

Physics. — *La rotation paramagnétique du plan de polarisation dans les cristaux de tysonite et de xénotime.* Par MM. H. A. KRAMERS et JEAN BECQUEREL.

(Communicated at the meeting of November 30, 1929).

§ 1. *Introduction.*

Dans un travail qui précède et qui dans ce qui suit sera désigné par I, l'un de nous ¹⁾ a développé une théorie de la rotation paramagnétique du plan de polarisation dans les cristaux de terres rares. Nous nous proposons, dans le présent article, de faire l'application de cette théorie à deux cas particuliers. Voilà le résumé des divers paragraphes:

§ 2. Les résultats obtenus avec la tysonite sont en accord avec l'idée que la rotation paramagnétique est due aux ions de cérium, si l'on introduit des hypothèses plausibles concernant la structure du champ électrique dans le cristal (la structure du réseau n'étant pas encore connue, ce champ ne peut pas être calculé actuellement).

§ 3. Le réseau du xénotime ayant été analysé à l'aide des rayons X , il a été possible de calculer approximativement le champ électrique aux alentours des noyaux des cations. Anticipant sur un autre article ²⁾, où il sera montré que les résultats expérimentaux obtenus avec ce cristal ³⁾ sont bien représentés par la formule ⁴⁾

$$\varrho = \varrho_{\infty}(T) \frac{n\mu_B H}{\sqrt{(n\mu_B H)^2 + K^2}} \operatorname{tg} \operatorname{hyp.} \frac{\sqrt{(n\mu_B H)^2 + K^2}}{kT}$$

et que les valeurs les plus probables de n et de K sont $n=7$ et $K=1.00 hc$, nous serons conduits à la conclusion que la rotation est probablement due aux ions de gadolinium.

§ 4. Contient la discussion d'une question générale qui se rattache au magnétisme des cristaux.

§ 2. *La rotation paramagnétique dans la tysonite.*

Nous discuterons maintenant les résultats des mesures avec la tysonite ⁵⁾.

¹⁾ H. A. KRAMERS, Proc. Amst. Ac., Vol. 32, N^o. 9 (1929), p. 1176.

²⁾ JEAN BECQUEREL, W. J. DE HAAS et H. A. KRAMERS, Proc., Vol. 32, N^o. 9 (1929), p. 1206.

³⁾ JEAN BECQUEREL et W. J. DE HAAS, Proc., Vol. 32, N^o. 9 (1929), p. 1199.

⁴⁾ H. A. KRAMERS, loc. cit., p. 1188.

⁵⁾ JEAN BECQUEREL et W. J. DE HAAS, Proc., Vol. 32 (1929), p. 536. Comm. Leiden N^o. 193a (1928); Zeits. für Phys. t. 52 (1929) p. 342.

La tysonite est un cristal uniaxe hexagonal, un fluorure, qui contient principalement du *La* et du *Ce* et aussi de petites quantités de *Nd* et de *Pr*. La structure du réseau n'est pas encore connue. D'après JEAN BECQUEREL et W. J. DE HAAS ¹⁾ la rotation paramagnétique est probablement due aux ions Ce^{+++} (les ions La^{+++} ne sont pas paramagnétiques et ne jouent aucun rôle). Nous examinerons si cela est en accord avec la théorie.

