

b. La concentration du tartrate d'éthyle varie de 0,82 à 4,03 à 30° :

$$C=0,82 \begin{cases} [\alpha]_I = -35,60 \\ [\alpha]_V = -27,60 \\ [\alpha]_I = -56,40 \end{cases} \quad C=2,30 \begin{cases} [\alpha]_I = -28,60 \\ [\alpha]_V = -27,60 \\ [\alpha]_I = -54,0 \end{cases} \quad C=4,03 \begin{cases} [\alpha]_I = -22,40 \\ [\alpha]_V = -24,60 \\ [\alpha]_I = -44,20 \end{cases}$$

L'application du diagramme rectiligne de la loi de Biot montre qu'il faut plus de deux isomères pour expliquer la variation de la dispersion rotatoire avec  $C$  et  $t$ ; nous avons essayé le calcul généralisé de Lucas; la difficulté des expériences ne permet pas d'affirmer que l'explication est correcte avec trois isomères. Le tartrate de méthyle donne des résultats très analogues aux précédents.

Le tartrate de calcium possède, en solution dans  $\text{CaCl}^2 + 6\text{H}^2\text{O}$ , un pouvoir rotatoire lévogyre faible;  $(\alpha)$  est à peu près indépendant de la concentration, jusqu'à  $C=10$ , comme on l'avait déjà trouvé dans les solutions moins riches en  $\text{CaCl}^2$  <sup>(1)</sup>. La dispersion est anormale avec maximum de rotation dans le vert.  $(\alpha)_v$  est voisin de  $-2^\circ$ ; il augmente très légèrement avec la température.

*Exemple.* — Solution contenant 4<sup>s</sup>,01 tartrate de calcium pour 64<sup>s</sup>,45  $\text{CaCl}^2 + 6\text{H}^2\text{O}$  :

$$(\alpha)^{31}_D = -1,91, \quad (\alpha)^{46}_D = -1,80, \quad (\alpha)^{73}_D = -1,77.$$

Les variations de  $(\alpha)$  avec  $C$  et  $t$  sont ici très faibles; il est probable que leur explication est différente de celle donnée pour les éthers tartriques. L'ion tartrique  $\text{C}^4\text{H}^4\text{O}^6-$  serait déformé dans le champ des ions de la solution de  $\text{CaCl}^2$ , comme on l'a supposé pour expliquer les variations de  $(\alpha)$  pour les tartrates des métaux <sup>(1)</sup>.

RADIOACTIVITÉ. — *Sur la relation entre l'émission de rayons  $\alpha$  de long parcours et de rayons  $\gamma$ .* Note de M<sup>me</sup> P. CURIE.

On admet que  $\text{RaC}'$  et  $\text{ThC}'$  émettent, en outre de leurs groupes principaux de rayons  $\alpha$  (parcours dans l'air à 15° sous pression normale 6<sup>cm</sup>,97 pour  $\text{RaC}'$  et 8<sup>cm</sup>,62 pour  $\text{ThC}'$ ), des groupes de rayons dits de *long parcours* émis en très petit nombre par rapport à ceux des groupes normaux et ayant les parcours 9<sup>cm</sup>,3 dans le cas de  $\text{RaC}'$ , 9<sup>cm</sup>,5 et 11<sup>cm</sup>,5 dans le cas de  $\text{ThC}'$ .

<sup>(1)</sup> *Ann. de Phys.*, 10, 1928, p. 70.

Plusieurs auteurs ont émis l'hypothèse que les rayons de parcours normal proviennent du niveau nucléaire normal, tandis que les rayons de *long parcours* proviennent d'un niveau supérieur du noyau, celui-ci étant à l'état *excité*. Dans une publication récente, Gamow a discuté une formule qui donne la limite supérieure de la durée d'excitation <sup>(1)</sup>. Je me propose de donner ici la formule complétée et d'examiner sa relation avec l'expérience.

Admettons que, lors de la transformation de RaC en RaC' ou de ThC en ThC', le départ de l'électron nucléaire qui détermine celle-ci laisse la proportion  $p$  des atomes produits à l'état excité. Soient, pour un atome excité,  $\lambda$  la probabilité d'émettre une particule  $\alpha$  de long parcours et  $\Theta$  celle de revenir à l'état normal par émission d'un quantum de radiation, et d'émettre ensuite un rayon  $\alpha$  de parcours normal. La proportion  $N$  de rayons de long parcours est donnée par la relation

$$N = \frac{p\lambda}{\lambda + \Theta} \quad \text{ou} \quad \Theta = \frac{\lambda}{N} (p - N),$$

avec les conditions  $N \leq p \leq 1$ .

