Les groupes de protons émis lors du bombardement des substances hydrogénées par les rayons α du polonium. II

San-Tsiang Tsien

▶ To cite this version:

San-Tsiang Tsien. Les groupes de protons émis lors du bombardement des substances hydrogénées par les rayons α du polonium. II. Journal de Physique et le Radium, 1940, 1 (3), pp.103-111. 10.1051/jphysrad:0194000103010300 . jpa-00233727

LES GROUPES DE PROTONS ÉMIS LORS DU BOMBARDEMENT DES SUBSTANCES HYDROGÉNÉES PAR LES RAYONS α DU POLONIUM. II

Par TSIEN San-Tsiang.

Laboratoire Curie, Institut du Radium.

Sommaire. — Dans la diffusion des particules α par les noyaux d'hydrogène, le rapport de la section efficace expérimentale à celle calculée d'après Rutherford suit une variation périodique en fonction de l'énergie des particules α. Il reste plus grand que l'unité même lorsque le parcours $R_\alpha = 1{,}9$ cm, ce qui conduit à une grande distance d'interaction nucléaire d'environ 8×10^{-13} cm entre ${}_2^4\mathrm{He}$ et ${}_1^1\mathrm{H}$. La variation angulaire de la section efficace montre que les moments orbitaux $l = 0$ et $l = 1$ de ${}_2^4\mathrm{He}$ sont également importants dans la diffusion étudiée. Les résultats sur les groupes de protons ont été comparés avec ceux d'autres auteurs. La grande distance d'interaction a été discutée. D'après les données expérimentales, ${}_2^5\mathrm{He}$ pourrait exister dans l'état stable, la limite supérieure de sa masse, dans ce cas, serait 5,0124; ${}_3^5\mathrm{Li}$ serait instable. Les résultats ont été discutés du point de vue des théories de Mott, de Beck et de Bethe et une explication possible des groupes a été suggérée.

5. **Variation de la section efficace de la diffusion des particules α par les noyaux d'hydrogène.** — On sait que la section efficace de la diffusion des particules α par les noyaux atomiques dans un angle compris entre Φ et $\Phi + \mathrm{d}\Phi$ est définie par

$$\sigma(\Phi)\sin\Phi\,\mathrm{d}\Phi = \frac{N}{N_\alpha Q}, \tag{4}$$

où Φ, l'angle de la diffusion des particules α;

N, le nombre des particules α diffusées par seconde dans un angle compris entre Φ et $\Phi + \mathrm{d}\Phi$;

N_α, le nombre des particules α bombardant la cible par seconde;

Q, le nombre des noyaux par centimètre carré dans la cible bombardée.

Le rendement de la réaction est relié par l'expression suivante avec la section efficace

$$n = \frac{N}{N_\alpha} = Q\sigma(\Phi)\sin\Phi\,\mathrm{d}\Phi. \tag{5}$$

D'après la théorie de Rutherford, la force d'interaction dans la diffusion des particules α par les noyaux atomiques obéit à la loi de Coulomb, les noyaux en interaction étant supposés des points chargés. Le nombre des particules α diffusées par seconde et dans un angle solide ω vu dans une direction faisant un angle Φ avec celle des particules α incidentes [2] est donné par l'expression suivante

$$N = N_\alpha Q\frac{4Z^2e^4}{M_\alpha^2V_\alpha^4}\operatorname{cosec}^3\Phi\frac{\left[\cot\Phi + \sqrt{\operatorname{cosec}^2\Phi - \left(\frac{M_\alpha}{M}\right)^2}\right]^2}{\sqrt{\operatorname{cosec}^2\Phi - \left(\frac{M_\alpha}{M}\right)^2}}, \tag{6}$$

où V_α, la vitesse des particules α incidentes;

$2e$, M_α et Ze, M, les charges et les masses de la particule α et du noyau respectivement.

Dans le cas de l'hydrogène, $M < M_\alpha$ et $M^2 - M_\alpha^2\sin^2\Phi$ deviennent négatifs quand $\Phi > 14°29'$. On ne peut observer les particules α diffusées que dans une région très limitée de l'angle Φ.

A cause du long parcours du proton de recul, l'expérience sur la diffusion des particules α par les noyaux d'hydrogène se fait aisément par l'observation des protons projetés. Le nombre de protons N_p projetés par seconde dans un angle solide ω et dans une direction faisant un angle θ avec celle des particules α incidentes est donné par

$$N_p = \omega N_\alpha Q\frac{4e^4}{V_\alpha^4}\left(\frac{1}{M_\alpha} + \frac{1}{M_p}\right)^2\sec^3\theta, \tag{7}$$

où M_p est la masse du noyau d'hydrogène.

Le rendement $n_{\mathrm{Rutherford}}$, ou le rapport du nombre de protons projetés dans un angle compris entre 0 et θ à celui des particules α incidentes, est donné par

$$n_{\mathrm{Rutherford}} = \frac{N_p}{N_\alpha} = \pi Q\frac{4e^4}{V_\alpha^4}\left(\frac{1}{M_\alpha} + \frac{1}{M_p}\right)^2\operatorname{tg}^2\theta. \tag{8}$$

Le rapport du rendement expérimental au rendement théorique, ou le rapport de la section efficace expérimentale à celle calculée d'après Rutherford, ρ, donne les indications sur l'écart de la diffusion coulombienne et permet donc d'étudier la diffusion due au champ nucléaire et les niveaux de résonance.

En employant les résultats de la deuxième série d'expériences (4 A), nous allons évaluer les rendements théorique et expérimental de la diffusion des particules α par les noyaux d'hydrogène et étudier la variation de ρ.

A. Rendement théorique. — Si N_p est le nombre de protons observés dans un certain intervalle de parcours $\Delta R'_{p0}$, l'épaisseur d'une certaine couche Δx de la cible (en centimètres d'équivalent d'air) correspondant à l'émission de protons dans cet intervalle de parcours est donnée par l'équation suivante, d'après l'équation (3),

$$\Delta x \sec\theta = \Delta R_{p\theta} - \Delta R'_{p\theta}. \tag{9}$$

Ici $\Delta R_{p\theta}$ est une fonction de l'angle de projection, θ, et de l'énergie des particules α incidentes. Quand $\Delta R_{p\theta}$ est suffisamment petit, on peut employer la relation de Geiger, équation (2), au lieu des relations données par les auteurs américains, sans commettre une grosse erreur, et l'expression précédente peut être simplifiée comme suit

$$|\Delta x| = \frac{\Delta R'_{p\theta}}{4{,}1\cos^3\theta - \sec\theta}. \tag{10}$$

La cible que nous avons utilisée est la cellophane qui n'est pas un corps simple dans sa composition. Nous avons admis $C_6H_{10}O_5$ pour sa formule moléculaire dans le calcul et croyons que l'erreur sur la quantité d'hydrogène contenue dans la cible serait inférieure à 10 pour 100. D'après le poids et l'équivalence en air de la cible, 1 cm d'équivalent d'air de la cible contient $4{,}14 \times 10^{19}$ atomes d'hydrogène par centimètre carré.