Dans l'état normal de l'ion Ce^{+++} libre, il se trouve un électron dans un état 4_3 tandis que les 54 autres forment des couches complétées non-magnétiques. L'état 4_3 forme un doublet "regelrecht" et le niveau le plus bas correspond à $j = 5/2$, $g = 6/7$. La rotation expérimentale est représentée par une loi en forme de tangente hyperbolique comme la théorie le prévoit (formule (1) I) dans le cas d'un champ électrique de symétrie cylindrique. Nous ne nous occuperons donc que des formules relatives à un tel champ. Les valeurs des expressions (13) I pour C_0 et D sont positives toutes les deux, et les propriétés magnétiques du niveau fondamental dans lequel se trouvera l'ion Ce^{+++} dans un champ électrique de la forme (5) I dépendront encore du signe et de la grandeur de A . L'hypothèse $A < 0$ mène au résultat suivant (comparez le tableau à la p. 1183 I, où il faudra poser $l = 3$): parallèlement à l'axe, l'aimantation de l'atome sera pour de petites valeurs de $A_{C_0/D}$ égale à $\frac{3.5}{7} \mu_B = 2\frac{1}{7} \mu_B$; tandis que quand $A_{C_0/D}$ augmente, sa valeur tend vers la limite $2 \mu_B$; perpendiculairement à l'axe, il n'y aura pas d'aimantation. Ce résultat ne s'accorde d'aucune manière avec les expériences qui semblent exiger une aimantation d'environ $1 \mu_B$ non seulement parallèlement mais encore perpendiculairement à l'axe (comp. p. 1176 I).

Si nous admettons d'autre part $A > 0$, le niveau le plus bas correspondra à $m = \pm 1/2$. Quand A augmente l'aimantation parallèle augmente de $\frac{3}{7} \mu_B$ ($A_{C_0/D} \ll 1$) jusqu'à $1 \mu_B$ ($A_{C_0/D} \gg 1$), tandis que l'aimantation perpendiculaire diffère de zéro et décroît de $\frac{9}{7} \mu_B$ ($A_{C_0/D} \ll 1$) jusqu'à $1 \mu_B$ ($A_{C_0/D} \gg 1$); par conséquent les mesures sont en accord avec la théorie si $A_{C_0/D}$ est positif et très grand.

Nous sommes donc menés à la conclusion que l'électron dans l'ion Ce^{+++} se trouve dans un champ positif, qui est tellement fort, que le doublet est presque tout à fait déformé par un effet PASCHEN—BACK électrique. On pourra interpréter l'aimantation isotropique de $1 \mu_B$ comme l'aimantation du spin de l'électron qui est entièrement découplé de l'orbite ²⁾.

¹⁾ JEAN BECQUEREL et W. J. DE HAAS, Comm. Leiden N°. 199a (1929); Zeits. für Phys. t. 57 (1929) p. 11.

²⁾ C'est bien l'hypothèse indiquée dans une note précédente (JEAN BECQUEREL, Proc. Ac. Amsterdam Vol. 32, N°. 6 (1929) § VI). Voir aussi W. SCHÜTZ, Zs. für Phys. 54 (1929) p. 735.

La question se pose, de savoir si $^{AC_0}/D$ pourra prendre la valeur élevée que la théorie exige. Selon JEAN BECQUEREL et W. J. DE HAAS l'incertitude dans la valeur n_{par} de l'aimantation parallèle (qui est due principalement à l'incertitude dans les évaluations de la température) pourra être représentée par

$$0.968 < n_{par} < 1.026.$$

L'incertitude de la valeur de l'aimantation transversale est beaucoup plus grande, à cause de la difficulté des mesures; on ne peut même pas d'après les mesures actuelles (non publiées) affirmer qu'une tangente hyperbolique représente la rotation mieux qu'une autre fonction analogue. Nous ne nous occuperons donc que de l'aimantation parallèle. Substituant dans (12) I les valeurs $m = 1/2$, $l = 3$, nous pourrions écrire

$$mg = \frac{1}{2} (1 + \cos \alpha) = 1 - \varepsilon \quad \cotg \alpha = \frac{-1 + \frac{6AC_0}{D} (7/2)^2}{2\sqrt{12}} \quad (1)$$

où ε désigne la déviation de n_{par} de l'unité. Nous poserons encore :

$$A = \theta \frac{W_0}{a_0^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

où W_0 et a_0 sont l'énergie et le rayon de la première orbite de BOHR dans l'hydrogène et où θ est un facteur numérique. Comme approximation grossière nous admettrons maintenant que l'électron 4_3 se trouve dans un champ de *Coulomb* dont le charge effectif du noyau égale $Z_{eff}e$. À l'aide de (13) I on trouve alors :

$$\frac{AC_0}{D} = \frac{\theta}{Z_{eff}^6} 6.56 \cdot 10^7 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Comme l'angle α est petit quand ε est lui-même petit on conclut de (1) et (3)

$$\frac{\theta}{Z_{eff}^6} 6.56 \cdot 10^7 = 0.014 + \frac{0.047}{\sqrt{\varepsilon}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Prenons pour θ la valeur 0,03 ce qui est l'ordre de grandeur que nous trouverons pour cette constante dans le cas du champ électrique dans le xénotime (comparez p. 1194).

