bien avec certaines idées sur la profondeur de la couche turbulente. Par contre, on conçoit mal un lien spatial de tels ellipsoïdes avec les *spicules*.

4° *Alignements de granules*. — Sur plusieurs excellents clichés pris au voisinage du centre (B 6599, B 7551, et surtout B 8957) on distingue des *alignements* de cinq ou six granules, parfois plus, bien ronds, souvent très petits. Il serait encore prématuré d'affirmer que le phénomène est de nature photosphérique, mais par ailleurs la finesse des détails ne facilite pas une explication par la turbulence atmosphérique ou instrumentale.

Une publication ultérieure fera connaître les résultats de l'étude photométrique de ces clichés.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur le calcul de l'énergie électrostatique des noyaux légers*. Note (*) de M. **Bernard Jancovici**, présentée par M. Louis de Broglie.

Si la couche s des noyaux légers est de faibles dimensions, le rayon quadratique moyen de la distribution de charge de ces noyaux, calculé à partir de la différence d'énergie électrostatique entre noyaux miroirs, doit être diminué.

On a montré, dans une Note précédente (¹), que le rayon de la couche s des noyaux légers pourrait être plus petit que ne le laissent prévoir les modèles usuels. Ce résultat pourrait modifier quelque peu le rapport du rayon électrostatique apparent au rayon quadratique moyen de la distribution de charge, pour les noyaux miroirs. Pour la différence d'énergie de Coulomb observée entre deux noyaux miroirs ΔE_c, le modèle décrit ici donnera un rayon quadratique moyen plus faible que le modèle usuel du puits parabolique (²), (³). Dans les cas spécialement simples des couches $1s$ et $1p$ fermées plus ou moins un nucléon, on considère les deux cas extrêmes : (a) modèle usuel d'un puits parabolique $U(r) = (\hbar^2/2m)\nu^2 r^2$; (b) fonctions δ pour les fonctions d'onde s, entourées des fonctions d'onde p (et d si nécessaire) d'un puits parabolique. On veut calculer le rayon quadratique moyen de la distribution de charge ; on exprime ce rayon par le paramètre r_0 tel que la sphère uniforme de rayon $r_0 A^{-1/3}$ ait le rayon quadratique moyen considéré.

Pour la transition ${}^{17}F \rightarrow {}^{17}O$,

$$\Delta E_c = 2F^0(d, s) - \frac{1}{5}G^2(d, s) + 6F^0(d, p) - \frac{2}{5}G^1(d, p) - \frac{9}{35}G^3(d, p),$$

où les F et G sont les intégrales de Slater du potentiel de Coulomb e^2/r.

(*) Séance du 4 avril 1955.

(¹) B. Jancovici, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1608.

(²) B. Jancovici, *Phys. Rev.*, 95, 1954, p. 389.

(³) B. C. Carlson et I. Talmi, *Phys. Rev.*, 96, 1954, p. 436.

Pour la transition $^{15}O \to {}^{15}N$,

$$\Delta E_c = 2F^0(p,s) - \frac{1}{3}G^1(p,s) + 5F^0(p,p) - \frac{2}{5}F^2(p,p).$$

Dans le modèle (a) (⁴)

$$F^0(d,s) = \frac{43\sqrt{2}}{60}e^2\sqrt{\frac{\nu}{\pi}}, \qquad G^2(d,s) = \frac{\sqrt{2}}{4}e^2\sqrt{\frac{\nu}{\pi}};$$

$$F^0(d,p) = \frac{27\sqrt{2}}{40}e^2\sqrt{\frac{\nu}{\pi}}, \qquad G^1(d,p) = \frac{11\sqrt{2}}{24}e^2\sqrt{\frac{\nu}{\pi}}, \qquad G^3(d,p) = \frac{7\sqrt{2}}{24}e^2\sqrt{\frac{\nu}{\pi}};$$

$$F^0(p,s) = \frac{5\sqrt{2}}{6}e^2\sqrt{\frac{\nu}{\pi}}, \qquad G^1(p,s) = \frac{\sqrt{2}}{2}e^2\sqrt{\frac{\nu}{\pi}};$$

$$F^0(p,p) = \frac{3\sqrt{2}}{4}e^2\sqrt{\frac{\nu}{\pi}}, \qquad F^2(p,p) = \frac{5\sqrt{2}}{12}e^2\sqrt{\frac{\nu}{\pi}}.$$