Dans nos mesures, les statistiques ont été faites en unité de parcours de 5 mm mesuré sur les clichés, l'intervalle réel de parcours est $5/c$, où c est le coefficient de réduction.

D'après les relations données, on peut calculer l'épaisseur de la couche de la cible, Δx, correspondant à l'intervalle de parcours, $\Delta R'_{p\theta}$, et le nombre d'atomes d'hydrogène Q contenus dans cette couche par centimètre carré.

En remplaçant la valeur de Q et des autres constantes dans l'équation (8), on peut évaluer le rendement théorique, n_{Ruth}, en fonction de la vitesse des particules α, V_α. Les résultats ainsi obtenus sont portés dans le Tableau VI.

B. Rendement expérimental. — D'après les conditions de canalisation données dans la figure 10, on a l'angle solide de la cible vue de la source du polonium

$$\omega_1 = \frac{\pi \times 1^2}{9^2} = 0{,}0388$$

et le nombre des particules α bombardant la cible par seconde

$$N_\alpha = 15500 \times 1{,}3 \times 10^4 \times \frac{\omega_1}{2\pi} = 1{,}24 \times 10^6.$$

Les protons observés dans la chambre à détente sont canalisés par une fente, le nombre observé de protons dans un certain angle ne représente donc qu'une fraction du nombre des rayons qui doivent être projetés. Si l'on divise la fente verticalement en dix sections égales, on a cinq paires de sections correspondant aux régions 0-10°, 10-20°, 20-30°, 30-40° et 40-50° respectivement. D'après la géométrie, l'angle solide de chaque paire de sections par rapport à la cible est

$$\omega_2 = 2 \times 0{,}175 \times \text{tg}^{-1}\left(\frac{2}{15}\right) = 0{,}0467.$$

Dans le calcul pour le nombre de protons dans une certaine région, il faut multiplier le nombre observé par un coefficient f qui est le rapport de l'angle solide réel de cette région, ω_3, à ω_2.

Pour obtenir le rendement expérimental, il faut encore tenir compte du temps d'efficacité, T_e, de la chambre et du nombre de clichés. Nous avons choisi T_e comme 0,5 sec, avec cette valeur du temps d'efficacité de la chambre nous croyons que l'erreur commise sur le nombre de protons utilisé dans le calcul est inférieure à 10 pour 100. Le nombre de clichés est 1 660.

En tenant ainsi compte de tous les facteurs, nous pouvons donc calculer le nombre des protons projetés par seconde et le rendement expérimental, n_{Exp}, en fonction du nombre des rayons indiqué dans la figure 11. Les résultats ainsi obtenus sont portés dans le Tableau VI.

Tableau VI.

Rendement théorique.

θ Angle de projection.	$\text{tg}^2\theta_2 - \text{tg}^2\theta_1$.	Δx. (cm).	Q.	n_{Ruth}.
0°–10°	0,031	0,144	$10^{18} \times 5{,}96$	$\frac{1}{V_\alpha^4} \times 10^7 \times 0{,}70$
10°–20°	0,101	0,164	6,80	2,61
20°–30°	0,201	0,225	9,32	7,14
30°–40°	0,369	0,413	17,1	24,0

Rendement expérimental.

θ Angle de projection.	Angle solide.	ω_3.	f.	n_{Exp}.
0°	0			
10°	0,094	0,094	2,01	$N_p \times 10^9 \times 1{,}95$
20°	0,377	0,283	6,06	5,90
30°	0,843	0,466	10,0	9,71
40°	1,470	0,627	13,4	13,1

V_α, exprimé en unité de 10^9 cm/sec [19];
N_p, nombre de protons indiqué dans la figure 11.

C. Rapport de la section efficace, ρ. — En substituant les valeurs correspondantes de V_α et N_p dans n_{Ruth} et n_{Exp}, nous avons calculé le rapport des rendements (*Exp/Ruth*), ou, ce qui revient au même, le rapport de la section efficace, $\rho = n_{\text{Exp}}/n_{\text{Ruth}}$. Nous avons ainsi obtenu les courbes de la figure 13 en prenant ρ comme ordonnée et le parcours R_α ou l'énergie des particules α, E_α, comme abscisse.

Il est intéressant de noter que *le rapport ρ reste toujours plus grand que l'unité même quand R_α*

descend jusqu'à 1,2 *cm.* D'après nos évaluations, *ρ tend vers l'unité seulement lorsque $R_\alpha \to 1$ cm ou vers une valeur encore plus petite.* Nos résultats sont bien en accord avec ceux de Mohr et Pringle [10], mais en désaccord avec ceux de Chadwick et Bieler [1] qui ont trouvé que $\rho = 1$ quand $R_\alpha = 2$ cm.

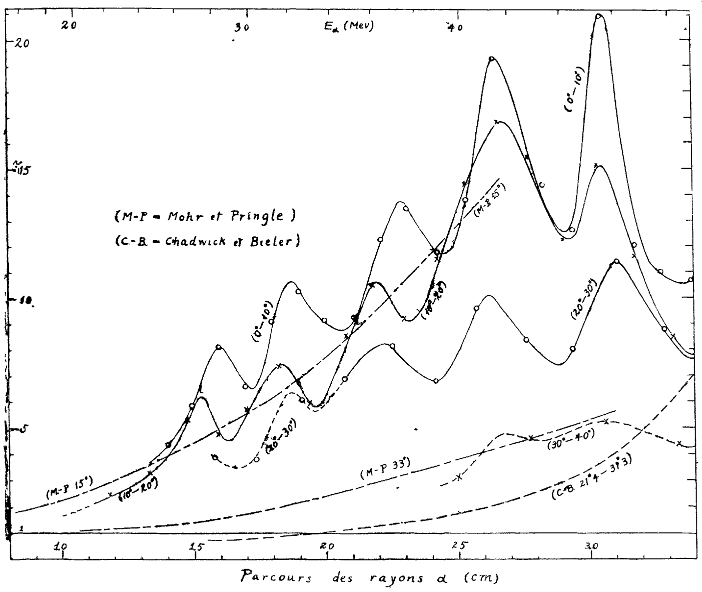

Fig. 13. — Variations du rapport de la section efficace ρ (expérimentale/théorique) en fonction du parcours R_α.

En première approximation, nous pouvons regarder l'énergie des particules α correspondant à $R_\alpha = 0{,}9$ ou 1 cm comme la hauteur du sommet de la barrière de potentiel relative B entre ${}^4_2$He et ${}^1_1$H et estimer la distance d'approche r_0 par $B = 2\,e^2/r_0$. Le résultat ainsi obtenu est inattendu et montre que *la distance à laquelle les forces nucléaires commencent à agir entre ${}^4_2$He et ${}^1_1$H est environ 8×10^{-13} cm, au lieu de $4{,}5 \times 10^{-13}$ cm,* valeur admise par Chadwick et Bieler.