Les valeurs de Z_{eff} qui correspondent alors à quelques valeurs données de ε sont indiquées dans le tableau suivant :

ε	Z_{eff}	}	 (5)
0.005	12.0		
0.01	12.6		
0.02	13.4		
0.03	13.8		

Un, écart de $1/2\%$ de la valeur $1\mu_B$ pour l'aimantation longitudinale correspondra donc à une charge effective $12e$. Cette valeur n'est point improbable; toujours en admettant un champ de Coulomb, elle donnerait une énergie d'ionisation de l'électron 4_3 égale à $\frac{12^2}{4^2} W_0 \cong 120$ Volt.

Une prédiction plus précise de la valeur théorique de ε exigerait, outre la connaissance de la valeur de la constante θ , une discussion plus rigoureuse de l'état 4_3 qui pourra s'effectuer à l'aide de la théorie de la quantisation des électrons dans un champ central. Les calculs numériques, nécessaires pour ce but, sont en préparation.

§ 3. La rotation paramagnétique dans le xénotime.

Les mesures sur la rotation du plan de polarisation dans le xénotime sont représentées, dans la limite des mesures, par la formule (2) I¹⁾ en mettant $n=7$, $K=1.00\text{ cm}^{-1}$ (voir Proc. Vol. 32, p. 1206). Admettant qu'il est permis d'appliquer la théorie esquissée dans § 4 I il faudra conclure qu'une seule espèce d'ions cause la rotation et que, sans compter une petite décomposition en deux niveaux dont la distance est 2.00 cm^{-1} , l'état fondamental de ces ions possède une aimantation de $7\mu_B$ environ.

Avant de chercher à quels atomes il faudra attribuer la rotation, nous calculerons approximativement le champ électrique, qui règne dans le cristal dans les alentours des noyaux des ions métalliques. Les calculs pourront s'effectuer à l'aide de la détermination de la structure du xénotime faite par VEGARD²⁾. Le physicien norvégien a trouvé que la cellule élémentaire est un parallélépipède rectangulaire dont la largeur et la longueur égalent $a=9.6\text{ Å}$; tandis que la hauteur égale $c=5.9\text{ Å}$. Les ions métalliques et les ions PO_4 se trouvent aux endroits suivants (pour obtenir toutes les valeurs des coordonnées il faudra ajouter partout $\pm n$, où n est un nombre entier):

ions métalliques				ions PO_4			
	$\frac{x}{a}$	$\frac{y}{a}$	$\frac{z}{c}$	$\frac{x}{a}$	$\frac{y}{a}$	$\frac{z}{c}$	
1	0	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	
2	$-\frac{1}{2}$	0	$-\frac{1}{2}$	0	0	$-\frac{1}{2}$	
3	$\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{4}$	
4	$-\frac{1}{4}$	$\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{4}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{4}$	
5	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	$-\frac{1}{2}$	0	
6	0	0	0	$-\frac{1}{2}$	0	0	
7	$-\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{4}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{4}$	$\frac{1}{4}$	
8	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{4}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{4}$	

$$^1) \varrho = \varrho_{\infty} \frac{n\mu_B H}{\sqrt{(n\mu_B H)^2 + K^2}} \operatorname{tg} \operatorname{hyp}. \frac{\sqrt{(n\mu_B H)^2 + K^2}}{k T}.$$

²⁾ L. VEGARD, Phil. Mag. t. 32 (1916) p. 505. Voir aussi MAUGUIN, La structure des cristaux p. 253 (1924) (Presses universitaires de France).