Dans cette formule  $N$  est connu par les expériences de numération de rayons  $\alpha$ ; la constante radioactive  $\lambda$  relative à l'émission de particules  $\alpha$  d'un parcours donné  $R$  se déduit, soit en extrapolant la courbe expérimentale qui représente  $\log \lambda$  en fonction de  $\log R$  (loi Geiger et Nuttall), soit en faisant appel à la mécanique ondulatoire (Gamow). La formule fournit donc une relation entre  $\Theta$  et  $p$ , dans laquelle  $\Theta$  peut recevoir toute valeur depuis zéro jusqu'à  $\lambda(1 - N)/N$ , selon les valeurs attribuées à  $p$ . Cependant, le choix n'est pas arbitraire, car la différence  $p - N$  représente le nombre de rayons  $\gamma$  par atome transformé. De plus, il est nécessaire d'obtenir pour  $\Theta$  un ordre de grandeur convenable, et si dans l'émission de quanta de lumière, la vie moyenne de l'atome à l'état excité est de l'ordre de  $10^{-8}$  sec, soit  $\Theta = 10^8 \text{ sec}^{-1}$ , on doit admettre que  $\Theta$  (ou  $\Theta + \lambda$ ) est considérablement plus grand pour un noyau excité émettant un quantum de très haute fréquence.

Pour comparer la théorie et l'expérience, considérons les valeurs numériques. Pour RaC on a établi l'existence d'un groupe de  $9^m,3$  avec pour  $N$  la valeur  $20 \times 10^{-6}$  (Yamada),  $12 \times 10^{-6}$  (Philipp). La différence énergétique d'un rayon de ce groupe et d'un rayon normal a été rapprochée de l'énergie d'un groupe de rayons  $\gamma$  signalé dans le spectre de haute fréquence

---

(1) GAMOW, *Nature*, 13 septembre 1930.



de RaC, soit 1426 eKV (électron-kilovolts). Pourtant, la concordance est très imparfaite et suppose une erreur par excès d'environ 3<sup>mm</sup> sur le parcours le plus long, le nombre qui correspond aux données actuelles étant 1630 eKV. L'extrapolation de la courbe expérimentale  $\log \lambda = f(\log R)$  offre peu de précision du fait que la relation ne paraît pas linéaire; j'ai admis  $\lambda = 10^{11} \text{ sec}^{-1}$ , en tenant compte de la valeur mesurée pour RaC par la méthode de Jacobsen ( $8 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}$ ). Restent à considérer les rayons  $\gamma$  émis. Si leur assimilation au groupe de 1426 eKV n'est pas une erreur, on peut utiliser les résultats de Ellis et Aston qui comptent dans le spectre naturel des rayons  $\beta$  environ 0,0029 photo-électrons par atome détruit attribuables au groupe considéré (<sup>1</sup>). Si, comme le pensent ces auteurs, la conversion interne de ce groupe est presque complète, le nombre ( $p - N$ ) de rayons  $\gamma$  est aussi égal à 0,0029 et si  $N = 2 \times 10^{-5}$ , on peut négliger  $N$  par rapport à  $p$ . On aurait donc approximativement :

$$\Theta = \lambda p / N = 10^{11} \times 0,0029 / 2 \times 10^{-5} = 1,5 \times 10^{12} \text{ sec}^{-1},$$

valeur jugée acceptable par Gamow, tandis que d'autres auteurs prévoient une valeur encore plus élevée  $10^{16} \text{ sec}^{-1}$ . Il ne saurait être question d'augmenter  $\Theta$  en donnant à  $p$  une valeur voisine de 1, car le nombre de rayons  $\gamma$  du groupe est certainement très inférieur à un quantum par atome détruit.

