyperfine	° A	Structure hyperfine
	(mK)		(mK)
3901,35	-	3901,35	S
3976,82	+ 920	3976,84	+ 842
4061,59	-	4061,86	S
4092,20	-	4092,20	- 157
4094,45	-	4094,50	S
4102,53	S	? 4102,52	- 610
4201,00	-	~ 4201,3	+ 112
4258,23	-	4258,24	+ 145,5
4266,34	-	4266,34	+ 178
4313,25	-	4313,25	- 228
4318,85	-	4318,84	- 30
4322,24	-	4322,24	+ 115,5
4338,45	-	4338,47	S
4340,62	350	4340,63	+ 75
4342,50	+ 990	4342,51	- 168
4342,59	-		
4423,11	-	4423,11	+ 236
4488,16	+ 500	4488,16	- 300
4493,08	120	4493,08	+ 142
4515,88	+ 640	~ 4515,5	- 185
4550,45	- 350	4550,45	- 282
4600,16	500	4600,16	- 328
4676,90	+ 350	4676,90	- 416
4806,77	500	4806,78	- 492
4813,77	+ 600	4813,77	+ 580
4842,69	+ 890	?4842,69	F 85
4896,19	250	4896,19	- 248
4915,90	+ 530	4915,90	+ 543
5319,23	- 480	5319,23	- 491
5671,84	- 200	5671,84	- 230
5815,36	+ 360	5815,36	- 366

Le tableau VI permet les constatations suivantes.

Seulement 10 "flag-patterns" observés au cours de ce travail sont exactement les mêmes que ceux mesurés par DAVIS.

Pour les raies $\lambda = 3976,82 \text{ \AA}$, $\lambda = 4550,45 \text{ \AA}$ ou les raies de structure inférieure à 200 mK, l'écart peut facilement être expliqué car DAVIS disposait d'une résolution beaucoup plus faible que nous.

Pour les raies $\lambda = 4488,16 \text{ \AA}$; $4600,16 \text{ \AA}$; $4806,78 \text{ \AA}$; $4896,19 \text{ \AA}$; $5815,36 \text{ \AA}$ les "flag-patterns" ont été observés avec des signes opposés, ce qui est sans doute dû aux incertitudes du procédé photographique employé par DAVIS.

Pour $\lambda = 4102,52 \text{ \AA}$; $4313,25 \text{ \AA}$; $4340,63 \text{ \AA}$; $4342,51 \text{ \AA}$; $4423,11 \text{ \AA}$; $4515,5 \text{ \AA}$; $4842,69 \text{ \AA}$; les écarts sont si grands qu'il faut supposer que ce sont des raies différentes dont les "flag-patterns" ont été mesurés : les sources employées ne sont pas les mêmes et nous avons vu les difficultés rencontrées au cours de ce travail pour attribuer une longueur d'onde à certaines raies. Par contre, pour la raie $\lambda \approx 4201,3 \text{ \AA}$ qui ne se trouvait ni dans la liste de NORRIS, ni dans celle de M.I.T. , il est très probable que ce soit celle observée à $4201,00 \text{ \AA}$ par DAVIS.

