Zeitschrift: Bulletin de la Société Neuchâteloise des Sciences Naturelles
Herausgeber: Société Neuchâteloise des Sciences Naturelles
Band: 82 (1959)

Artikel: Sur la réaction 19K40(nth,p)18A40
Autor: Weber, Jacques / Rossel, Jean
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-88890

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 09.12.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

INSTITUT DE PHYSIQUE, UNIVERSITÉ DE NEUCHATEL
Directeur : Professeur Jean Rossel

SUR LA RÉACTION $_{19}K^{40}(n_{th}, p)_{18}A^{40}$ †

par

JACQUES WEBER et JEAN ROSSEL

AVEC 11 FIGURES ET 1 PLANCHE HORS TEXTE

1.0. INTRODUCTION

Dans la série des réactions (n_{th}, p) possibles avec des noyaux légers ou moyens (BERTHET et ROSSEL 1955), on peut remarquer celle faisant intervenir le nuclide $_{19}K^{40}$. La section efficace de cette réaction, dont le Q est élevé (tableau I), est fort mal connue : < 1 barn (HUGHES et coll. 1955).

TABLEAU I

$_zX^a$	M u. m. [1]	M u. m. * [2]	M u. m. [3 4]	EC $E\gamma = 1{,}46 \pm 0{,}01$ MeV
$_0H^1$	$1{,}008142 \pm 3$	$1{,}008144_8 \pm 3_2$	$1{,}0081442 \pm 2$	
$_0n^1$	$1{,}008982 \pm 3$	$1{,}008987_9 \pm 3_2$	$1{,}008986_1 \pm 1_5$	*a)* $\Delta M_{n-H} = 0{,}785$ MeV (2)
$_{18}A^{40}$	$39{,}975100 \pm 100$	$39{,}974944_4 \pm 150_5$	$39{,}9751058 \pm 61$	
$_{19}K^{40}$	$39{,}976578 \pm 130$	$39{,}976544_9 \pm 75_2$	$39{,}9767091 \pm 32$	*b)* $\Delta M_{n-H} = 0{,}784$ MeV (3)
Q MeV	$2{,}16 \pm 0{,}15$***	$2{,}27 \pm 0{,}15$	$2{,}27 \pm 0{,}01$	*a)* $2{,}24 \pm 0{,}02$ *b)* $2{,}22 \pm 0{,}01$
E_p MeV**	$2{,}10 \pm 0{,}14$	$2{,}21_8 \pm 0{,}14_6$	$2{,}21 \pm 0{,}01$	*a)* $2{,}18 \pm 0{,}02$ *b)* $2{,}16 \pm 0{,}01$
R (C_2) μ [5]	$43{,}5 \pm 4{,}5$	$46{,}7 \pm 4{,}2$	$46{,}7 \pm 0{,}0$	*a)* $46{,}0 \pm 0{,}7$ *b)* $45{,}5 \pm 0{,}3$

[1] (BAINBRIDGE 1953).
[2] (BETHE et MORRISON 1956).
[3] (DUCKWORTH 1957 ; NIER et coll. 1958).
[4] (WAPSTRA 1955).
[5] (BOOGAARDT et coll. 1950).

† Des résultats préliminaires ont été publiés dans *HPA* **31** : 727 (1958).

* Les masses sont calculées au moyen de la relation : 1 u. m. = 931,14 MeV $\pm 0{,}01$ MeV (COHEN et coll. 1955).

** $E_p = QA_f/(A_f + 1)$ A_f = masse du noyau final.

*** Les erreurs sont des erreurs quadratiques : $\Delta\overline{X} = \pm \sqrt{\Sigma_i \left(\frac{\delta X}{\delta x_i}\right)^2 \overline{\Delta x_i}^2}$.

Nous nous sommes proposés d'étudier cette réaction, d'en mesurer la section efficace et la valeur du Q, ce dernier point permettant une identification de la réaction étudiée. En outre, à partir de $\sigma(np)$ et et $\sigma(n\gamma)$, on peut estimer l'espacement moyen des niveaux D* de mêmes spin et parité du noyau composé qui est un paramètre important des modèles nucléaires. La comparaison entre D* et D, l'espacement entre niveaux mesuré ou calculé en connexion avec les lois de conservation, permet de fixer le moment angulaire des particules émises.

Le schéma de désintégration du noyau $_{19}K^{40}$ est le suivant (ENDT et coll. 1957) :

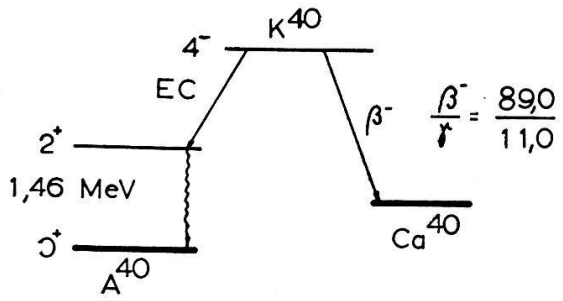


Fig. 1.

Abondance isotopique : $(1{,}178 \pm 0{,}004) \cdot 10^{-4}$

$\lambda_\beta = (4{,}78 \pm 0{,}04) \cdot 10^{-11}$ ans $^{-1}$ $\qquad \tau_\beta = (1{,}449 \pm 0{,}013) \cdot 10^{9}$ ans

$\lambda_{EC} = (5{,}88 \pm 0{,}09) \cdot 10^{-11}$ ans $^{-1}$ $\qquad \tau_{EC} = (1{,}18 \pm 0{,}02) \cdot 10^{10}$ ans

$\tau_{total} = (1{,}291 \pm 0{,}013) \cdot 10^{9}$ ans

Par conséquent, par gramme de K^{40} pur, on aura $1{,}97 \cdot 10^{10}$ particules β^- émises par jour, ce qui joue un certain rôle dans le choix et la mise au point de la méthode expérimentale à utiliser (voir p. 165).

2.0. PARTIE EXPÉRIMENTALE

2.1. Nous avons pu obtenir d'Oak Ridge 4 mg de KCl enrichi en K^{40}, ayant la composition suivante donnée par le fournisseur :

Isotope K	A g/mole	% atomique	Précision	Analyse spectrale Elément	%
39	38,976	85,76	0,05	Ba	0,02
40	39,976	3,64	0,03	Cu	< 0,02
41	40,975	10,60	0,04	Mg	< 0,02
				Na	2
				Si	0,08

Le tableau II donne les réactions (n_{th}, p) ou (n_{th} α) possibles ($Q > 0$) capables de se superposer à la réaction que nous nous proposons d'étudier. Les énergies de réaction ont été calculées au moyen des valeurs de masses données dans les tables (BETHE et MORRISON 1956) ou à partir de l'énergie du spectre β (en particulier dans le cas de $_{18}A^{39}$: $E\beta = 0{,}565$ MeV). La cinquième colonne donne le parcours des protons, respectivement des alphas dans l'émulsion Ilford C_2 (BERTHET et ROSSEL 1955) et (BOOGAARDT et coll. 1950).