La position exacte des atomes O par rapport aux atomes P n'est pas connue. Nous calculerons le potentiel d'un électron au voisinage de l'ion métallique qui se trouve à l'origine des coordonnées, en admettant que les ions métalliques et les atomes PO_4 agissent comme des points triplement chargés, resp. positifs et négatifs. La contribution d'un ion avec charge e_k et situé à X_k, Y_k, Z_k pourra être développée suivant des puissances de x, y et z ; puis, il faudra faire la somme pour tous les ions¹⁾. Le terme constant ne nous intéresse pas, les termes linéaires en x, y et z se détruisent, les termes quadratiques donnent, en posant $R_k^2 = X_k^2 + Y_k^2 + Z_k^2$:

$$\phi = -e \left\{ x^2 \sum_k e_k \frac{-R_k^2 + 3X_k^2}{2R_k^5} + y^2 \sum_k e_k \frac{-R_k^2 + 3Y_k^2}{2R_k^5} + \dots \right. \\ \left. + yz \sum_k e_k \frac{6Y_k Z_k}{2R_k^5} + \dots + \dots \right\} \quad (6)$$

Par le choix symétrique des coordonnées, les coefficients de yz, zx, xy s'annulent; on trouve de plus que les coefficients de x^2 et y^2 sont égaux l'un à l'autre et qu'ils sont égaux à la moitié du coefficient de z^2 pris avec signe opposé. Ici nous nous contenterons de considérer les ions qui se trouvent au dedans ou au bord de la cellule élémentaire dont le centre est situé à $x=y=z=0$. L'erreur commise sera au plus haut quelques pourcents, à cause de la décroissance rapide des termes de (6) quand R_k augmente. D'ailleurs il serait facile de faire le calcul rigoureux. On vérifie aisément que les contributions des ions positifs et négatifs dont les coordonnées se trouvent dans la 3, 4, 7 et 8^{ème} ligne du tableau, se détruisent mutuellement. Pour les contributions des autres ions on trouve:

$$\phi = 3e^2 \left\{ \frac{8-2\sqrt{2}}{a^3} - \frac{8}{c^3} - 16 \frac{a^2 - 2c^2}{(a^2 + c^2)^{5/2}} + 32 \frac{a^2 - c^2}{(2a^2 + c^2)^{5/2}} \right\} (x^2 + y^2 - 2z^2) \quad (7)$$

Introduisant de nouveau le rayon de la première orbite de BOHR dans l'hydrogène $a_0 = 0,532 \text{ \AA}$ et l'énergie d'ionisation de cette orbite $W_0 = \frac{e^2}{2a_0}$, (7) se réduit, utilisant les valeurs mentionnées de a et de c , à

$$\phi = -0.03 \frac{W_0}{a_0^2} (x^2 + y^2 - 2z^2) \quad (8)$$

Le coefficient numérique pourra encore être erroné de quelques pourcents.

La formule (8) nous apprend que l'influence énergétique du champ sur un électron, situé à une distance $2a_0$ du noyau de l'ion métallique, est de l'ordre de grandeur $0,12 W_0 \sim 13000 \text{ cm}^{-1} \sim 1,7 \text{ Volt}$.

Les électrons de la couche 4_3 se trouvent principalement à des distances

¹⁾ Des calculs tout à fait analogues sont effectués par Mr. BETHE dans son mémoire récent. Ann. der Physik V, t. 3, (1929), p. 133.

du noyau entre $1a_0$ et $2a_0$ ¹⁾, de sorte que la décomposition énergétique des niveaux de l'ion métallique sera de l'ordre de grandeur de quelques milliers cm^{-1} . Ce calcul donne un grand support à l'hypothèse de JEAN BECQUEREL que si l'on cherche l'interprétation des phénomènes optiques et magnéto-optiques dans les cristaux uniaxes il faut tenir compte d'un champ électrique axial très intense.