D. Variation angulaire de la section efficace. — Soit Φ' l'angle de la diffusion des particules α dans le système du centre de gravité des deux noyaux en interaction (${}^4_2$He et ${}^1_1$H), il est relié par l'équation suivante avec l'angle de la diffusion Φ dans le système du laboratoire

$$\operatorname{tg}\Phi = \frac{M_p \sin\Phi'}{M_\alpha + M_p \cos\Phi'}, \tag{11}$$

où Φ ne peut dépasser 14°29′, mais Φ' peut avoir n'importe quelle valeur de 0 à 180°.

L'angle que fait la direction des protons avec celle des particules α incidentes est

$$\theta = \frac{1}{2}(\pi - \Phi'). \tag{12}$$

D'après la mécanique ondulatoire, si seule l'onde partielle du moment orbital $l = 0$ de ${}^4_2$He intervenait dans la diffusion anormale, cette dernière due aux forces nucléaires devrait être sphériquement symétrique dans le système du centre de gravité, c'est-à-dire les particules α diffusées et les protons de recul suivraient les distributions de $\sin\Phi'$ et $\sin 2\theta$ respectivement. Si seule l'onde partielle $l = 1$ intervenait, les protons devraient suivre une variation en $\cos^2 2\theta \sin 2\theta$.

En faisant coïncider la valeur de la section efficace pour $\theta = 5°$ à une échelle arbitraire, nous avons tracé, d'une part, les courbes de la variation angulaire de la section efficace correspondant aux diffusions normale (Rutherford) et anormale ($l = 0$ et $l = 1$) et, d'autre part, celles de la variation angulaire de la section efficace expérimentale de six groupes de protons (*fig.* 14). Ayant comparé les courbes expérimentales aux courbes théoriques, nous avons constaté que la diffusion anormale étudiée est due à la résultante de l'effet de $l = 0$ et $l = 1$, c'est-à-dire, *non seulement $l = 0$ de ${}^4_2$He, mais $l = 1$ joue aussi un rôle important dans la diffusion anormale.*

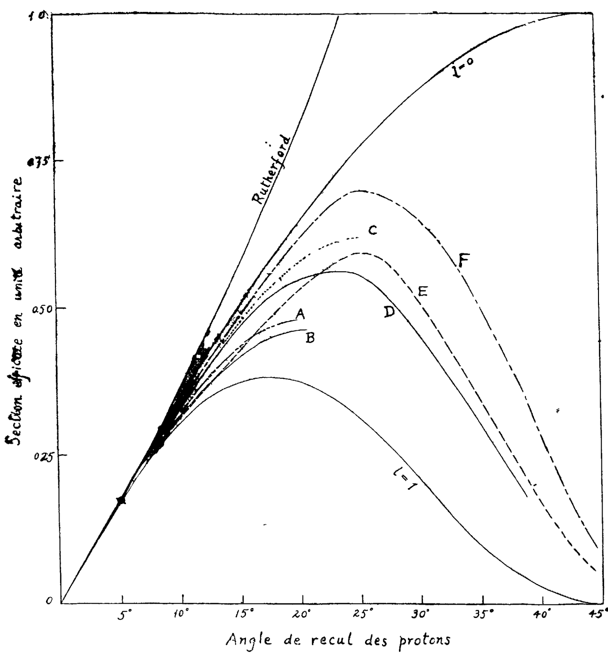

Fig. 14. — Variations de la section efficace en fonction de l'angle de recul des protons θ.

Dans la diffusion due aux forces nucléaires [20], quand la longueur d'onde $\bar{\lambda}$ de la particule incidente est plus grande que la distance d'interaction r_0, l'influence des ondes des moments orbitaux $\bar{\lambda} > 0$ est négligeable; mais quand $r_0/2 < \bar{\lambda} < r_0$, $l = 0$ et $l = 1$ sont également importants et c'est $l > 1$ qui deviennent négligeables. Les longueurs d'onde $\bar{\lambda}$ correspondant aux particules α qui donnent les groupes A et F, dans notre cas, sont 6,9 et $5{,}0 \times 10^{-13}$ cm. Puisque les ondes $l = 0$ et $l = 1$ de ${}^4_2$He interviennent dans la diffusion, nous pouvons établir les inégalités suivantes

$$\frac{r_0}{2} < 5{,}0.10^{-13}\ \text{cm} \quad \text{et} \quad r_0 > 6{,}9.10^{-13}\ \text{cm},$$

celles-ci correspondent à

$$10.10^{-13}\ \text{cm} > r_0 > 6{,}9.10^{-13}\ \text{cm},$$

donnant les valeurs limites de r_0 bien concordantes avec le résultat exprimé dans le paragraphe 5 C.

6. **Discussions.** — A. Comparaison des résultats sur la structure des groupes. — L'existence des groupes de protons émis lors du bombardement des substances hydrogénées par les particules α du polonium est vérifiée par nos expériences. Tandis que Frank, Pose et Diebner et ensuite Volland ont trouvé trois groupes, nous en avons mis en évidence six. Au cours de nos expériences, nous avons été informés que Riedl [21], en mesurant les trajectoires dans l'émulsion photographique, a trouvé indépendamment quatre groupes de protons émis par la paraffine vers l'avant, en bombardant avec les rayons α du polonium. Les parcours donnés sont les valeurs extrapolées. En prenant les parcours correspondant aux maxima de chaque groupe de protons et en tenant compte de la correction due à l'absorption dans la paraffine, nous avons réévalué ses résultats et obtenu les valeurs moyennes des parcours R_p, inscrites dans le Tableau VII.

Tableau VII.

Comparaison des résultats sur les groupes de protons projetés vers l'avant.

R_p en cm ($\theta = 0°$).

	Groupe.					
Auteur.	A.	B.	C.	D.	E.	F.
Tsien (1939).	6,0	7,6	9,6	11,6	13,6	16,1
Riedl (1938).	–	–	9,5	11,6	13,9	16,2
Frank (1934) (extrapolé).	–	9,4		12,5	15,25	

On remarque, dans ce tableau, l'excellente concordance entre les valeurs de Riedl et les nôtres pour les groupes C, D, E et F. Probablement à cause du dispositif utilisé par Riedl, cet auteur n'a pas pu trouver les groupes A et B. Les parcours donnés par Frank sont des valeurs extrapolées de la courbe intégrale. Il nous semble que le groupe le plus intense de 12,5 cm, signalé par Frank, correspond au groupe D et les groupes de 9,4 et 15,25 cm aux groupes B, C et E, F respectivement. A cause de la difficulté d'analyser les groupes dans la courbe intégrale, cet auteur n'a pas pu séparer, pensons-nous, les groupes B et C, et E et F.