TABLEAU II

Abondance isotopique %	Réactions	Q MeV	E_p MeV	R μ
85,76	K^{39} ($n\alpha$) Cl^{36}	1,22	1,1	3,8
	K^{39} (np) A^{39}	0,23	0,22	2
3,64	K^{40} ($n\alpha$) Cl^{37}	3,72	3,36	12
75,4	Cl^{35} (np) S^{35}	0,615	0,59	6,61
	Cl^{35} ($n\alpha$) P^{32}	1,05	0,93	3,6
99,635	N^{14} (np) C^{14}	0,626	0,58	6,4
10,11	Mg^{25} ($n\alpha$) Ne^{22}	0,47	0,4	3
69,1	Cu^{63} (np) Ni^{63}	0,72	0,71	8,2
	Cu^{63} ($n\alpha$) Co^{60}	2,22	2,08	6,6
11,3	Ba^{137} ($n\alpha$) Xe^{134}	6,8	6,6	31

2.2. Détection de la réaction $K^{40}(np)A^{40}$

En raison de la section efficace probablement faible (de l'ordre du barn), de la faible quantité de substance, de la radioactivité bêta naturelle du K^{40} et des réactions parasites possibles (tableau II), la méthode d'enregistrement des événements cherchés la plus simple et la plus précise était celle des émulsions nucléaires insensibles aux particules bêta : émulsion Ilford C_2 (BERTHET et ROSSEL 1955).

Un calcul préliminaire sur la base d'une section efficace de 1 b. et d'une dose de neutrons de 10^{11} cm^{-2} (qui est l'ordre de grandeur de la dose maximum acceptable pour travailler dans de bonnes conditions lors du dépouillement) nous fixait les caractéristiques approximatives de la cible nous permettant d'espérer un nombre raisonnable d'événements par champ de vue, assurant une statistique suffisante avec une durée de dépouillement réduite à une valeur acceptable. On obtenait une densité de surface de 2 mg/cm^2.

Un premier moyen d'obtenir cette cible, à savoir par imprégnation de l'émulsion par une solution de KCl, s'est avérée d'emblée inutilisable en raison de la trop faible quantité de substance à disposition. Il en fut de même pour le procédé consistant à déposer en surface de l'émulsion une goutte de solution de concentration connue. Il était en effet impos-

sible de connaître exactement le volume d'émulsion chargée ; en outre, le KCl cristallisait en couronne et en gros cristaux, ce qui laissait prévoir une répartition inhomogène et incontrôlable.

Nous avons cherché à réaliser une cible externe à l'émulsion, qui serait appliquée sur cette dernière pour l'irradiation. Cette méthode présentait plusieurs avantages :

a) Meilleure définition de la surface cible ;

b) Meilleure détermination de la quantité de substance utilisée ;

c) Récupération simple de la cible radioactive à fin d'utilisation ultérieure.

Les essais de vaporisation sous vide et de fusion du sel sur une surface déterminée n'ont pas été concluants.

Nous avons finalement mis au point la méthode suivante : la forte solubilité du KCl permet de dissoudre la quantité de sel désirée dans une petite goutte d'eau distillée. L'évaporation rapide de cette goutte laisse un dépôt de cristaux relativement petits. Pour éviter la cristallisation en couronne, il suffisait de maintenir la goutte étalée en couche très mince entre deux feuilles perméables à la vapeur d'eau et aussi fines que possible pour limiter au maximum le freinage des protons émis par les noyaux de K^{40}.

Nous avons choisi le collodion qui, par coulée sur une plaque de verre très propre permet d'obtenir des pellicules de quelques μ d'épaisseur, très résistantes et perméables.

Fabrication des pellicules. — Nous avons utilisé une solution de colloxyline dans de l'acétate d'amyle (1,5% en poids). Nous avons coulé un peu de cette solution sur une plaque de verre dressée verticalement lors du séchage pour faciliter l'amincissement et l'homogénéisation de la pellicule. Le décollage se fait facilement en utilisant un cadre souple appliqué sur la pellicule et fixé à celle-ci à une extrémité par une bande de scotch. Après avoir humidifié la surface en soufflant dessus, il suffit de soulever cette extrémité pour décoller la pellicule qui reste parfaitement tendue sur le cadre.

Nous avons collé ces pellicules sur deux anneaux métalliques et obtenu ainsi deux supports minces (2 μ env.), mais souples et résistants.

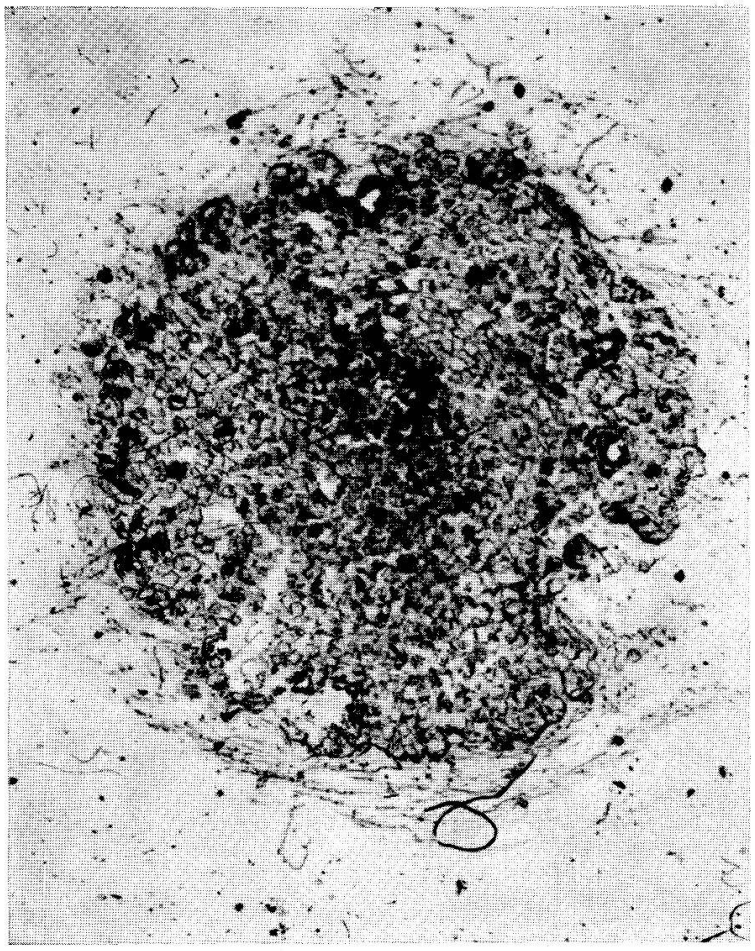
Confection de la cible. — Nous avons défini, sur chacun des deux supports, une surface circulaire de 1 cm² en déposant en couronne de la graisse silicone dont le rôle était d'empêcher la solution de KCl de se répandre sur toute la surface des supports lorsque ceux-ci seraient appliqués l'un sur l'autre. Ceci fait, l'ensemble a été mis à l'étuve à 140° C pour quelques minutes. Après évaporation complète, nous avons amélioré les caractéristiques mécaniques de la cible en appliquant de part et d'autre une nouvelle feuille de collodion. Après passage à la presse pour augmenter l'homogénéité et diminuer l'épaisseur des cristaux, notre cible présentait les caractéristiques suivantes (pl. VI) :