Dans le modèle (b)

$$F^0(d,s) = \frac{16}{15}e^2\sqrt{\frac{\nu}{\pi}}, \qquad G^2(d,s) = 0;$$

$$F^0(p,s) = \frac{4}{3}e^2\sqrt{\frac{\nu}{\pi}}, \qquad G^1(p,s) = 0$$

et les autres intégrales sont inchangées. On peut tirer ν de la valeur expérimentale de ΔE_c, puis calculer r_0. Pour ^{17}O, dans le modèle (a)

$$r_0 = \frac{1}{17^{\frac{1}{3}}}\frac{\sqrt{15}}{2}\frac{1}{\sqrt{\nu}},$$

et dans le modèle (b)

$$r_0 = \frac{1}{17^{\frac{1}{3}}}\frac{5\sqrt{2}}{4}\frac{1}{\sqrt{\nu}}.$$

Pour ^{15}N, dans le modèle (a)

$$r_0 = \frac{1}{15^{\frac{1}{3}}}\frac{\sqrt{6510}}{42}\frac{1}{\sqrt{\nu}},$$

et dans le modèle (b)

$$r_0 = \frac{1}{15^{\frac{1}{3}}}\frac{5\sqrt{210}}{42}\frac{1}{\sqrt{\nu}}.$$

On obtient ainsi les résultats suivants :

	Valeurs de r_0 en unités 10^{-13} cm.	
	modèle (a).	modèle (b).
$^{17}F \to {}^{17}O$	1,26	1,19
$^{15}O \to {}^{15}N$	1,30	1,26

(⁴) I. TALMI, *Helv. Phys. Acta*, 25, 1952, p. 185.

Les valeurs de r_0 attendues pour une « petite » couche s devraient être comprises entre les valeurs pour les modèles extrêmes (a) et (b).

Des valeurs de r_0 plus proches de celles du modèle (b) semblent suggérées par la diffusion d'électrons rapides, tout au moins pour les noyaux plus lourds ([5]). Il est à souhaiter que l'interprétation d'expériences analogues dans la région des noyaux miroirs eux-mêmes permette de mettre à l'épreuve la validité d'un modèle à « petite » couche s, tant en ce qui concerne le rayon quadratique moyen que la forme de la distribution de charge.

ÉLECTRONIQUE. — *Considérations sur la localisation des phénomènes de génération et de recombinaison dans les barrières de contact et à la surface d'un semi-conducteur.* Note de M. **Nicolas Nifontoff**, transmise par M. Louis Néel.

L'auteur propose une explication de l'importance des phénomènes de génération et de recombinaison au voisinage de la surface libre d'un semi-conducteur, dans les contacts métal-semi-conducteur ou au centre des jonctions *p-n*; il en déduit des possibilités d'interprétation de nombreux faits expérimentaux.

Pour expliquer divers faits expérimentaux on est conduit à admettre l'existence, dans un semi-conducteur, de centres de génération et de recombinaison de trous et d'électrons ([1]). Je propose ici une explication possible du fait que ces centres, ou *pièges*, se manifestent surtout près de la surface libre d'un semi-conducteur, près de sa surface de contact avec un métal ou à l'intérieur d'une jonction *p-n*.

Notons d'abord que ces trois cas se ramènent à un seul; en effet : *a.* dans un contact rectifiant métal-semi-conducteur, ce dernier se comporte près de sa surface, dans la zone de contact, comme un semi-conducteur de type opposé, d'où une certaine analogie avec une jonction *p-n* ([2]); *b.* la présence des états de surface ([3]) crée à la surface libre d'un semi-conducteur une barrière analogue à celle d'un contact rectifiant. Dans les trois cas, on a donc, dans le semi-conducteur, une région de passage du type p au type n et, dans cette région, on peut, sur le diagramme des niveaux énergétiques dans la barrière, définir un point (que j'appellerai *point neutre* P) par les conditions suivantes :

a. équidistance des bords de la bande interdite;

b. égalité des densités de trous et d'électrons (P est donc sur le niveau de Fermi ou équidistant des quasi-niveaux). Les figures 1 et 2 montrent la position de P dans le cas d'une barrière de contact rectifiant.

([5]) R. Hofstadter (Communication privée).

([1]) W. Shockley, *Proc. Inst. Rad. Eng.*, 40, 1952, p. 1289.

([2]) P. Aigrain, *Ann. Phys.*, 7, 1952, p. 140.

([3]) J. Bardeen, *Phys. Rev.*, 71, 1947, p. 717.