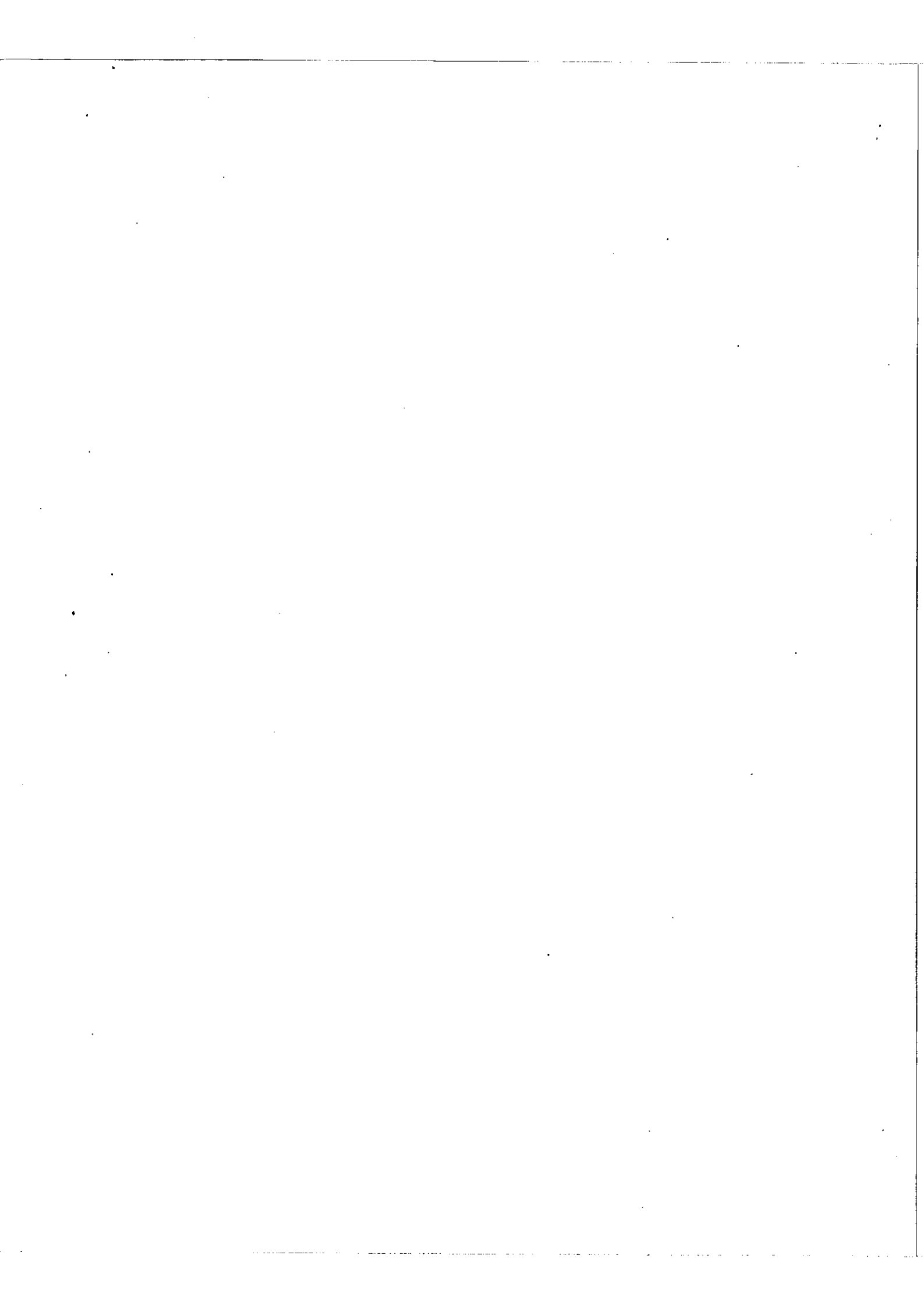
Les 50 raies dont DAVIS a mesuré les J par effet ZEEMAN ont des longueurs d'onde comprises entre 3200 \AA et 4400 \AA . Parmi celles de longueur d'onde supérieure à 3900 \AA une dizaine ont été observées au cours de ce travail, dont deux seulement de structure assez large pour que nous puissions mesurer J . Ce sont :

DAVIS

$\lambda = 4235,35 \text{ \AA}$	$15/2 - 13/2$	$15/2$
$\lambda = 4255,25 \text{ \AA}$	$13/2 - 11/2$	$13/2$

Il y a donc accord : nos mesures de J sont moins précises que celles de DAVIS et ne donnent souvent le nombre quantique que pour un seul niveau ; l'étude par structure hyperfine complète heureusement celle effectuée par effet ZEEMAN qui ne peut pas apporter des renseignements sur toutes les raies du spectre.

.../...