Surface : environ 1 cm²

Epaisseur de la couche de KCl : 15 μ en moyenne Epaisseur de collodion de part et d'autre : 3 μ en moyenne	Mesures effectuées au comparateur

Masse de KCl déposée : 1,52 mg $\pm$ 5% [1]

[1] Ce résultat a été confirmé par une mesure postérieure à l'irradiation, mesure effectuée par comptage absolu des particules β^- (Schwarz 1958).



Remarque : La quantité de KCl déposée a été déterminée par pesée différentielle (balance Metler). Du fait que le collodion est hygroscopique, nous avons travaillé en boîte à gants étanche à humidité constante contrôlée en présence de $Na_2Cr_2O_7 \cdot 2H_2O$ (52 % d'humidité à 20° C).

2.3. Préparation du sandwich

Des essais préalables nous ayant montré que l'application d'une feuille de collodion, même sous relativement forte pression, sur une émulsion nucléaire, n'en altérait pas la sensibilité, nous avons placé notre cible entre deux émulsions Ilford C_2 50 μ. Le boîtier construit à cet effet, parfaitement étanche, permettait d'exercer sur ces plaques une pression suffisante pour réduire au maximum la couche d'air entre cible et émulsion.

La méthode du sandwich (voir p. ex. ZANGGER et ROSSEL 1956) a été choisie parce qu'elle présente deux avantages essentiels : par une seule irradiation, on a à disposition deux plaques, ce qui permet au surplus de déceler une dissymétrie angulaire éventuelle des protons émis lors de la réaction étudiée.

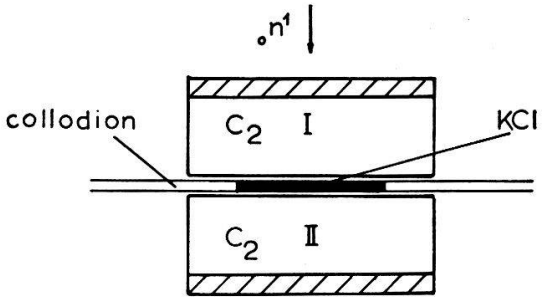


Fig. 2. Sandwich.

Remarque : L'émulsion Ilford C_2 n'est pas sensible aux électrons, cependant il faut noter que la présence d'un émetteur bêta peut produire un voile non négligeable et qui peut gêner la mesure des longueurs de traces.

Nous nous sommes donc assurés, au moyen d'une solution de Cs^{137} (γ et β), que notre cible radioactive ne causerait pas un voile trop considérable, pour autant que transport et irradiation se limitent à quelques jours. La concentration de cette solution a été calculée de façon qu'elle conduise à une activité équivalente à celle du K^{40}. En particulier, l'action des γ a été estimée sur la base des effets photo-électriques sur AgBr.

La position de la cible sur la plaque N° 1 a été repérée avec précision par quelques points piqués sur l'émulsion, déterminant deux axes se coupant au centre de la cible. Ce procédé a permis un centrage au microscope avec un écart inférieur au millimètre, ce qui avait son importance dans le repérage des champs de vue explorés.

Le centrage de la seconde plaque utilisée pour le contrôle de l'isotropie de la réaction, a été facilité par le fait que la cible s'était dessinée assez clairement sur chacune des émulsions.

2.4. Irradiation [1]

L'irradiation s'est faite en exposant le sandwich à un flux de neutrons lents de 0,054 ev (λ = 1,23 Å) produit par un monochromateur à cristal

[1] Nous tenons à remercier ici très vivement Mme H. FARAGGI et l'équipe du spectromètre à neutrons de Saclay qui ont permis et réalisé cette irradiation.

de Pb du centre nucléaire de Saclay. (Réflexion sur le plan (111) ; angle $2\theta = 25^{o}$) [BRETON et coll. 1957 ; GALULA et coll. 1955]. La forme du faisceau était définie par un collimateur d'ouverture rectangulaire (2 cm × 8 cm). La largeur de ce faisceau peut être d'ailleurs observée sur nos plaques par le voile qu'il a provoqué et par la répartition du nombre de protons (réaction $N^{14}(np)C^{14}$) en fonction de la position des champs de vue explorés (fig. 3).

2.5. Développement

Pour développer nos plaques, nous avons utilisé la même méthode que celle déjà appliquée dans notre institut (BERTHET et ROSSEL 1955). Nous avons donc utilisé la méthode du bain de température dans les conditions suivantes :

Opération	t heure	T° C
1. Mouillage (H_2O distillée)	1/4	normale → 4
2. Imprégnation dans le révélateur	1/2	4 → 2
3. Absorption par papier de cellulose du surplus de révélateur en surface. Mise en cassette étanche et développement	1/1	2 → 17
4. Arrêt	1/4	normale
5. Fixage	1,5 × temps d'éclaircissement	normale
6. Rinçage		normale
7. Séchage à température normale et humidité du labo (env. 30%) sur cellulose		

Les bains utilisés avaient la composition suivante :

Révélateur :

Solution A		Solution B	
1. K_2CO_3	50 g	1. Hydroquinone	0,5 g
2. SO_3HNa (sulfite de Na)	10 g	2. H_2O q.s.p.f.	500 cc
3. KBr (10% en poids)	5 cc		
4. H_2O dist. q.s.p.f.	500 cc	(Dissoudre dans l'ordre indiqué)	

Pour développer : mélanger à raison de 1 : 1.