Revenons à la rotation dans le xénotime. Les ions magnétiques qu'on y trouve en plus grande quantité sont les ions Er^{+++} et Gd^{+++} . Envisageons d'abord l'erbium. HUND, dans sa théorie du paramagnétisme des terres rares, admet que l'état fondamental de l'ion Er^{+++} consiste en un multiplet "verkehrt" du type 4I ($l=6$, $s=3/2$, $g=6/5$). Le niveau le plus bas correspondrait à $j = \frac{15}{2}$.

D'après (8) la constante A dans (7) I est négative. Dans le champ électrique le niveau le plus bas correspondrait donc à $|m| = \frac{15}{2}$ ou $\frac{1}{2}$, selon que C dans (7) I est positif ou négatif. Pour C positif, nous aurions affaire à une aimantation $\frac{15}{2} \times \frac{6}{5} \mu_B = 9 \mu_B$ et — dans ce cas spécial — cette valeur de l'aimantation ne serait pas changée, même si le multiplet était partiellement ou entièrement déformé par un effet PASCHEN—BACK électrique (dans le multiplet entier, il y a seulement un état pour lequel $m = \frac{15}{2}$).

Ce résultat est en désaccord avec les mesures qui nous font attendre une aimantation d'environ $7 \mu_B$. Ajoutons qu'il y a des raisons de penser que la valeur de C est négative, dans le cas d'un multiplet "verkehrt" (comp. p. 1182 I).

Si, d'autre part, nous supposons que $C < 0$ le niveau fondamental correspondrait à $|m| = 1/2$ et nous avons affaire à une aimantation $1/2 \times 6/5 \mu_B = 3/5 \mu_B$, si toutefois on ne tient pas compte d'un effet PASCHEN-BACK. La présence d'un tel effet pourra changer la valeur de l'aimantation, mais elle restera toujours beaucoup plus petite que $7 \mu_B$ (pour $A \rightarrow -\infty$ elle atteindra au maximum la valeur $2 \mu_B$).

L'hypothèse des multiplets normaux qui a eu tant de succès dans la théorie de HUND, nous défend donc d'attribuer la rotation mesurée à l'erbium. Il y a un fait expérimental qui vient à l'appui de notre conclusion. En expérimentant sur une solution alcoolique de chlorure d'erbium (solidifiée à basse température), JEAN BECQUEREL et W. J. DE HAAS ont trouvé que cette substance n'a qu'une rotation paramagnétique insignifiante. On dirait que les contributions des diverses lignes d'absorption de l'erbium à la rotation ou bien sont très petites ou bien se détruisent

¹⁾ Comparer Critical Tables. Vol. 1, p. 50 et p. 51.

à peu près. La possibilité d'une telle compensation, au moins dans une certaine région du spectre, n'est point inadmissible; la théorie de la rotation paramagnétique dans les gaz monatomiques prévoit la possibilité de transitions qui causent soit une rotation positive, soit une rotation négative ¹⁾.

Lorsque nous examinons si l'on peut attribuer la rotation aux ions Gd^{+++} tout semble à première vue être en meilleur ordre. L'état fondamental de l'ion Gd^{+++} serait, suivant HUND, un état octet S , qui correspond à $j = \frac{7}{2}$, $g = 2$. S'il est donc permis d'admettre que cet état se décompose dans le champ électrique et que le niveau le plus bas correspond à $|m| = \frac{7}{2}$, ce niveau aura une aimantation $|m|g = 7$ en parfait accord avec l'expérience. *Pour cette raison il est très probable qu'il faut attribuer la rotation aux atomes de gadolinium*, mais nous allons signaler quelques difficultés qui semblent s'opposer à cette hypothèse d'une façon plus ou moins grave.

Selon la théorie des multiplets normaux un niveau S sera toujours simple, et en première approximation il ne se décomposera pas en des niveaux correspondants aux différentes valeurs de $|m|$ quand l'atome se trouve dans un champ électrique avec symétrie cylindrique. De même une légère déviation de la symétrie cylindrique n'aurait pas comme conséquence un dédoublement de l'état fondamental tel que notre théorie l'exige.