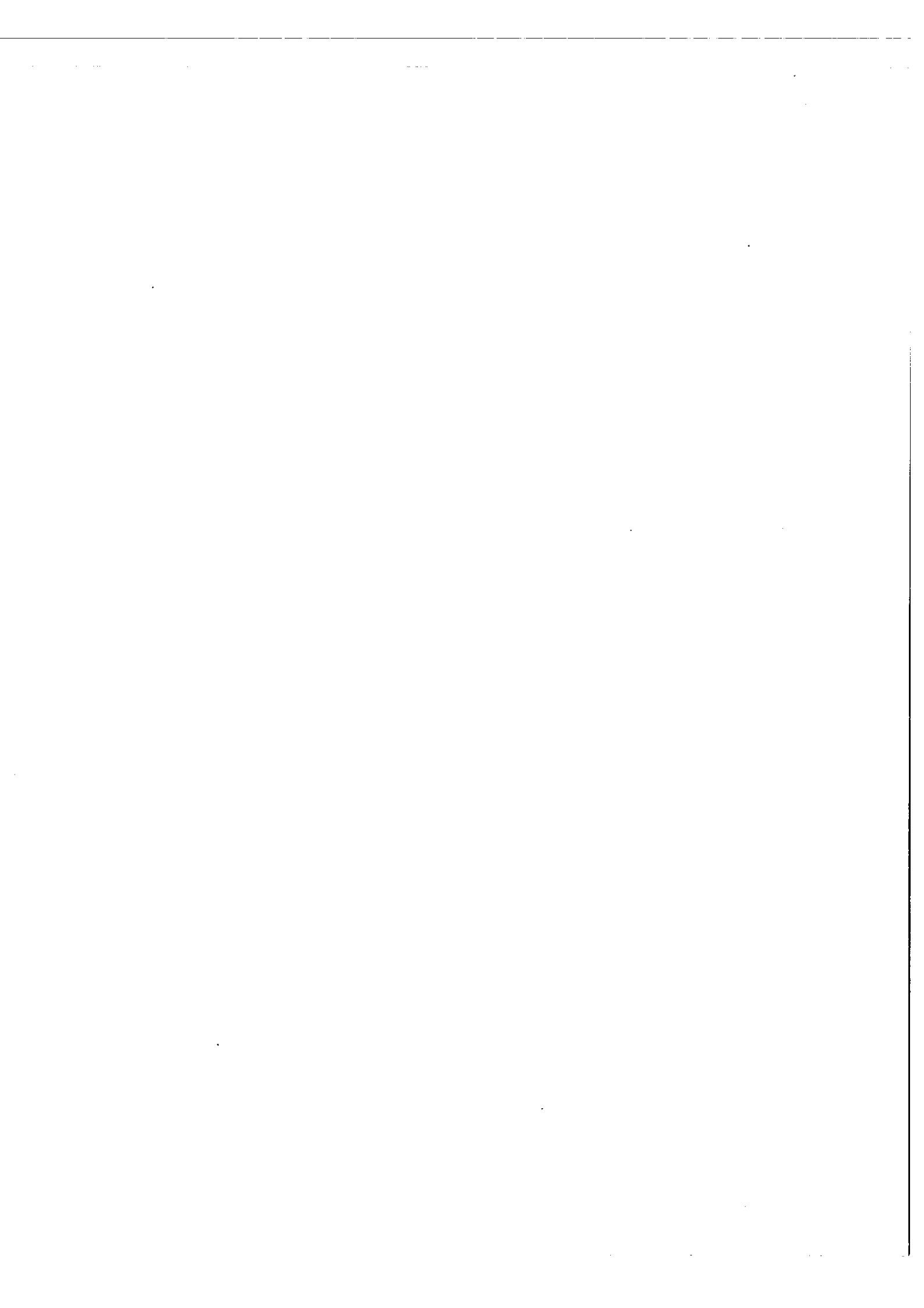
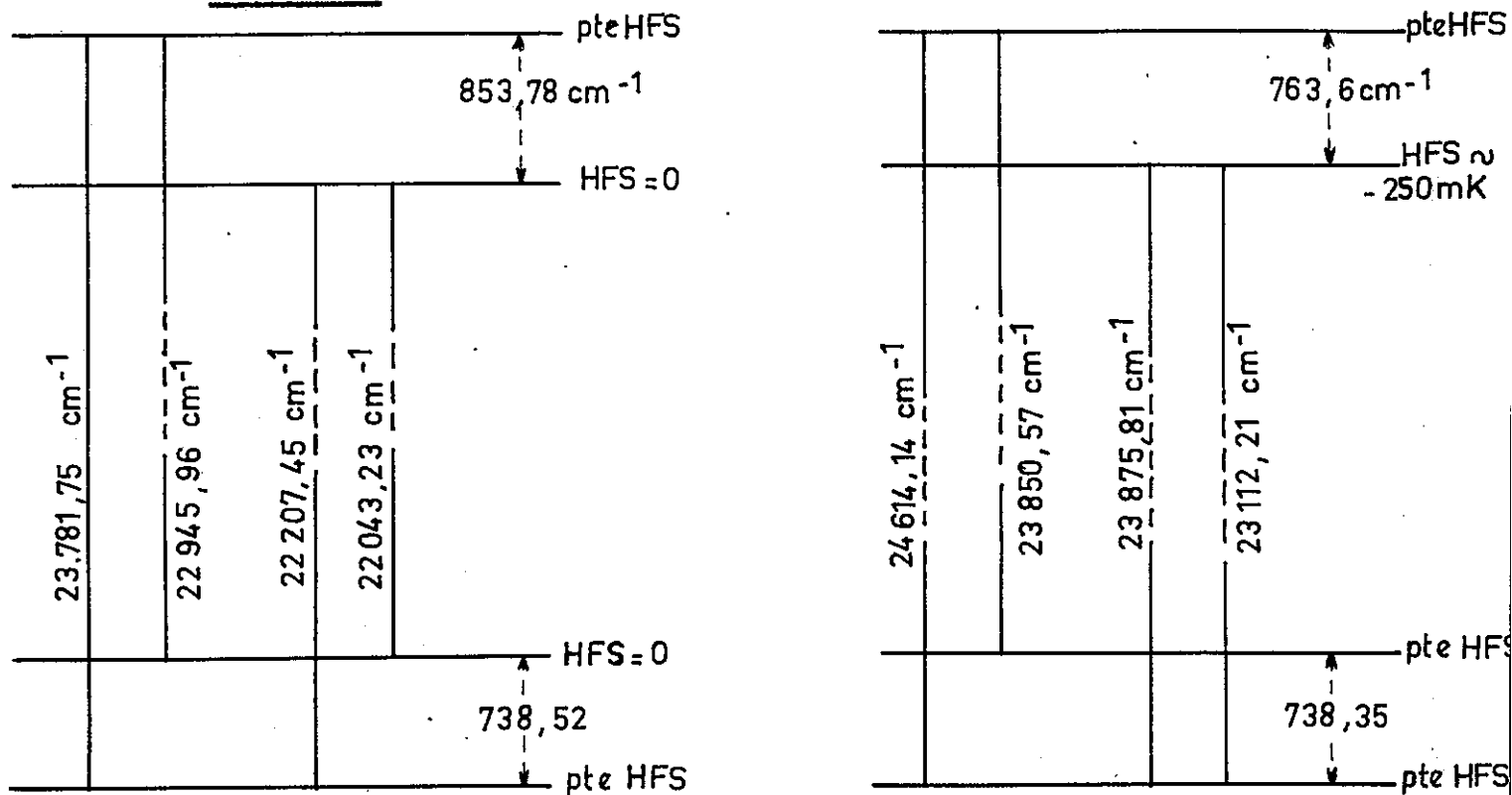