Arrêt : Solution d'acide acétique (1,5% en volume)

Fixateur :

1. Thiosulfate de Na	50 g
2. Bisulfite de Na	5 g
3. H_2O q.s.p.f.	250 cc

Après séchage, les plaques ont été débarrassées de la couche superficielle d'Ag au moyen d'une peau de daim et d'alcool méthylique.
Le développement s'est montré alors homogène dans toute la profondeur de l'émulsion. Le bruit de fond, quoique assez considérable, permettait encore de faire des mesures de longueurs de traces dans des conditions acceptables.

2.6. Composition des émulsions C_2, caractéristiques après développement

Le travail déjà cité (BERTHET et ROSSEL 1955) donne la composition des émulsions Ilford C_2. On peut y remarquer que la quantité d'azote/cm³ dans les conditions du laboratoire est très sensiblement celle donnée par le fabricant, soit 0,067 g/cm³. L'abondance de l'isotope $_7N^{14}$ dans l'azote naturel étant de 99,635 %, le nombre de noyaux de $_7N^{14}$/cm³ vaut : $2{,}87.10^{21}$/cm³. C'est cette valeur que nous avons utilisée pour la détermination de la dose de neutrons.

Les indices de réfraction des milieux (huile-gélatine) et le facteur d'affaissement de l'émulsion dont les valeurs sont nécessaires pour la mesure des longueurs de traces ont été déterminés avec une précision de l'ordre de 1 % par différentes mesures mécaniques et optiques.

2.7. Dépouillement (scanning)

Nous avons utilisé un microscope Wild binoculaire à objectif à immersion et oculaires compensés.

Grossissement : $85 \times 1{,}5 \times 10 = 1275$.

La planche VI montre que la cible n'est pas très homogène. Nous en avons tenu compte en répartissant au mieux les plages à dépouiller : le nombre de traces par champ de vue est proportionnel à la densité de surface de la partie de la cible qui lui correspond.

Critères. — Le tableau II indique que les noyaux Cl^{35}, N^{14}, K^{39} et K^{40} peuvent donner lieu à des réactions (*np*) ou (*nα*). Ces noyaux se trouvant dans la cible elle-même ou son support, nous pouvions avoir dans les premiers μ de l'émulsion des traces parasites. D'autre part, l'émulsion ayant une épaisseur de 50 μ, les traces intéressantes ont leur extrémité à l'intérieur de l'émulsion, et leurs premiers grains à sa surface. Enfin, une trace dont l'inclinaison dépasse 70° par rapport à l'horizontale devient difficile à mesurer. Partant de ces considérations, nous avons défini les quatre critères suivants, décidant qu'une trace devait être comptée ou non.

1er critère : la trace devait avoir ses premiers grains en surface de l'émulsion ou au maximum à 2 μ.

2e critère : la trace ne devait pas avoir ses derniers grains contre le verre.

3e critère : la trace devait avoir un parcours ξ dans l'émulsion non développée au minimum égal à 10 μ.

4e critère : la trace ne devait pas avoir une inclinaison plus grande que 70° par rapport à l'horizontale (pour l'émulsion non développée).

Les traces peu nettes ou dont les premiers grains se trouvaient à plus de 2 μ de la surface, ont été classées comme traces incertaines, ce qui nous a permis de fixer une incertitude sur le nombre total de traces prises en considération.

Mesure des longueurs des traces. — La longueur d'une trace dans l'émulsion non développée s'obtient facilement à partir des mesures au microscope de ses composantes horizontales et verticales. (Il faut tenir compte évidemment du facteur d'affaissement et de l'indice de réfraction de l'émulsion par rapport à l'huile.) Avant la mesure de longueur, chaque trace était ramenée au centre du champ de vue pour éliminer le défaut de sphéricité. Chaque mesure était répétée trois fois.

Il faut remarquer que la répartition d'une partie des champs de vue où l'on a observé des événements cherchés, reproduit assez fidèlement le contour de la cible. Ceci constitue une première identification de la réaction observée : elle se produit effectivement dans la cible de KCl (fig. 3).

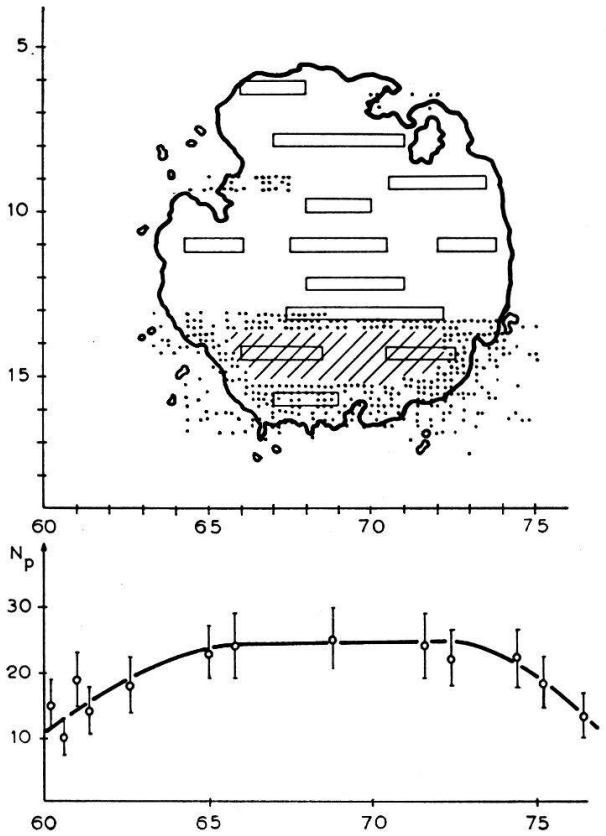


Fig. 3, en haut. Contour de la cible. Les rectangles montrent la répartition des plages étudiées au microscope en vue de la détermination de E_0 et de σ. Les points et hachures indiquent la répartition d'une partie des champs de vue dépouillés, où des traces de protons de la réaction étudiée ont été observées.

Fig. 3, en bas. Répartition des protons de la réaction $N^{14}(np)C^{14}$ (pour une valeur de l'ordonnée de 5,2).