B. Section efficace. — En ce qui concerne la variation du rapport de la section efficace ρ, nos résultats sont bien en accord avec ceux de Mohr et Pringle, abstraction faite de la fluctuation des groupes. Les valeurs données par Chadwick et Bieler sont toujours plus petites, surtout pour les protons de faible énergie (*fig.* 13), il est possible que la méthode qu'ils ont utilisée soit moins sensible pour les particules de faible énergie.

Pose et Diebner ont donné pour le rapport ρ une valeur de l'ordre de 100, résultat tout à fait différent des nôtres. Comme Bethe [20] l'a signalé, ces auteurs ont commis une erreur dans l'évaluation numérique de leurs résultats. Ils ont, en effet, pris $2{,}5 \times 10^{-3}$ pour l'angle solide correspondant à l'angle 5° au lieu de $2{,}4 \times 10^{-2}$, valeur correcte. Nous constatons, en tenant compte de ce qui précède, que l'accord entre Mohr et Pringle et les auteurs allemands est assez bon si nous divisons leurs résultats par 10.

Le rendement total avec la cible de cellophane, c'est-à-dire le rapport du nombre de protons projetés dans l'angle compris entre 0° et 50° (l'angle solide correspondant = 2,24) au nombre des particules α incidentes (l'énergie cinétique initiale = 5,3 MeV), est environ 8×10^{-5}.

C. Distance d'interaction entre ${}^4_2$He et ${}^1_1$H. — Dans 5 C, nous avons estimé que la distance d'interaction entre ${}^4_2$He et ${}^1_1$H est, en première approximation, environ 8×10^{-13} cm.

Actuellement, si L était la valeur la plus grande du moment orbital l de ${}^4_2$He intervenant dans la diffusion anormale, la séparation mutuelle des noyaux, r_0, à laquelle l'écart de la diffusion normale par champ coulombien commence à devenir appréciable, serait donnée par la solution de l'équation suivante [10], *voir* l'équation (16).

$$\frac{1}{2}\overline{M}V_\alpha^2 - \frac{2e_2}{r_0} - \frac{\hbar^2}{2\overline{M}}\frac{L(L+1)}{r_0^2} = 0, \tag{13}$$

où $\overline{M}$ est la masse réduite

$$\frac{1}{\overline{M}} = \frac{1}{M_p} + \frac{1}{M_\alpha}.$$

Dans la première partie de ce travail, nous avons constaté que non seulement $l = 0$, mais aussi $l = 1$ de ${}^4_2$He intervient dans la diffusion anormale. En mettant $L = 1$, nous trouvons que r_0 serait environ 10^{-12} cm ou même encore plus grand. La valeur 8×10^{-13} cm est donc la limite inférieure de la distance d'interaction entre ${}^4_2$He et ${}^1_1$H.

Ce résultat semble, au premier abord, étonnant, mais la concordance entre les résultats de Mohr et Pringle et les nôtres semble indiquer qu'il est exact. Le rayon du noyau ${}^4_2$He est généralement adopté comme étant égal à 2×10^{-13} cm, et la distance d'interaction entre proton et neutron est 2 ou 3×10^{-13} cm, par conséquent, une distance d'interaction de 4 ou 5×10^{-13} cm serait raisonnable. Massey et Mohr [22] ont tenté d'interpréter cette grande distance d'interaction par la polarisation électrostatique et ont fait remarquer que même une polarisabilité aussi grande que celle de deutérium serait encore cent fois trop petite pour expliquer l'effet de grande distance d'interaction dans la collision entre ${}_2^4He$ et ${}_1^1H$.

Depuis la découverte de l'existence du mésotron, on supposait que le proton existait pendant une fraction du temps dans l'état dissocié en un neutron et un mésotron, le rayon d'influence de ce dernier s'étendait à une distance de l'ordre du rayon classique de l'électron, $\sim 3 \times 10^{-13}$ cm [23]. Nous avons pensé qu'il serait possible d'expliquer la grande distance d'interaction, dans notre cas, à la lumière de l'extension de la distance d'action du proton dans l'état dissocié au moment où a lieu la collision entre ${}_2^4He$ et ${}_1^1H$. La signification exacte de cette grande distance d'interaction sera très importante dans la théorie des forces nucléaires.

D. Les niveaux de ${}_2^5He$ et de ${}_3^5Li$. — Les différences d'énergie de liaison de deux isobares nucléaires sont essentiellement l'énergie de Coulomb. Plusieurs auteurs ont traité cette question par le calcul, soit directement par la théorie, soit en utilisant les données expérimentales.

Bethe [23] a établi une méthode pour calculer l'énergie de Coulomb des noyaux légers en regardant le noyau, d'une part, comme modèle « one body » et, d'autre part, comme modèle « extreme compound » et trouvé que les valeurs expérimentales étaient en général entre celles obtenues par ces deux modèles extrêmes. En appliquant son calcul dans le cas de ${}_2^5He$ et ${}_3^5Li$, on trouve que l'énergie de Coulomb du dernier proton de ${}_3^5Li$ est 1,5 m Mu (millième de l'unité de masse nucléaire $= \frac{1}{16}O$) pour le modèle « extreme compound » et 1,3 m Mu pour celui « one body » (1).

D'après le calcul pour ${}_2^6He$ et ${}_3^6Li$, Tyrrell [25] a estimé l'énergie de Coulomb du dernier proton de ${}_3^5Li$ comme 1,1 mMu. Dans un article sur la production de l'énergie dans les étoiles, Bethe [26] a donné pour cette énergie 0,8 m Mu. Comme valeur moyenne, nous adoptons $1{,}1 \pm 0{,}4$ m Mu ou $1{,}0 \pm 0{,}4$ MeV.

Parmi les énergies de liaison de ${}_2^5He$ et ${}_3^5Li$ et l'énergie de Coulomb du dernier proton de ${}_3^5Li$, si nous connaissons deux d'entre elles, nous pouvons en déduire la troisième.

a. ${}_3^5Li$. — Jusqu'à présent, nous ne savons pas si le noyau ${}_3^5Li$ existe dans l'état stable. Supposons qu'il existe dans cet état, quelle serait son énergie de liaison? En employant la valeur de l'énergie de liaison du dernier neutron de ${}_2^5He$ donnée par Joliot et Zlotowski [27], $2{,}3 \pm 0{,}5$ mMu, l'énergie de liaison de ${}_3^5Li$ (vis-à-vis de la décomposition en ${}_2^4He$ et ${}_1^1H$) serait égale à $1{,}2 \pm 0{,}9$ m Mu ou $1{,}1 \pm 0{,}8$ MeV. Si l'énergie de liaison de ${}_2^5He$ devenait un peu plus petite, ce qui est vraiment probable, ${}_3^5Li$ *serait instable.*