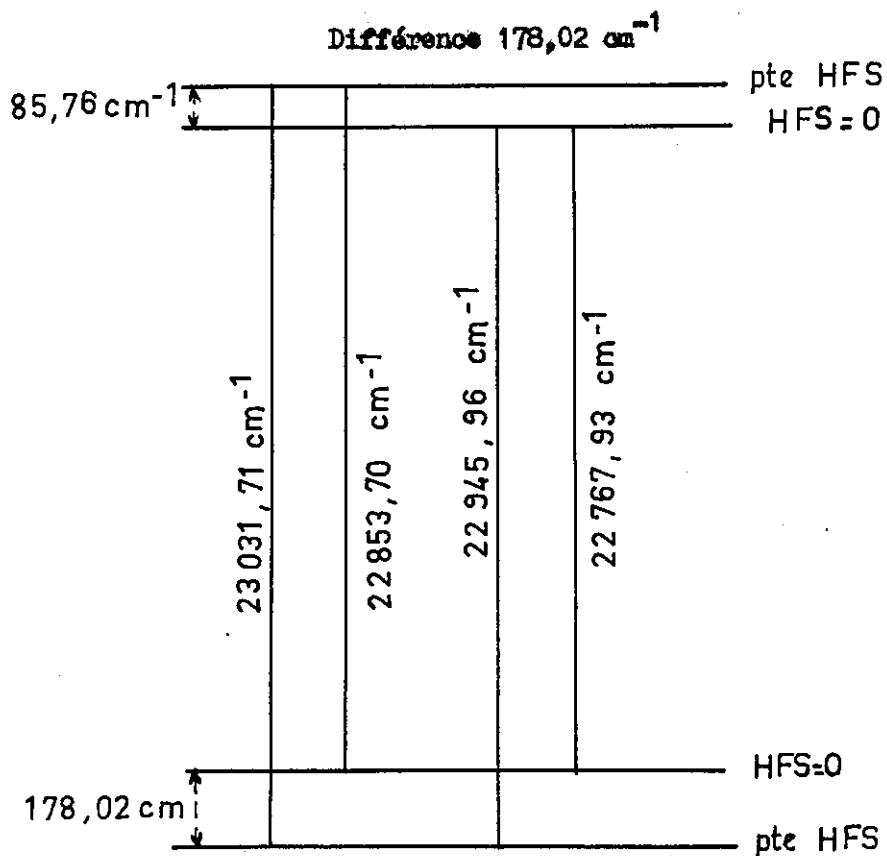