Détermination de la dose de neutrons. — Le calcul de la section efficace de la réaction étudiée nous imposait la connaissance aussi exacte que possible de la dose de neutrons reçue par la cible. Comme il a déjà été dit, nous avons utilisé à cet effet la réaction $N^{14}(np)C^{14}$ sur les noyaux d'azote présents dans l'émulsion. Afin de laisser de côté les traces de

protons provenant du Cl^{35} et du N^{14} présents dans le collodion, nous avons compté les traces de protons dans un volume cylindrique de base définie par la surface du champ de vue et de hauteur 10 μ dans l'émulsion développée. Seules les traces *entièrement* comprises dans ce volume ont été retenues. (A ces énergies, il est en effet difficile de trouver le sens de parcours de la particule responsable de la trace.) Nous avons évidemment tenu compte de cette restriction en corrigeant le nombre d'événements enregistrés.

Remarque : Le dépouillement d'une plaque de contrôle non irradiée aux neutrons et développée en même temps que les plaques I et II nous a permis de définir, à fin de corrections, un bruit de fond moyen de traces par champ de vue qui d'ailleurs a été trouvé inférieur à 0,5 % de l'effet mesuré.

3.0. RÉSULTATS

3.1. Pour le calcul de la section efficace, de même que pour l'établissement des spectres (en vue de la détermination du Q de la réaction), nous avons besoin de quelques données concernant les grandeurs suivantes : relation parcours-énergie des protons dans le KCl, pouvoir d'arrêt du collodion par rapport au KCl et pouvoir d'arrêt de l'émulsion C_2 par rapport au KCl en fonction de l'énergie des protons.

3.2. Relation parcours-énergie et pouvoirs d'arrêt

En partant de valeurs connues du parcours des protons $R(E_i)$ dans des éléments de numéros atomiques Z différents, on peut facilement calculer par interpolation le parcours $R(E_i)$ dans une substance composée. En répétant l'opération pour des énergies E_i successives, on obtient une suite de points auxquels on peut adapter une courbe qui sera la courbe parcours-énergie pour la substance composée considérée. Pour effectuer ces différentes opérations, il suffit de passer par les pouvoirs d'arrêt atomiques.

On sait qu'on peut écrire la relation

$$R_0 s_0 n_0 = R_i s_i n_i \tag{3.2.1}$$

où

R_0 = parcours pour une certaine énergie E_i dans l'élément de référence (Z_0) [dans notre cas l'Al],

s_0 = pouvoir d'arrêt atomique (integral atomic stopping power) pour l'élément de référence. $s_0 = 1$,

n_0 = nombre d'atomes/cm³ pour l'élément de référence,

R_i, s_i, n_i : mêmes définitions pour l'élément de numéro atomique $Z_i \neq Z_0$.

On en tire :

$$s_i = R_0 n_0 / R_i n_i . \qquad (3.2.2)$$

On peut adapter aux points $s_i(Z_i)$ la courbe $s(Z)$, sur laquelle on peut trouver la valeur de $s(Z_c)$ ou Z_c = numéro atomique moyen de la substance composée considérée, ce qui revient au même que le calcul suivant :

Soit une substance composée de formule chimique : $x_1A + x_2B + x_3C + \ldots + x_kK$ de poids atomique A_i et de densité ϱ_i. Pour les énergies qui nous intéressent, ces pouvoirs d'arrêt sont additifs (Chollet et Rossel 1955 ; Riskalla et Rossel 1957).

Puisque :

$$S = R_0/R = A_0 \varrho s / \varrho_0 A$$

on pourra écrire :

$$S_i = (A_0 \varrho_i / A_i \varrho_0) \, \Sigma_k x_k s_k \qquad (3.2.3)$$

où

A_0 = poids atomique de l'élément de référence,

ϱ_0 = densité de l'élément de référence,

s_k = pouvoir d'arrêt atomique de A, B, ... K par rapport à l'élément de référence.

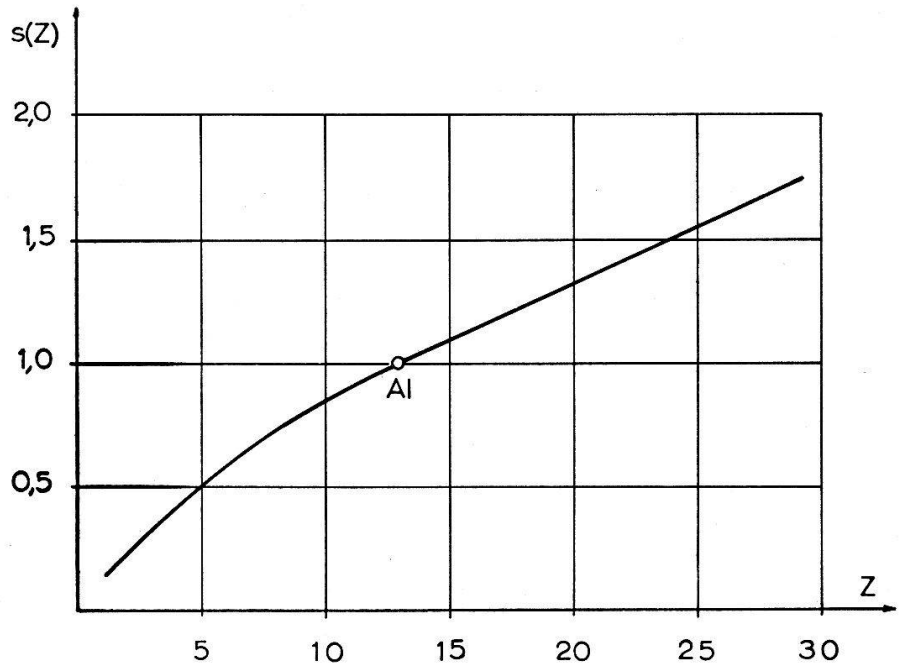


Fig. 4. Pouvoir d'arrêt atomique par rapport à l'Al en fonction du numéro atomique Z.

Des tables (Aron et coll. 1949) nous ont permis de tracer la courbe $s(Z)$ par rapport à l'Al pour $1 < Z < 29$ (fig. 4). (Dans un intervalle d'énergie $0{,}5 < E < 3$ MeV, la courbe $s(Z)$ ne présente pas de dépendance de E mesurable.) La figure 4 représente $s(Z)$ pour $E = 1{,}5$ MeV.

Courbe parcours-énergie pour KCl. — A partir de :

$$S_{KCl}(E) = R_0(E)/R_{KCl}(E) \qquad (3.2.4)$$

on trouve R_{KCl} si l'on connaît S_{KCl}. La courbe de la figure 4 et la relation (3.2.3) où $A_0/\varrho_0 = 10$, $A_{KCl} = 74{,}66$ et $\varrho_{KCl} = 1{,}984$ nous donnent, puisque $s(Z)$ n'est pas fonction de l'énergie en première approximation :

$$\underline{S_{KCl} = 0{,}657}$$

Les points obtenus par cette valeur introduite dans (3.2.4) pour des énergies successives nous ont donné la courbe 2 de la figure 5*a*.