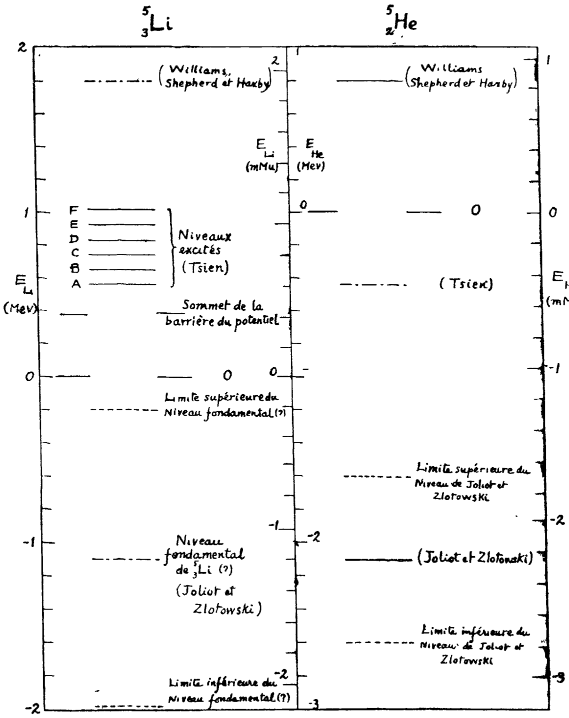

Fig. 15. — Schéma des niveaux des noyaux ${}_3^5Li$ et ${}_2^5He$.

——— Niveau trouvé expérimentalement.

—.—.— Niveau déduit.

La différence entre les deux points zéro dans les échelles de l'énergie de ${}_3^5Li$ et de ${}_2^5He$ est l'énergie de Coulomb du dernier proton de ${}_3^5Li$: 1,0 MeV ou 1,1 mMu.

En utilisant cette valeur comme l'énergie de liaison de ${}_3^5Li$ pour le niveau fondamental, nous trouvons dans le schéma des niveaux d'énergie (*fig.* 15) que le premier niveau excité que nous avons mis en évidence serait 1,7 MeV et l'espacement des niveaux est sensiblement constant et a une valeur d'environ 0,090 MeV (ou 0,10 mMu).

La masse de ${}_3^5Li$ dans l'état fondamental serait $5{,}0114 \pm 0{,}0009$, s'il existait dans cet état, et les masses dans les premier et sixième niveaux d'excitation sont 5,0126 et 5,0131 (en admettant ${}_1^1H = 1{,}00813$ et ${}_2^4He = 4{,}00386$).

b. ${}_2^5He$. — Expérimentalement, Joliot et Zlotowski [27] ont constaté l'existence de ce noyau dans l'état stable par la réaction

$${}_2^4He + {}_1^2H = {}_2^5He + {}_1^1H,$$

tandis que Williams, Shepherd et Haxby [28] et Staub et Stephens [29] ont montré un niveau du

(1) Dans le modèle « one body », le calcul est basé sur l'énergie de liaison du dernier neutron de ${}_2^5He$. Nous avons utilisé la valeur donnée par Joliot et Zlotowski, $2{,}3 \pm 0{,}5$ m Mu. Signalons que cette énergie de Coulomb n'est pas très sensible à l'énergie de liaison du dernier neutron de ${}_2^5He$: elle est égale à 1,2 et 0,9 m Mu quand cette dernière est 1,8 et 0,5 m Mu respectivement.

noyau $^5_2$He instable de 0,8 MeV vis-à-vis de la décomposition en $^4_2$He et ^1_0n par l'expérience des réactions

$$^7_3\mathrm{Li} + {}^2_1\mathrm{H} = {}^5_2\mathrm{He} + {}^4_2\mathrm{He}$$

et

$$^5_2\mathrm{He} = {}^4_2\mathrm{He} + {}^1_0n.$$

L'expérience de la diffusion des neutrons par les noyaux d'hélium [30] a confirmé un tel niveau instable de $^5_2$He et indiqué que ce serait un niveau *p*.

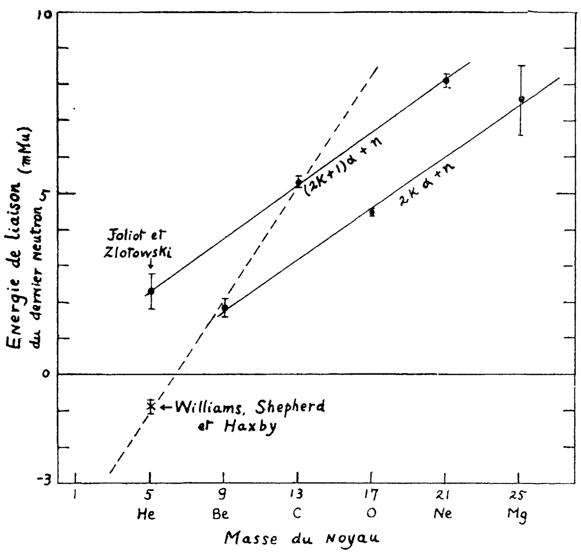

Fig. 16. — Relations entre l'énergie de liaison du dernier neutron et la masse du noyau.

D'autre part, on a calculé [25, 31], d'après la mécanique ondulatoire, l'énergie de liaison de $^5_2$He par les méthodes d'approximations en employant les forces entre les particules élémentaires qui satisfont aux noyaux plus légers, $^2_1$H, $^3_2$He, etc. Les résultats sont différents suivant la fonction, la méthode et le degré de l'approximation employés, mais ils indiquent généralement que l'énergie de liaison totale est beaucoup plus petite que celle qu'indiquent les données expérimentales, la valeur maximum trouvée par Tyrrell, Carroll et Margenau étant 22 mMu, c'est-à-dire que le niveau théorique de $^5_2$He est instable de 7,5 MeV (ou 8,1 mMu) vis-à-vis de la décomposition en $^4_2$He et ^1_0n.

Du point de vue théorique, Bethe [26] a insisté sur l'instabilité de $^5_2$He d'après un calcul sur la production de l'énergie dans les étoiles en concluant que la masse 5,0137 de $^5_2$He (valeur obtenue par Williams, Sherpherd et Haxby) correspond réellement au niveau fondamental.