FIGURE VII

Schémas de Niveaux



Différence 738,52 et 738,35 cm⁻¹



Pour utiliser les données de structure hyperfine obtenues dans un but de classification, on a essayé de chercher les différences significatives, c'est-à-dire qui se retrouvent plusieurs fois lorsqu'on calcule les $\frac{N(N-1)}{2} = 8646$ différences possibles entre les $N = 132$ raies enregistrées.

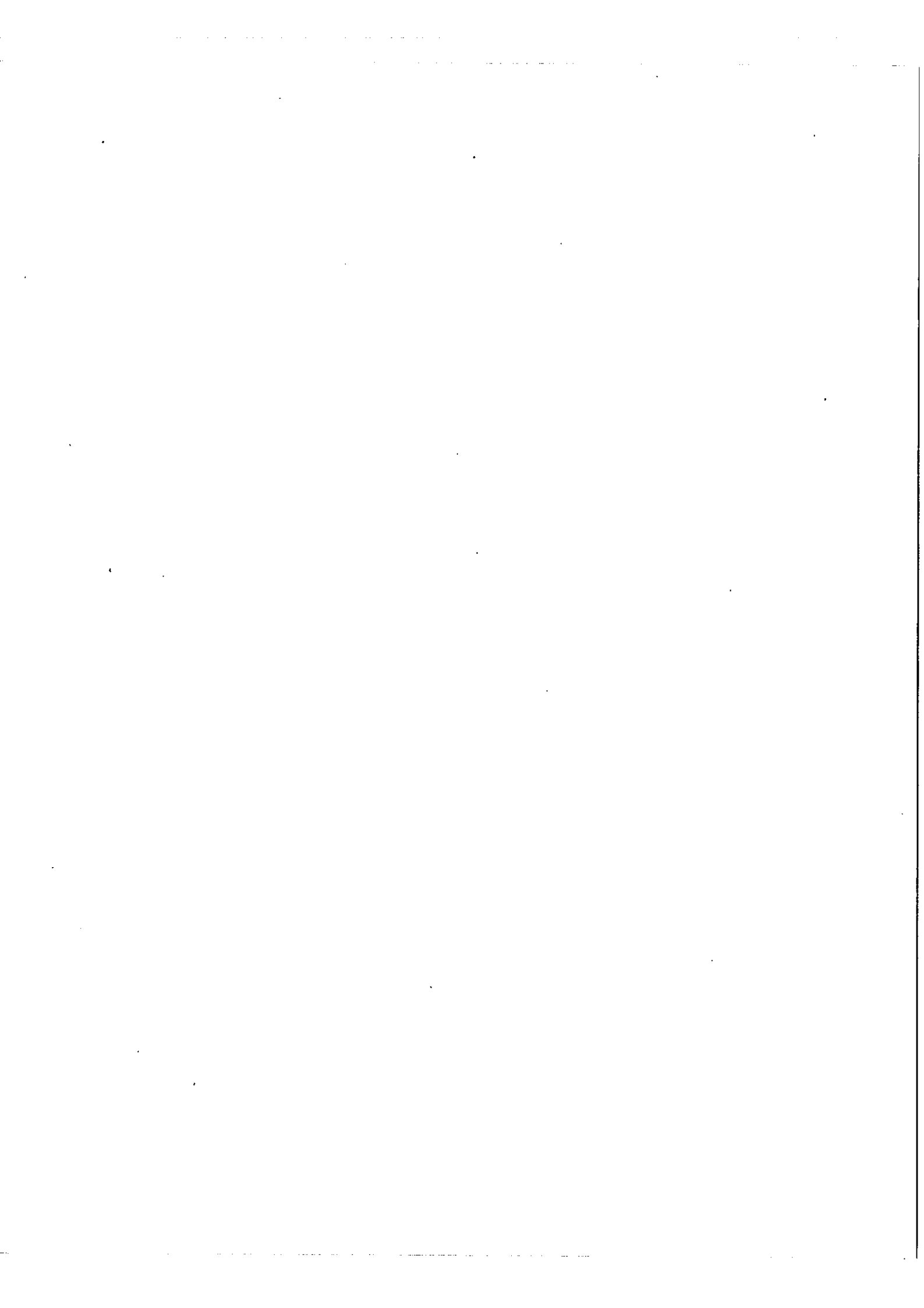
En admettant que les nombres d'ondes sont connus à $\pm 0,2 \text{ cm}^{-1}$, on peut retenir les différences éloignées de moins de $0,8 \text{ cm}^{-1}$ (18). Les différences significatives sont alors très nombreuses. Dans certains cas la structure hyperfine permet de reconnaître des coïncidences fortuites, comme le montrent les exemples suivants ; en a les couples de raies :