Pouvoir d'arrêt de l'émulsion par rapport à KCl : $S_é(E)$. — La courbe 2 de la figure 5*a*, ainsi que la courbe parcours-énergie des protons dans l'émulsion C_2 (Boogaardt et coll. 1950), nous ont donné $S_é(E)$ [courbe 1, fig. 5*b*].

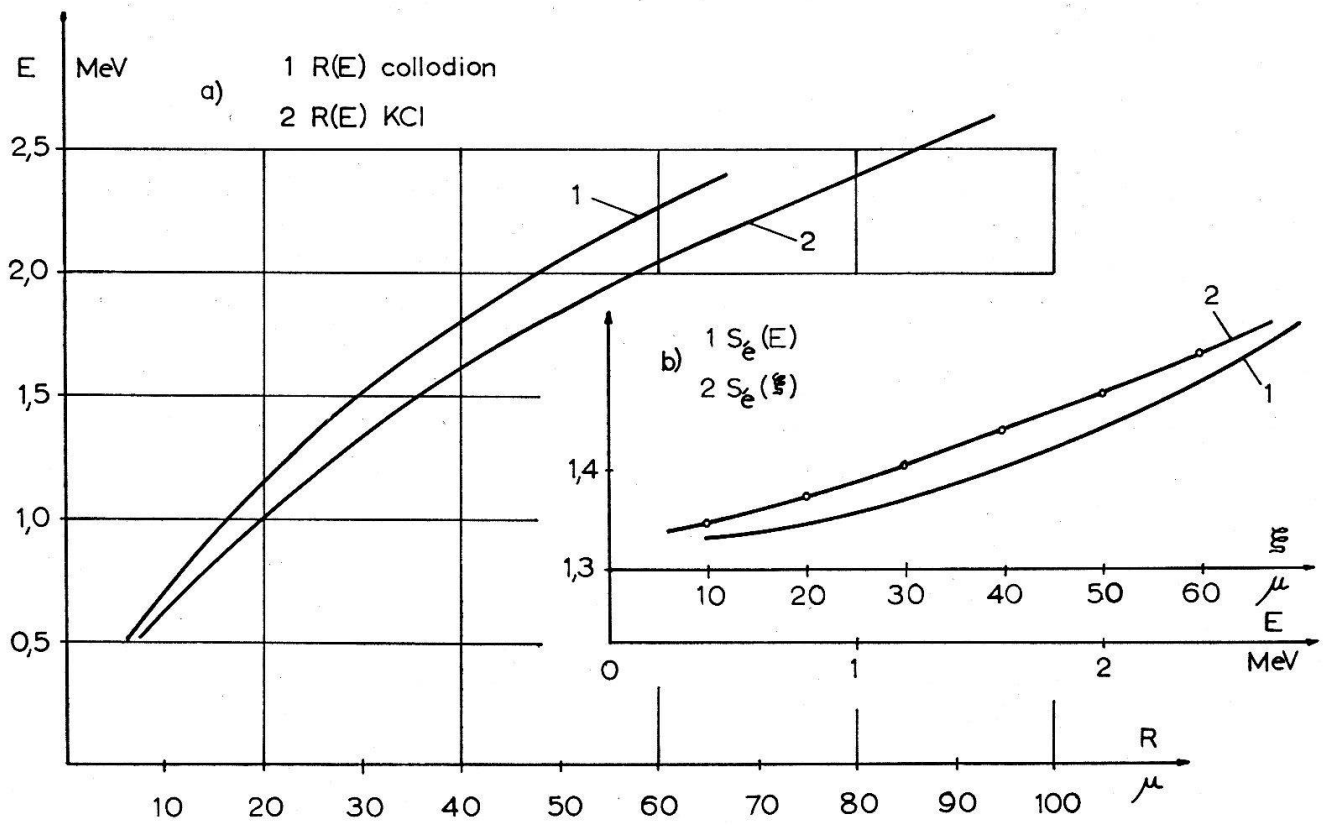


Fig. 5*a*. Courbes parcours-énergie : 1) collodion, 2) KCl.

Fig. 5*b*. Pouvoir d'arrêt de l'émulsion C_2 par rapport à KCl en fonction : 1) de l'énergie, 2) du parcours ξ des protons dans l'émulsion.

Pouvoir d'arrêt du collodion par rapport au KCl : $S_c(E)$. — La formule chimique du collodion (nitrate de cellulose) est la suivante :

$$C_6H_8(ONO_2)_2O_3 \qquad C_6H_7O_2 \begin{cases} = (ONO_2)_2 \\ - (OH) \end{cases}$$

de masse molaire $M = 252{,}114$ g/mole, de densité :
1,35-1,40 g/cm³ (« Industrie des plastiques modernes »)
1,65 g/cm³ (Dubois, Cor et Colin)

Des mesures par pesées différentielles et à l'interféromètre [1] nous ont donné la valeur moyenne de 1,60 g/cm³ que nous avons utilisée dans le calcul de S_c.

Nous avons calculé, au moyen de (3.2.3), où l'indice 0 se rapporte à l'Al, le parcours des protons dans le collodion en fonction de leur énergie. (courbe 1, fig. 5*a*). Le calcul de S_c donne une valeur constante indépendante de l'énergie (tout au moins dans le domaine $0{,}5 < E < 3$ MeV) :

$$\underline{S_c = 1{,}195} \text{ (constante à mieux de } 5^o/_{oo})$$

3.3. Spectres, détermination de l'énergie E_0 des protons

3.3.1. *Première méthode*

Soit ξ le parcours des protons dans l'émulsion. Il est évident, si l'on se rappelle la configuration géométrique du sandwich, que ξ sera maximum pour des protons émis à proximité du collodion sous un angle ϑ minimum. Si on mesure la répartition $dN/d\xi = f(\xi)$ et qu'on extrapole convenablement ce spectre vers les ξ maxima, on peut espérer obtenir à partir de cette extrapolation, en tenant compte de la pellicule de collodion, la valeur de l'énergie initiale E_0 des protons. On peut justifier ce mode de faire en estimant la forme théorique de ce spectre sur la base des hypothèses suivantes : $S_é(\xi) =$ constante, on néglige la pellicule de collodion, $\vartheta \geqq 20^o$ (critère N° 4), pas de straggling. Pour faire le calcul, on divise les protons en deux groupes : ceux pour lesquels R, parcours dans KCl, est compris entre 0 et D (D = épaisseur de la cible), et ceux pour lesquels R est compris entre D et R_0 le parcours maximum possible ($R_0 = R(E_0)$). On obtient alors un spectre rectangulaire pour $(R_0 - D)/S_é < \xi < R_0/S_é$. Il est donc justifié d'extrapoler linéairement le spectre expérimental par la tangente à son flanc droit, ainsi que nous l'avons fait.