En considérant les noyaux analogues, constitués par des particules α et un neutron, nous trouvons que la régularité entre l'énergie de liaison du dernier neutron et la masse du noyau présente deux courbes presque parallèles pour les noyaux $(2\,a + 1)\,\alpha + n$ et $2\,a\,\alpha + n$, a étant un nombre entier (*fig.* 16). *La valeur donnée par Joliot et Zlotowski est bien placée dans la courbe pour les noyaux* $(2\,a + 1)\,\alpha + n$, *tandis que la valeur négative, donnée par Williams, Shepherd et Haxby, suit l'extrapolation (représentée par la ligne pointillée) de* $^9_4$Be *et* $^{13}_6$C *qui n'est qu'une relation empirique ne pouvant représenter les noyaux plus lourds que* $^{13}_6$C *et donc sa validité est douteuse.*

Examinons la conséquence des résultats de notre expérience sur cette question. Si nous prenions 5,0137 comme la masse de $^5_2$He dans l'état fondamental, nous aurions — 2,0 mMu comme l'énergie de liaison de $^5_3$Li dans l'état correspondant et sa masse serait 5,0140. Cette valeur de masse est sensiblement plus grande que la masse du sixième niveau d'excitation (5,0131) que nous avons mis en évidence. Il est difficile d'accepter l'idée de l'existence des niveaux au-dessous du niveau fondamental et donc *il serait plus raisonnable de désigner le niveau ayant une masse de* 5,0137 *comme un niveau excité et celui indiqué par Joliot et Zlotowski comme niveau fondamental.*

L'objection la plus sérieuse contre la valeur de Joliot et Zlotowski comme l'état fondamental de $^5_2$He est les instabilités de $^9_4$Be et $^6_2$He vis-à-vis des décompositions suivantes :

$$^9_4\mathrm{Be} \to {}^5_2\mathrm{He} + {}^4_2\mathrm{He}\ [9{,}0150 > (5{,}0106 + 4{,}0039) = 9{,}0145]$$

et

$$^6_2\mathrm{He} \to {}^5_2\mathrm{He} + {}^1_0n\quad [6{,}0209 > (5{,}0106 + 1{,}0089) = 6{,}0195].$$

Si nous prenions la limite supérieure de la masse de $^5_2$He de Joliot et Zlotowski, 5,0111, comme la masse exacte, on peut à peine expliquer la stabilité de $^9_4$Be contre la décomposition indiquée.

Examinons maintenant, par la méthode de la section précédente 6 D *a*, la masse de $^5_2$He. Supposons que le premier niveau (*fig.* 15) de $^5_3$Li que nous avons mis en évidence est le niveau fondamental. La masse de $^5_2$He dans l'état correspondant serait 5,0124. Cette valeur de masse satisfait en même temps à la condition de stabilité de $^6_2$He contre la décomposition en $^5_2$He et ^1_0n et à celle de $^5_2$He contre la décomposition en $^4_2$He et ^1_0n.

D'après les considérations précédentes, *nous concluons que* $^5_2$He *pourrait exister dans l'état stable, la limite supérieure de sa masse serait* 5,0124, la valeur de masse donnée par Joliot et Zlotowski pour ce niveau serait légèrement faible.

E. Discussion des résultats de l'étude de la diffusion anormale et explication possible de la structure des groupes. — *a. Théorie de Mott.* — La diffusion des particules α par les noyaux a été traitée par Mott [32], d'après la mécanique ondulatoire, en regardant le problème comme l'interaction entre la particule α et un potentiel central du noyau relatif à cette particule.

En utilisant le système du centre de gravité, on peut écrire l'équation d'onde dans la forme suivante

$$\nabla^2\psi + \frac{2\overline{M}}{\hbar}\left[\frac{1}{2}\,\overline{M}V_\alpha^2 - U(r)\right]\psi = 0, \tag{14}$$

où $\overline{M}$ est la masse réduite, V_α la vitesse relative de la particule α et $U(r)$ l'énergie potentielle de l'interaction entre deux noyaux étudiés en fonction de la distance r.

La solution générale de l'équation (14) peut être écrite sous la forme

$$\psi(r, \Phi) = \frac{1}{r}\sum_{l=0}^{\infty} A_l P_l(\cos\Phi)\,\chi_l(r), \tag{15}$$

où $P_l(\cos\Phi)$ est le polynome de Legendre d'ordre l; Φ l'angle de diffusion; A_l ($l = 0, 1, \ldots$) les coefficients arbitraires, et les $\chi_l(r)$ satisfont aux équations

$$\frac{d^2\chi_l}{dr^2} + \frac{2\overline{M}}{\hbar}\left[\frac{1}{2}\,\overline{M}V_\alpha^2 - U(r) - \frac{\hbar^2}{2\overline{M}}\,\frac{l(l+1)}{r^2}\right]\chi_l = 0 \tag{16}$$

avec la condition $\chi_l(0) = 0$.

Intégrant l'équation (16) de $r = 0$ à $r = \infty$, on obtient une expression asymptotique de la solution pour les grandes valeurs de r

$$\chi_l(r)_{r\to\infty} = \frac{1}{k}\sin\left(kr - \frac{1}{2}\pi l + \delta_l\right), \tag{17}$$

où $k = \frac{\overline{M}V_\alpha}{\hbar}$ et les phases δ_l sont déterminées au cours de l'intégration pour la forme spéciale de la fonction $U(r)$.

Si le déphasage de l'onde diffusée due au champ coulombien est δ_l et celui due au champ coulombien ainsi qu'au champ nucléaire, δ'_l, l'écart de la diffusion coulombien sera

$$\psi' - \psi = \frac{1}{2ikr}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\,(e^{2i\Delta\delta_l} - 1)\,e^{2i\delta_l}P_l(\cos\Phi)\,e^{ikr}, \tag{18}$$

où

$$\delta_l = \arg\Gamma(iY + l + 1),$$

Y étant $\frac{2Ze^2}{\hbar V_\alpha}$ et

$$\Delta\delta_l = \delta'_l - \delta_l$$

le déphasage dû au champ nucléaire.

Le rapport de la section efficace ρ sera donc donné par

$$\rho = \left|1 + \frac{i}{Y}\sin^2\frac{1}{2}\Phi\,e^{iY\log\sin^2\frac{1}{2}\Phi}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\,(e^{2i\Delta\delta_l} - 1)\,e^{2i(\delta_l - \delta_0)}\right|^2, \tag{19}$$

qui est une fonction des déphasages $\Delta\delta_l$ et δ_l.

Dans le cas de la diffusion des particules α par les noyaux d'hydrogène où l'on exprime l'intensité de la diffusion en fonction de l'angle de projection θ du proton au lieu de l'angle de diffusion de la particule α, Φ, on doit donc substituer $\cos^2\theta$ à $\sin^2\frac{1}{2}\Phi$ dans l'équation (19).

Se basant sur cette théorie, Taylor [33] a analysé les résultats de Chadwick et Bieler en supposant un déphasage $\Delta\delta_0$ pour l'onde partielle $l = 0$ seule et négligeant l'influence de $l > 0$. Ayant employé les valeurs observées de ρ pour un certain angle θ, il a estimé les valeurs de $\Delta\delta_0$ pour trois différentes vitesses V_α. L'accord entre les courbes expérimentales et théoriques est assez bon.