	$\lambda = 4203,72 \text{ \AA}$	dissym. (-40 mK)	$\sigma = 23\ 781,75 \text{ cm}^{-1}$	
et	$\lambda = 4338,47 \text{ \AA}$	simple	$\sigma = 23\ 043,23 \text{ cm}^{-1}$	$738,52 \text{ cm}^{-1}$
	$\lambda = 4356,84 \text{ \AA}$	2 raies à - 40 mK	$\sigma = 22\ 945,96 \text{ cm}^{-1}$	
et	$\lambda = 4501,73 \text{ \AA}$	3 raies à \pm 75 mK	$\sigma = 22\ 207,45 \text{ cm}^{-1}$	$738,51 \text{ cm}^{-1}$
	$\lambda = 4191,59 \text{ \AA}$	simple	$\sigma = 23\ 850,57 \text{ cm}^{-1}$	
et	$\lambda = 4325,50 \text{ \AA}$	- 236 mK	$\sigma = 23\ 112,21 \text{ cm}^{-1}$	$738,38 \text{ cm}^{-1}$
	$\lambda = 4061,56 \text{ \AA}$	simple	$\sigma = 24\ 614,14 \text{ cm}^{-1}$	
et	$\lambda = 4187,16 \text{ \AA}$	- 270 mK	$\sigma = 23\ 875,81 \text{ cm}^{-1}$	$738,33 \text{ cm}^{-1}$

Ces quatre différences sont comprises dans un domaine de $0,2 \text{ cm}^{-1}$; elles correspondent pourtant à deux intervalles différents : $738,52 \text{ cm}^{-1}$ d'une part et $738,35 \text{ cm}^{-1}$ d'autre part, comme le montrent les structures hyperfines des raies. Le schéma de niveaux met aussitôt en évidence deux autres intervalles, $853,78 \text{ cm}^{-1}$ et $763,6 \text{ cm}^{-1}$ mais aucun critère ne permet de savoir quels intervalles se trouvent dans le spectre entre des niveaux d'énergie plus élevés que les autres (les schémas peuvent être regardés dans un sens ou dans l'autre).

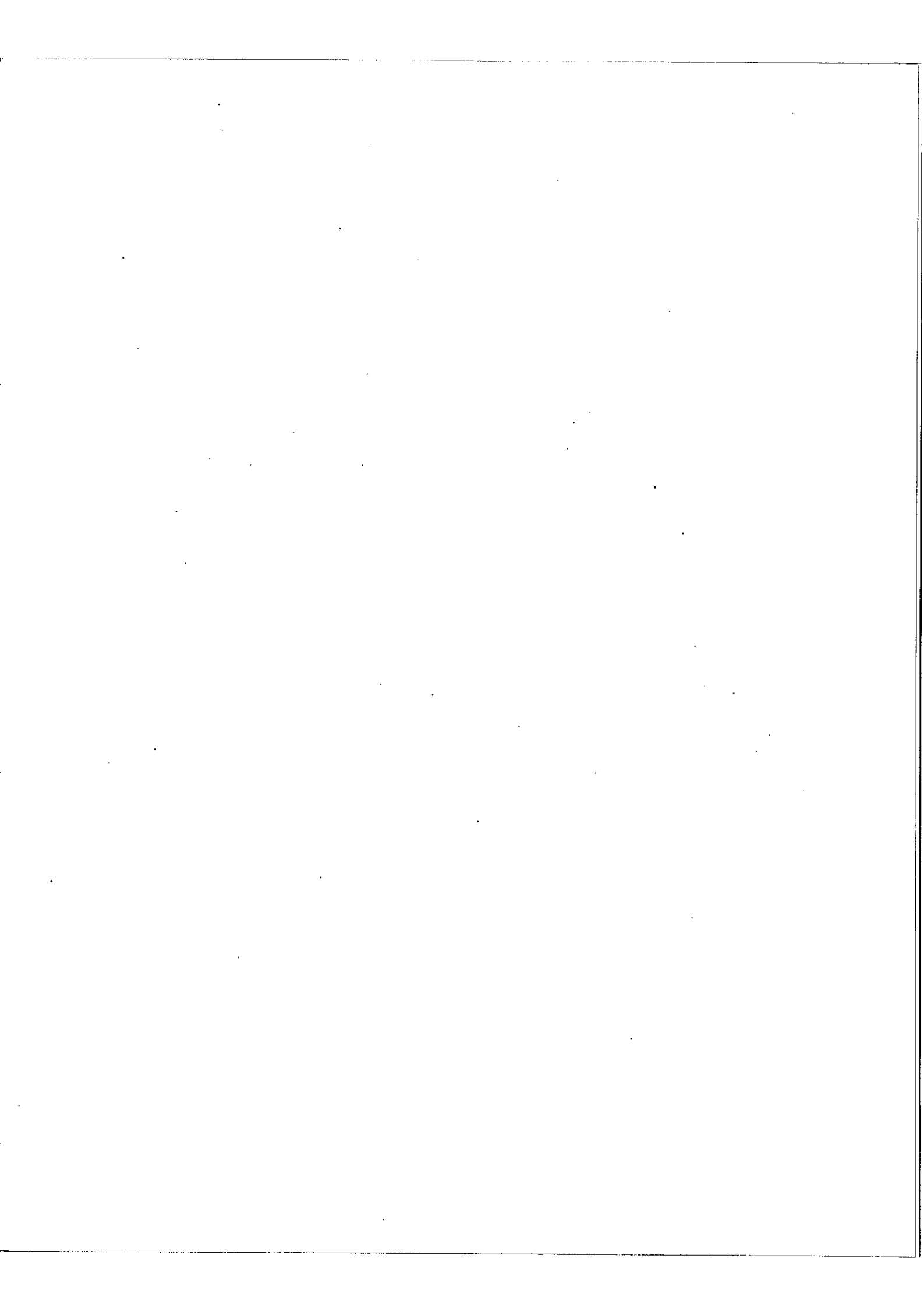
Il y a d'autres différences significatives dont les ordres de grandeur sont très variables et pour lesquelles la structure hyperfine est très utile, comme le montre encore cet exemple :