Remarquons que si on tient compte du fait que $S_é = S_é(\xi)$, le spectre « théorique » n'est pas modifié fondamentalement : la décroissance rapide pour $\xi < R_0/S_é(\xi)$ subsiste et l'extrapolation linéaire est encore justifiée (fig. 6).

[1] Nous voulons remercier ici M. Cl. Attinger du L. S. R. H. qui a bien voulu se charger de cette dernière mesure.

Résultats : Nous avons tracé trois histogrammes sur la base de 818 traces de protons de longueur ξ ayant pu être mesurées avec précision. La limite inférieure de l'histogramme est 10 μ (critère N° 3) ; les largeurs de classes sont successivement : 1, 2, 4 μ. La figure 6 donne un des spectres obtenus (largeur de classe 2 μ. $\xi_{ex} = (46{,}6 \pm 1{,}8)\ \mu$).

La moyenne pondérée des valeurs obtenues par extrapolation donne :

$$\underline{\xi_{ex} = (46{,}6 \pm 2{,}2)\ \mu.}$$

L'énergie des protons à l'entrée de l'émulsion pour ce parcours sera (Boogaardt et coll. 1950) :

$$E_1 : 2{,}13 < 2{,}19 < 2{,}27 \text{ MeV}.$$

La courbe 1 de la figure 5*a* permet, à partir de E_1, de trouver E_2, l'énergie des protons à l'entrée dans le collodion. En effet, à E_1 correspond un certain parcours R_1 dans le collodion. Il suffit de remonter de 3,2 μ (= d/cos 20°) pour obtenir un parcours R_2 auquel correspond l'énergie E_2 qui n'est autre dans ce cas que E_0.

$$2{,}21 < E_0 = 2{,}26 < 2{,}33 \text{ MeV}.$$

Soit :

$$\underline{E_0 = (2{,}26 \pm 0{,}07) \text{ MeV}.}$$

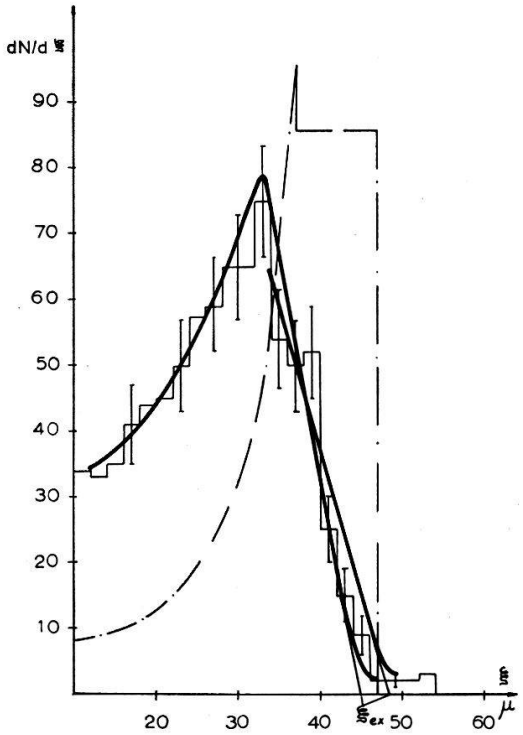


Fig. 6. Distribution des parcours des protons dans l'émulsion Ilford $C_2 \cdot N_t = 818$ traces ($\vartheta \geqq 20°$) ; largeur de classe 2 μ ; $44{,}8 < \xi_{ex} < 48{,}4\ \mu$; $\xi_{ex} = (46{,}6 \pm 1{,}8)\ \mu$. La courbe en traits-points donne la répartition prévue calculée.

Sur la figure 6, nous avons essayé d'adapter un spectre calculé par la méthode indiquée plus haut (courbe en traits-points). Le décalage peut s'expliquer par les considérations suivantes : les ξ petits sont mesurés sur des traces de protons émis sous des angles ϑ grands, ce qui a pour conséquence d'augmenter fortement la perte d'énergie dans le collodion. De ce fait, $\frac{dN}{d\xi}$ calculé est trop faible pour les valeurs petites de $\xi(\xi < 34\mu)$. On voit cependant que l'allure générale prévue est respectée.

3.3.2. *Deuxième méthode*

A partir de chaque mesure du parcours ξ du proton dans l'émulsion et de son angle ϑ d'émission correspondant, on pourrait, en tenant compte de la perte d'énergie dans le collodion et la cible, estimer l'énergie E_0. Nous avons trouvé préférable de calculer dans chaque cas le parcours R_0 rapporté au KCl (fig. 7).

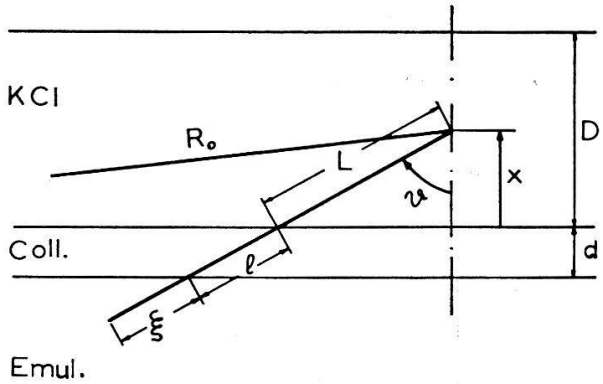


Fig. 7.

On peut écrire :

$$R_0 = L + S_c l + S_{\acute{e}}(\xi) \cdot \xi \qquad (3.3.2.1)$$

ou encore

$$R_0 = \frac{x}{\cos\vartheta} + \frac{S_c d}{\cos\vartheta} + S_{\acute{e}}(\xi) \cdot \xi. \qquad (3.3.2.2)$$

Puisque E_0, l'énergie initiale des protons est inconnue, L l'est également. Il s'ensuit que la position suivant x du noyau émetteur n'est pas fixée et peut varier de 0 à D.
Le nombre de protons émis par une couche d'épaisseur dx dans un angle solide $\Omega(\vartheta)$ est, en tenant compte de ce que $\vartheta > \vartheta' = 20°$:

$$\frac{A dx}{2}(\cos\vartheta' - \cos\vartheta) = dN_{dx}.$$

La position moyenne de x, où serait concentrée la substance cible en couche infiniment mince, vaudra :

$$\bar{x} = \frac{\int_0^D x dN_{dx}}{\int_0^P dN_{dx}} \cong \frac{D}{2}.$$

On admettra donc que tous les protons observés proviennent de noyaux en position $\bar{x} = D/2$. L'incertitude sur L résultante sera $0 < L < D/\cos\vartheta$.