Avec le modèle rectangulaire pour l'énergie potentielle près du noyau

$$U(r) = \frac{2e^2}{r} \qquad \text{pour } r > r_0$$

et

$$U(r) = U_0 = \text{constant} \qquad \text{pour } r < r_0,$$

Taylor a arrangé graphiquement les valeurs de r_0 et U_0, de telle façon qu'on obtienne les déphasages $\Delta\delta_0$ déjà calculés pour trois vitesses. Par ce moyen, il a donné les valeurs $r_0 = 4{,}5 \times 10^{-13}$ cm et $U_0 = -6$ MeV pour ${}^4_2He - {}^1_1H$ interaction.

Comme nous l'avons montré, les résultats de Chadwick et Bieler ne sont pas exacts, l'analyse de Taylor qui se base sur ces résultats ne représente donc pas la réalité de l'interaction entre les particules α et les noyaux d'hydrogène.

Mohr et Pringle ont analysé les résultats qu'ils ont obtenus du point de vue de la même théorie (Mott). Pour chaque vitesse V_α, ils ont déterminé les paramètres $\Delta\delta_0$, $\Delta\delta_1$, ..., qui pouvaient reproduire la distribution angulaire observée de la diffusion, quand elles étaient substituées dans l'équation (19). Pour tenir compte des résultats expérimentaux, $\Delta\delta_0$ et $\Delta\delta_1$ sont tous les deux importants, c'est-à-dire *non seulement l'onde partielle* $l = 0$, *mais aussi* $l = 1$ *de* ${}^4_2He$ *est importante dans la diffusion anormale étudiée. Ce résultat est tout à fait concordant avec le nôtre, auquel conduit directement la distribution angulaire de la section efficace.*

Par la même méthode que nous avons employée dans la section 6 C, ces auteurs ont obtenu, eux aussi, une grande distance d'interaction entre ${}^4_2He$ et ${}^1_1H$.

En somme, l'analyse de Mohr et Pringle s'appliquerait bien à nos résultats si l'on ne tient pas compte de l'existence des groupes. Mais dans la théorie de Mott, on ne peut pas trouver le moyen d'expliquer les groupes.

b. Théorie de Beck. — Supposant que les particules α d'énergie E réagissent avec un trou rectangulaire de potentiel de profondeur U, Beck [34] a calculé le coefficient de la diffusion C. Pour la diffusion s, c'est-à-dire $l = 0$,

$$|C_0|^2 = \frac{\left(\sin k_2 r \cos k_1 r - \frac{k_2}{k_1} \sin k_1 r \cos k_2 r\right)^2}{1 + \left(\frac{k_2^2}{k_1^2} - 1\right) \cos^2 k_2 r}, \quad (20)$$

où

$$k_1 = \frac{\sqrt{2ME}}{\hbar} \quad \text{et} \quad k_2 = \frac{\sqrt{2M(E+U)}}{\hbar}.$$

La section efficace est donnée par

$$d\sigma = \left(\frac{\lambda}{4\pi}\right)^2 |C_0|^2 \, d\omega.$$

Pour la diffusion p, d, ..., les coefficients de diffusion C_1, C_2, ... sont plus compliqués.

Après le travail de Pose et Diebner, Horsley [35] a tenté d'expliquer les maxima dans la courbe du rapport de la section efficace ρ par le coefficient de diffusion de Beck.

La condition qu'une *valeur propre de l'énergie* (eigenwert) existe pour $E < 0$ est

$$\operatorname{tg} k_2 r = \frac{k_2}{k_1} = \left[\frac{U+E}{-E}\right]^{\frac{1}{2}}.$$

Quand $E \to 0$, $\operatorname{tg} k_2 r \to \infty$, $k_2 r$ peut avoir les valeurs

$$\frac{\pi}{2}, \quad \frac{3\pi}{2}, \quad \ldots, \quad \frac{(2n+1)\pi}{2}$$

et $k_1 \to 0$

$$|C_0|^2 \to \cos^2 k_1 r \to 1.$$

C'est-à-dire, s'il existe un niveau virtuel, près de $E \sim 0$, juste au-dessus de l'énergie de décomposition, la section efficace peut avoir une valeur maximum. Si le coefficient C_1 est beaucoup plus compliqué, la condition de maximum est la même que dans le cas de C_0.

Il est impossible de supposer l'existence d'une série de niveaux virtuels près de $E \sim 0$ (les niveaux s, p, d, ...) qui expliquerait nos résultats sur les groupes de protons. D'ailleurs, la section efficace prévue par le coefficient de Beck et par les courbes de maximum de Wenzel [36] est beaucoup plus grande que la section efficace expérimentale obtenue.

c. Formule de la dispersion. — Les théories de Mott et de Beck sont toutes les deux traitées comme le problème d'un corps, Breit et Wigner [37], et puis Bethe et Placzek [38] ont traité les réactions nucléaires comme un problème de plusieurs corps et obtenu la formule de la dispersion.

D'après l'idée de Bohr [39], la diffusion des particules α par les noyaux d'hydrogène consiste réellement en deux processus : d'abord la formation des noyaux composés ${}^5_3$Li et puis la dissociation des noyaux composés en particules α et protons.

En appliquant la formule de la dispersion dans le problème de la diffusion élastique, Bethe [20] a obtenu l'expression suivante représentant approximativement le rapport de la section efficace ρ due à un niveau du noyau composé

$$\rho = 1 + \frac{y^2}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_r^2}, \quad (21)$$

où

$$y = (2J+1)\left(\frac{\hbar V}{zZe^2}\right) \Gamma_{p_p}^r \sin^2 \frac{1}{2}\Phi P_J(\cos\Phi)$$

dans le cas où la particule et le noyau ont un spin zéro. Dans l'équation (21),

E et E_r, les énergies de la particule diffusée et du niveau de résonance du noyau composé;
V, la vitesse de la particule diffusée;
Γ_r et $\Gamma_{p_p}^r$, la largeur totale du niveau de résonance du noyau composé et la largeur partielle due à la diffusion élastique;
z et Z, les charges de la particule et du noyau;
J, le moment angulaire total du noyau composé.

Dans le cas où la particule et le noyau ont des spins quelconques, mais seulement le moment orbital $l = 0$ est important, ρ sera approximativement

$$\rho = 1 + \frac{2J+1}{(2i+1)(2s+1)} \frac{y'^2}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_r^2}, \quad (22)$$

où

$$y' = \left(\frac{\hbar V}{zZe^2}\right) \Gamma_{p_p}^r \sin^2 \frac{1}{2}\Phi$$

et i et s, les spins de la particule et du noyau.