.../...



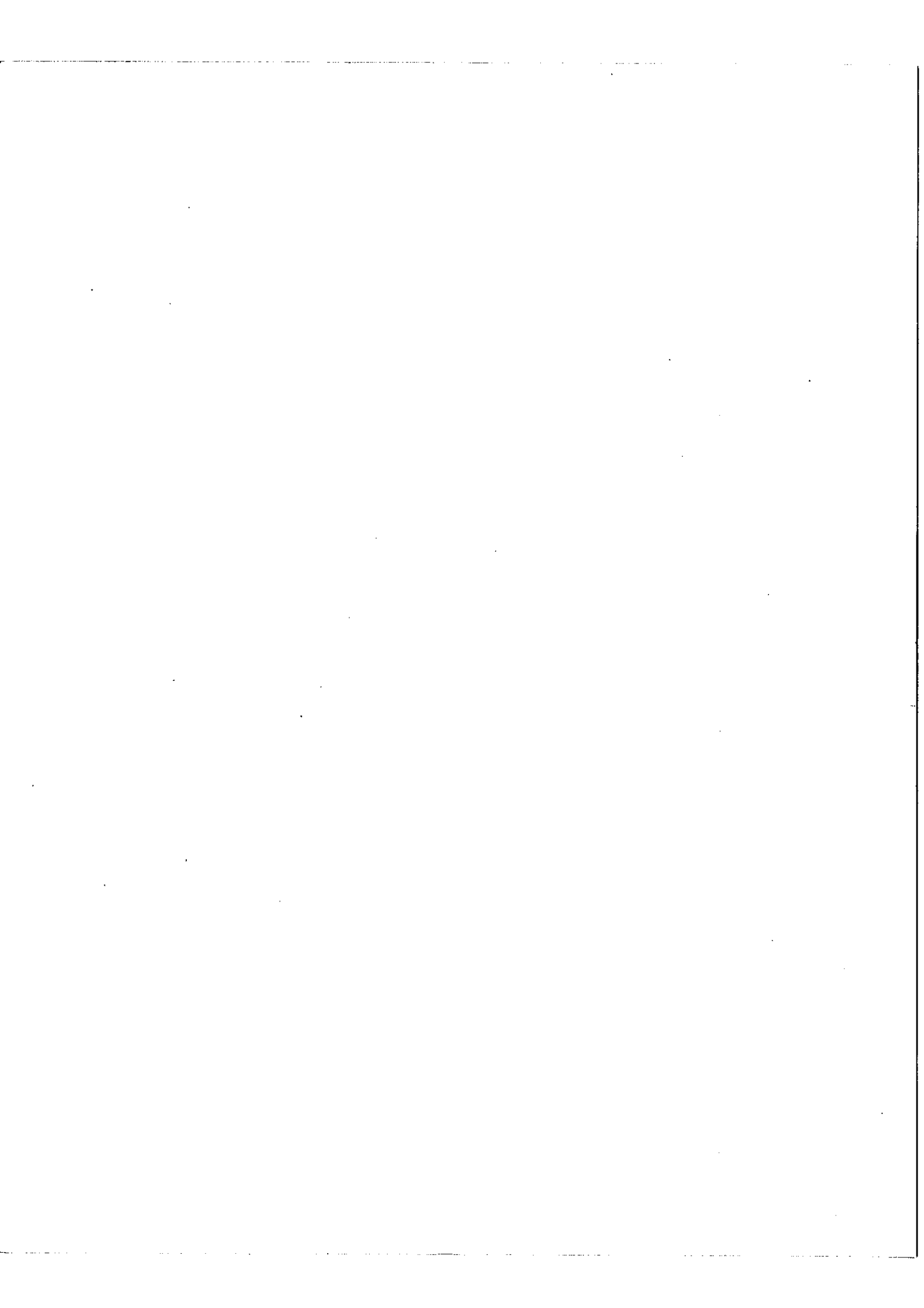
177,99, cm ⁻¹	22 795,08 cm ⁻¹	$\lambda = 4385,68 \text{ \AA}$	- 105 mK
	22 617,09 cm ⁻¹	$\lambda = 4420,19 \text{ \AA}$	+ 220 mK
178,01 cm ⁻¹	23 031,71 cm ⁻¹	$\lambda = 4340,63 \text{ \AA}$	+ 75 mK
	22 853,70 cm ⁻¹	$\lambda = 4374,43 \text{ \AA}$	+ 60 mK
178,03 cm ⁻¹	22 945,96 cm ⁻¹	$\lambda = 4356,84 \text{ \AA}$	- 40 mK
	22 767,93 cm ⁻¹	$\lambda = 4390,93 \text{ \AA}$	simple