Un examen plus profond nous montre pourtant qu'un champ cylindrique donnera lieu tout de même à une petite décomposition d'un multiplet S . En effet, les considérations de KRAMERS ²⁾ sur les états Σ dans les molécules diatomiques montrent que l'interaction magnétique des spins électroniques entre eux aura le même effet que si le vecteur résultant des spins était accouplé à l'axe du champ; l'énergie de cet accouplement sera proportionnelle à $3 \cos^2 \alpha - 1$; où $\cos \alpha$ désigne le cosinus — pris dans le sens de la mécanique des quanta — entre la direction du vecteur des spins et celle de l'axe. De cet accouplement résultera précisément une décomposition en niveaux selon la formule (7) I. Sans compter la difficulté de prévoir quel sera le signe de AC dans cette formule, il faut s'attendre à ce que la décomposition n'ait qu'une grandeur de quelques cm^{-1} .

Devant ces difficultés on est naturellement amené à considérer de plus près la question générale des multiplets normaux. Le nombre atomique

¹⁾ Ce fait a été signalé par M. LADENBURG (Zs. für Phys. t. 34 (1925) p. 898. t. 46 (1928) p. 168) et a été l'objet de calculs de M. SCHÜTZ, Zs. für Phys. 54 (1929) p. 731. Les résultats de ces physiciens demandent d'ailleurs à être un peu corrigés; dans un gaz les transitions d'absorption $j \rightarrow j+1$ donnent une rotation paramagnétique de signe positif, tandis que les transitions $j \rightarrow j$ et $j \rightarrow j-1$ donnent une rotation négative.

²⁾ H. A. KRAMERS, Zs. für Physik, t. 53, (1929), p. 422, p. 429.

des terres rares est assez élevé de sorte qu'il faudra s'attendre, sinon à une confusion, tout de même à une forte interaction des multiplets de multiplicité différente (le niveau 8S forme le seul niveau octet dans le Gd^{+++} , viennent ensuite des sextets, des quartets etc.).

La circonstance, que HUND, dans sa théorie du magnétisme des terres rares, n'avait pas besoin d'envisager une telle interaction ne prouve pas qu'elle soit absente¹⁾. Le champ électrique qui est assez intense viendra plutôt augmenter que diminuer cette interaction; il se peut donc que le niveau fondamental de Gd^{+++} , tout en conservant d'une façon grossière les propriétés d'un niveau 8S , se décompose sous l'action du champ électrique de la façon exigée par notre théorie²⁾. Il est très désirable que l'expérience ou la théorie viennent éclaircir la question de l'état fondamental de l'ion Gd^{+++} ³⁾.

Il reste encore à dire quelques mots sur le dédoublement du niveau fondamental, qui est absolument essentiel pour l'explication des mesures à l'aide de (2) I. L'ion Gd^{+++} possède un nombre impair d'électrons; or selon le théorème général que nous avons énoncé p. 1186 I la double dégénérescence des niveaux $\pm |m|$ ne pourra jamais être enlevée par un champ purement électrique, quelle que soit la forme de son potentiel. Il faudra donc chercher, si d'autres causes ne pourront pas intervenir pour amener un effet semblable à celui qu'un champ non-cylindrique pourra avoir pour les atomes contenant un nombre pair d'électrons.

Comme l'un de nous l'a déjà signalé, à la page 1189 I, l'interaction de résonance entre les ions voisins s'offre à l'esprit comme cause possible d'un tel effet. Nous espérons pouvoir nous occuper de cette question à une autre occasion; un grand nombre de problèmes semblent s'y attacher.

On pourra encore se demander s'il ne faudra pas peut-être attribuer la rotation dans le xénotime à encore un autre élément. Or, cela semble bien improbable; d'abord les autres éléments rares ne sont présents qu'en fort petites quantités (surtout les éléments dont le nombre atomique est impair et dont les ions trivalents pourraient montrer la décomposition en deux due au champ électrique); de plus, la théorie de HUND ne prévoit pour aucun élément, sauf le Gd , un état fondamental qui pourrait posséder une aimantation de 7 magnétons de BOHR,

§ 4. Remarques générales sur l'aimantation des cristaux.