La formule de la dispersion explique bien les phénomènes nucléaires pour les noyaux pas très légers et moyens, mais nous ne savons pas si elle est encore applicable à un noyau aussi léger que ${}^5_3$Li. Qualitativement, nous pouvons nous attendre à un effet de résonance dans cette théorie. Quand les ondes partielles $l = 0$ et $l = 1$ de ${}^4_2$He interviennent dans la diffusion par les noyaux d'hydrogène avec spin $s = 1/2$, nous pouvons espérer trois niveaux de résonance du noyau composé ${}^5_3$Li

$$J = \frac{1}{2} \qquad \text{pour } l = 0$$

et

$$J = \frac{1}{2} \text{ et } \frac{3}{2} \qquad \text{pour } l = 1,$$

si toutefois le couplage du moment orbital et du spin est assez fort. $J = 1/2$, pour $l = 0$, correspondant au niveau $S_{\frac{1}{2}}$ d'après les notions de la spectroscopie, serait exclue d'après le principe de Pauli. En effet, trois protons ne peuvent pas coexister dans le même état S. Donc, il est aussi difficile de trouver l'interprétation satisfaisante sur l'existence de six niveaux correspondant aux groupes de protons dans cette théorie.

Quantitativement nous pouvons estimer la grandeur absolue de l'équation (22) [qui diffère peu de l'équation (21) comme la grandeur absolue]. Pour $z = 2$, $Z = 1$, $E = 5{,}3$ MeV et $\Phi = 180°$ et en supposant que la largeur partielle $\Gamma_{p_p}^r$ égale à la largeur totale Γ_r, on a $\rho \sim 50$, quand $J = 1/2$, $l = 0$, $i = 0$ et $s = 1/2$. Quand $l = 1$, ρ sera encore plus grand.

Les valeurs de ρ ainsi estimées sont beaucoup plus grandes que les valeurs expérimentales obtenues.

d. Explication possible de l'existence des groupes de protons. — La difficulté de l'interprétation à la lumière des théories présentes, la constance et la petitesse de l'espacement des niveaux et la similarité dans certains aspects entre la structure moléculaire et la structure nucléaire [40] nous conduisent à penser qu'il serait nécessaire d'avoir d'autres modes de quantification dans le problème nucléaire, par exemple, la vibration ou la rotation nucléaire. Dans le noyau ${}^5_3$Li, nous pourrions imaginer la vibration entre ${}^1_1$H et ${}^4_2$He qui a une structure très compacte et, par conséquent, il serait possible, dans certaines limites, de la considérer comme un corps indépendant, les niveaux que nous avons étudiés seraient attribués aux niveaux de vibration.

Dans la physique moléculaire on observait les systèmes de bandes, les bandes de vibration et la structure des raies de rotation progressivement à mesure qu'on augmentait le pouvoir séparateur des instruments de la spectroscopie. Il est possible que la physique nucléaire suive le même chemin dans son développement. Nous commençons de séparer la structure fine des niveaux nucléaires et croyons que les résultats expérimentaux s'enrichiront au fur et à mesure du développement et de l'affinement de la technique de la physique nucléaire.

Pour donner une interprétation satisfaisante aux résultats expérimentaux, il faut faire des considérations théoriques plus précises et attendre les résultats expérimentaux nombreux.

Conclusion théorique. — Dans la diffusion des particules α par les noyaux d'hydrogène, le rapport de la section efficace expérimentale à celle calculée d'après Rutherford suit la variation des groupes. Il reste plus grand que l'unité même quand le parcours $R_\alpha = 1{,}2$ cm, ce qui conduit à une grande distance d'interaction d'environ 8×10^{-13} cm entre ${}^4_2$H et ${}^1_1$H.

La variation angulaire de la section efficace montre que non seulement le moment orbital $l = 0$ mais celui $l = 1$ de ${}^4_2$He est aussi important dans la diffusion anormale étudiée. D'après la considération de nos résultats, ${}^5_3$Li serait instable et ${}^5_3$He pourrait exister dans l'état stable, la limite supérieure de sa masse serait 5,0124. La grande distance d'interaction a été discutée. Les résultats sur la diffusion anormale ont été discutés du point de vue des théories de Mott, de Beck et de Bethe et les groupes de protons seraient attribués aux niveaux de vibration entre ${}^4_2$He et ${}^1_1$H.

Ce travail a été effectué au Laboratoire Curie de l'Institut du Radium où M. A. Debierne, le directeur du laboratoire, m'a accueilli pour travailler. Je tiens à lui offrir l'hommage de ma profonde gratitude. J'exprime ma respectueuse reconnaissance à Mme I. Joliot-Curie qui a inspiré et dirigé mes recherches. Je remercie vivement M. F. Joliot qui m'a permis de travailler dans son Laboratoire de Chimie nucléaire pour me mettre au courant de la technique de l'appareil Wilson.

J'ai bénéficié d'une bourse de la Commission mixte des Œuvres franco-chinoises qui m'a permis de travailler à Paris. J'adresse à cette Commission mes vifs remercîments.

BIBLIOGRAPHIE.

[19] Mme Curie, *Radioactivité*, 1935, p. 530.
[20] Bethe, *Rev. mod. Phys.*, 1937, **9**, p. 69.
[21] Riedl, *Mit. des Inst. für Rad.*, 1938, **416**, p. 181.
[22] Massey et Mohr, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1938, **34**, p. 498.
[23] Frolich, Heitler et Kahn, *Proc. roy. Soc.*, 1939, **171**, p. 269.
[24] Bethe, *Phys. Rev.*, 1938, **54**, p. 436.
[25] Tyrrell, *Phys. Rev.*, 1939, **56**, p. 250.
[26] Bethe, *Phys. Rev.*, 1939, **55**, p. 435.
[27] Joliot et Zlotowski, *J. Phys. et Rad.*, 1938, **9**, p. 403.
[28] Williams, Shepherd et Haxby, *Phys. Rev.*, 1937, **51**, p. 888.
[29] Staub et Stephens, *Phys. Rev.*, 1939, **55**, p. 131.
[30] Staub et Stephens, *Phys. Rev.*, 1939, **55**, p. 845.
[31] Tyrrell, Carroll et Margenau, *Phys. Rev.*, 1939, **55**, p. 790.
Watanabe, *Zeit. f. Phys.*, 1939, **112**, p. 159 et
Way, *Phys. Rev.*, 1939, **56**, p. 556.
[32] Mott, *Theory of atomic collisions*, 1933.
[33] Taylor, *Proc. roy. Soc.*, 1932, **136**, p. 605.
[34] Beck, *Zeit. f. Phys.*, 1930, **62**, p. 331 et *Handb. f. Radiologie*, VI-I, § 25.
[35] Horsley, *Phys. Rev.*, 1935, **48**, p. 1.
[36] Wenzel, *Zeit. f. Phys.*, 1934, **90**, p. 754.
[37] Breit et Wigner, *Phys. Rev.*, 1936, **49**, p. 519.
[38] Bethe et Placzek, *Phys. Rev.*, 1937, **51**, p. 450.
[39] Bohr, *Nature*, 1936, **137**, p. 344.
[40] Wheeler, *Phys. Rev.*, 1937, **52**, p. 1083.