La structure hyperfine des raies entre lesquelles la différence 177,99 cm⁻¹ est obtenue, montre que la proximité de cette valeur avec les différences 178,01 cm⁻¹ et 178,03 cm⁻¹ est fortuite tandis que ces deux différences peuvent correspondre à un intervalle réel.



REFERENCES

- (1) P.JACQUINOT et Ch. DUFOUR - J.Rech. C.N.R.S. - 6, 91, 1948
 - (2) R.CHABBAL - Thèse, PARIS 1957.
 - (3) J.BROCHARD, R.CHABBAL, H.CHANTREL, P.JACQUINOT - J.Phys. Rad. 13, 433, 1952
 - (4) J.BLAISE - J.Phys.Rad. - 19, 335, 1958
 - (5) H.CHANTREL - Thèse, PARIS 1958
 - (6) DAVIS - Bull. Amer. Phys. Soc. 4, N° 8, 454, 1959
 - (7) KLINKENBERG - Physica, 13, 1, 1947
 - (8) KING - Astrophysical Journal, 72, 221, 1930
 - (9) SCHULER - Naturwissenschaft - 22, 730, 1934
 - (10) BLEANEY - Proc. Phys. Soc. A - 68, 937, 1955
 - (11) DAVIS - Astrophysical Journal - 132, 486, 1960
 - (12) H.KOPFERMANN - traduit par E.SCHNEIDER, 1958, Nuclear Moments.
Academic Press Inc. Publishers. NEW-YORK.
 - (13) K.KREBS et R.WINKLER - Ann. Phys. 20, 60, 1957 et Z.Physik, 160, 320, 1960
 - (14) CONDON et SHORTLEY - The Theory of Atomic Spectra - CAMBRIDGE -
At the University Press 1953
 - (15) Ch. TOWNES - Determination of Nuclear Quadrupole Moments - Handbuch der Physik -
Vol. XXXVII/1 - p.450 - Springer Verlag 1958
 - (16) R.JUDD and I.LINDGREN - Phys. Rev. 122 (2ème série) N° 6, 1802, 15.6.61
 - (17) K.MURAKAWA - Reports of the Inst. of Science and Technology -
Univ. TOKYO, 7, N° 4 - 139, 1953
 - (18) ELIACHEVICH - Spectres des Terres Rares - MOSCOU 1953.
-



T A B L E D E S M A T I E R E S

	<u>PAGES</u>
- <u>INTRODUCTION</u>	1
- <u>ETAT ACTUEL DES CONNAISSANCES SUR LE SPECTRE D'ARC DU TERBIUM</u>	4
- <u>RAPPEL DES FONDEMENTS THEORIQUES DE LA STRUCTURE HYPERFINE</u>	7
- Introduction	
- Multiplet de structure hyperfine	
- Transitions entre niveaux hyperfins	
- Calcul de J par l'intermédiaire de la mesure de F	
- Intérêt de la structure hyperfine pour la classification	
- <u>INTERPRET DE LA STRUCTURE HYPERFINE POUR L'ETUDE DU TERBIUM</u>	14
- Configurations, Termes fondamentaux, Structure hyperfine des niveaux	
- Transitions possibles et structure hyperfine des raies	
- Mesure de J dans le cas du Terbium	
- Classification du spectre	
- <u>EXPERIENCES</u>	22
- La Source	
- Difficultés expérimentales	
- <u>RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	25
<u>TABLEAU IV</u> - Longueurs d'onde des raies	25
- Intensité des raies	
- Indications de structure hyperfine	
<u>TABLEAU V</u> - Valeurs de J obtenues par les rapports d'intensité	30
- Echec du calcul de J par les mesures d'intervalles	
<u>TABLEAU VI</u> - Comparaison avec les résultats de DAVIS	34
- <u>TENTATIVE DE CLASSIFICATION</u>	36
- <u>CONCLUSION</u>	39
- <u>REFERENCES</u>	40