Passons au cas de ThC'. Ici la difficulté principale consiste dans le fait que les rayons  $\gamma$  du groupe de corps formé par ThC et ses dérivés sont attribués actuellement à ThC'', dérivé qui, malgré sa courte vie, a pu être étudié séparément (<sup>2</sup>). On se trouve donc en contradiction avec ce résultat en attribuant un rayonnement  $\gamma$  de quelque importance aux atomes excités de ThC'. La proportion  $N$  de rayons de 11<sup>cm</sup>,5 de parcours est  $2,9 \times 10^{-4}$  pour un rayon de 8<sup>cm</sup>,6 (Yamada), c'est-à-dire pour un atome transformé par émission de rayons  $\beta$ , ce mode de transformation comprenant ici 65 pour 100 du nombre total des atomes transformés de ThC. La valeur de  $\lambda$ , d'une extrapolation incertaine, paraît être  $10^{15}$  à  $10^{16} \text{ sec}^{-1}$ . La limite supérieure de  $\Theta$

(<sup>1</sup>) ELLIS et ASTON. *Proc., Roy. Soc.*, 129, 1930, p. 180. Les auteurs indiquent en valeur relative 4,76 photo-électrons du niveau K et 0,70 photo-électrons d'un niveau L, au total 5,46 photo-électrons provenant du groupe de rayons  $\gamma$  de 1426 eKV. Pour rapporter ce chiffre à un atome transformé de RaC, les auteurs donnent le facteur  $5,3 \times 10^{-4}$ . La transformation de RaC ayant lieu presque exclusivement par rayon  $\beta$ , il est superflu de distinguer ici entre le nombre d'atomes transformés par cette voie et le nombre transformé au total.

(<sup>2</sup>) CHALMERS, *Camb. Phil. Soc.*, 25, 1929, p. 331.

pour  $p = 1$  est donc de l'ordre de  $10^{18}$  à  $10^{19}$   $\text{sec}^{-1}$ . Mais la vraie valeur de  $\theta$  dépend de la différence  $p - N$ , qui pourrait être petite, sans être nulle; s'il y a émission de rayons  $\gamma$  par  $\text{ThC}'$  excité en nombre de  $10^{-8}$  seulement par atome de  $\text{ThC}$  transformé en  $\text{ThC}'$ ,  $\theta$  aurait encore une valeur de l'ordre de  $10^{13}$  à  $10^{14}$   $\text{sec}^{-1}$ , comme dans le cas précédemment examiné.

La différence énergétique entre un rayon  $\alpha$  de  $11^{\text{cm}}, 5$  et le rayon normal de  $8^{\text{cm}}, 62$  est environ 1800 eKV. Un tel groupe de rayons  $\gamma$  de  $\text{ThC}$  n'a pas été signalé jusqu'ici dans le rayonnement  $\gamma$  de  $\text{ThC}$  et de ses dérivés, mais les considérations d'intensité ci-dessus exposées font que cet argument n'est pas décisif.

Ainsi l'interprétation théorique suggérée, sans être en accord satisfaisant avec l'expérience, n'est pas cependant à écarter. De nouvelles recherches seraient utiles pour préciser les longs parcours de rayons  $\alpha$ , ainsi que l'existence et l'intensité des groupes de rayons  $\gamma$  à faire intervenir. Au point de vue théorique, il serait nécessaire de poursuivre l'évaluation de la vie moyenne d'un noyau excité.

**PHOTO-ÉLECTRICITÉ.** — *Utilisation des cellules photo-électriques à enveloppe de verre pour les recherches sur les rayonnements de très courtes longueurs d'ondes.* Note de MM. J. et J.-F. THOURET, présentée par M. A. Cotton.

L'adaptation d'une cellule photo-électrique à enveloppe de verre à la détection de radiations à très courtes longueurs d'ondes est facilement réalisée par interposition d'une couche mince de substance fluorescente agissant comme un changeur de fréquence des radiations.

Le choix de la substance fluorescente est lié à la sensibilité chromatique de la cellule. Les cellules sensibles les plus répandues ont toujours un maximum de sensibilité entre 3500 et 4500 Å, et, comme pour l'utilisation sur l'émulsion photographique, les hydrocarbures, huiles de pétrole, vaseline, seront d'un bon usage, ou encore les substances donnant une fluorescence bleue, esculine, quinine, etc. Avec les cellules sensibles aux radiations jaune, rouge, on pourra utiliser aussi les fluorescéines. Une couche fluorescente non volatile permet l'emploi de la cellule dans le vide pour la réception de l'ultraviolet lointain.

L'adaptation peut se faire par enduit direct de la surface d'entrée; la vaseline se prête particulièrement à ce mode d'emploi très simple. On peut aussi recouvrir le verre d'une pellicule de gélatine ou collodion dans laquelle