La théorie de la rotation magnétique dans les cristaux uniaxes esquissée

¹⁾ Peut être il faut attacher une importance au fait que pour le Gd la théorie de HUND n'est pas en accord complet avec les expériences, quoique la déviation ne soit pas aussi grande que pour le Sm et le Eu . Voir *Zs. für Physik*, t. 33 (1925) p. 855.

²⁾ Il est bien entendu que si le niveau fondamental n'était pas abaissé par l'effet du champ électrique à une distance des autres niveaux grande par rapport à kT , la loi théorique aurait une tout autre forme que celle qui résulte des expériences.

³⁾ Probablement les belles expériences de FREED et SPEDDING (*Phys. Rev.* t. 34 (1929) p. 945, *Nature* t. 123 (1929) p. 525) nous fourniront des données importantes sur ce sujet.

dans l'article précédent est étroitement liée à un grand nombre d'autres problèmes qui se rattachent aux propriétés physiques de ces substances. Nous signalerons le seul que voici. Nos considérations nous mènent à des prédictions précises concernant l'aimantation de tels cristaux. Ainsi, on s'attendra à ce qu'une poudre de cristaux de fluorure de cerium, montrera dans toute direction un paramagnétisme qu'on pourra décrire exactement par la formule de LENZ et EHRENFEST ¹⁾ et qui correspond à 1 magnéton de BOHR. Les expériences qui ont été faites à des températures ordinaires avec le Ce_2O_3 et certains sels du Ce ²⁾, mènent à une aimantation d'environ $2.5 \mu_B$ et non pas $1 \mu_B$; cette valeur s'accorde assez bien avec la théorie de HUND qui considère les ions Ce^{+++} comme libres. Selon notre théorie on cherchera la cause de cette différence dans la structure du champ électrique auquel les ions Ce^{+++} sont assujettis dans ces cristaux. D'un côté le champ pourra être très faible de sorte que la décomposition du niveau fondamental sera très petite ou même absente. ³⁾ D'un autre côté le signe du champ pourra être opposé à celui de la tysonite, de sorte que l'état fondamental soit donné par $|m| = 5/2$. Dans ce cas l'aimantation aux températures ordinaires correspondrait à un nombre de magnétons de BOHR entre 2 et $2^{1/7}$, ce qui est 10 à 15 % plus petit que la valeur expérimentale. Enfin le cristal peut être tel que le champ électrique montre une grande déviation de la symétrie axiale; nous n'avons pas encore développé la théorie dans ce cas. En tous cas, des mesures de l'aimantation dans les cristaux uniaxes du Ce et d'autres terres rares, surtout aux basses températures, seraient très désirables.

Il convient enfin de remarquer qu'un dédoublement de niveau, tel que celui auquel nous sommes conduits pour le niveau fondamental dans le xénotime, donne comme conséquence théorique une image de la décomposition ZEEMAN des raies d'absorption, qui se rapproche beaucoup de la décomposition en quadruplet fréquemment observée ⁴⁾.

¹⁾ W. LENZ, Phys. Zeitschr. t. 21, p. 613 (1920). — P. EHRENFEST, Proc. Acad. Amst. 18 déc. 1920, Comm. Leiden Suppl. N°. 44b.

²⁾ CABRERA, C. R., t. 180 (1925) p. 668. — H. MEYER, Physik. Zeits. t. 26 (1925) p. 1 et p. 478.

³⁾ Comparez par exemple les résultats de BETHE (loc. cit. p. 141) pour les cristaux du système régulier.

⁴⁾ Voir JEAN BECQUEREL, Proc. Ac. Amst. Vol. 32, N°. 6 (1929), § 2, p. 751, Zs. für Phys. t. 58 (1929) p. 205.