Cette incertitude conduisant à une incertitude sur R dépendra de ϑ. On peut chercher la valeur moyenne de l'angle d'émission des particules. On se définira ainsi une largeur de classe moyenne pour l'établissement de l'histogramme représentant le spectre $dN/dR = F(R)$. Il est plus judicieux de chercher le $\overline{\cos\vartheta}$. On voit facilement que :

$$\overline{\cos\vartheta} = \frac{\cos\vartheta' + \cos\vartheta_0}{2} \qquad (3.3.2.3)$$

où $\cos\vartheta_0$ est défini de telle sorte que $\xi \geqq 10\ \mu$.
E_0 n'étant pas connu, ϑ_0 est indéterminé. On peut néanmoins utiliser, avec une bonne approximation, l'énergie trouvée par la méthode précédente. $\cos\vartheta_0$ sera donc donné par :

$$\overline{\cos\vartheta} \cong \frac{D/2 + S_c d}{R(E_0) - S_{\acute{e}}(\xi)\cdot\xi} \qquad \text{pour } \xi = 10\ \mu. \qquad (3.3.2.4)$$

La largeur de classe moyenne sera donnée avec une bonne approximation par :

$$\triangle R = \frac{D}{\overline{\cos\vartheta}}. \qquad (3.3.2.5)$$

Quelle est la forme du spectre à laquelle on peut s'attendre ? Si seule l'incertitude sur la position du noyau intervenait, on pourrait inscrire toutes les traces dans un histogramme à une seule classe de largeur $D/\overline{\cos\vartheta}$. Mais pour une même énergie à l'entrée de l'émulsion, les mesures de ξ fluctueront autour d'une valeur moyenne (straggling). En outre d et D ne sont certainement pas constants sur toute la surface de la cible. Il s'ensuit que l'histogramme expérimental obtenu sera fortement élargi. A cet histogramme, on peut adapter trois spectres dont les maxima définiront trois valeurs de R, telles que $R_{min} < R_0 < R_{max}$.

Partant de ces valeurs de R, on obtient l'énergie initiale des protons observés au moyen de la figure 5*a*.

En introduisant les valeurs numériques dans (3.3.2.4) et (3.3.2.5), on trouve $\underline{\triangle R = 28{,}3\ \mu}$.

Résultats : La figure 8 donne la distribution des parcours des protons rapportés à KCl pour une largeur de classe de 28 μ.

La moyenne pondérée des trois valeurs de R_0 obtenues par des histogrammes de largeur de classe 25, 28, 30 μ vaut :

$$R_0 = (63{,}5 \pm 10{,}2)\ \mu,$$

à quoi correspond une énergie :

$$E_0 = (2{,}11 \pm 0{,}19)\ \text{MeV}.$$

La moyenne pondérée des valeurs de E_0 obtenues par les deux méthodes est :

$$E_0 = (2{,}24 \pm 0{,}09)\ \text{MeV}.$$

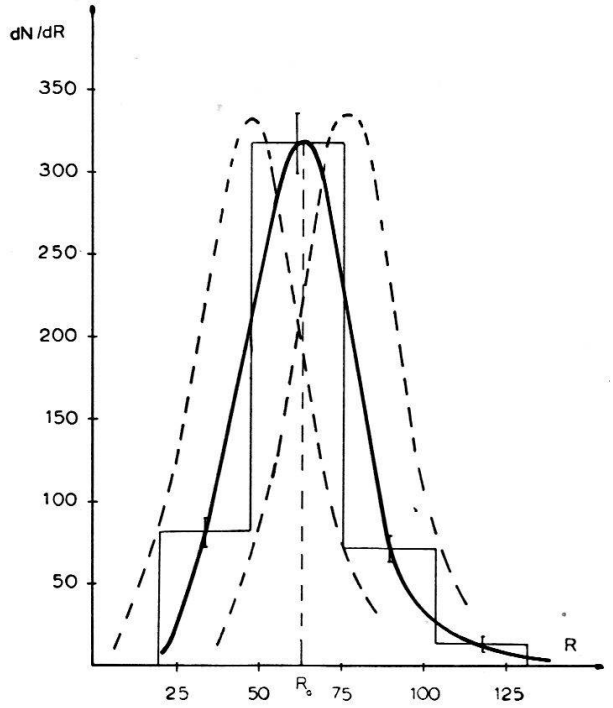


Fig. 8. Distribution des parcours R des protons rapportés à KCl. $N_t = 508$ traces ($\delta \geqq 20°$) ; largeur de classe 28 μ ; $48{,}5 < R_0 < 77{,}5\ \mu$; $R_0 = (63{,}5 \pm 15{,}0)\ \mu$.

Ce résultat est en bon accord avec la meilleure valeur attendue $(2{,}18 \pm 0{,}02)$ MeV et constitue une vérification de la nature de la réaction étudiée.

Remarque : Le noyau ${}_{18}A^{40}$ possède un niveau excité à 1,46 MeV (Endt et coll. 1957). On pourrait s'attendre à observer un second groupe de protons de 0,76 MeV (voir à ce sujet le chapitre 4, section 2).

3.4. Détermination de la dose de neutrons

La section efficace de la réaction utilisée pour cet étalonnage, $N^{14}(np)C^{14}$ vaut : $(1{,}75 \pm 0{,}05)$ b (à 2200 m/sec) [Hughes et coll. 1955]. On peut admettre que $\sigma(E) \sim 1/v$.

Pour l'énergie qui nous concerne (E = 0,054 MeV) la section efficace vaudra $\sigma(E) = (1{,}19 \pm 0{,}03)$ b.

A partir de la relation : $N_p = N_n \cdot \sigma \cdot n$

où

N_p = nombre de traces de protons par cm³,

N_p = nombre de neutrons par cm²,

n = nombre de noyaux de N^{14} par cm³,

on peut trouver N_n la dose cherchée.

Du fait que seules ont été retenues les traces *entièrement* comprises dans le volume défini par la surface du champ de vue et une épaisseur d'émulsion développée de 10 μ, il faut corriger le nombre de traces obtenu par champ de vue.

Soient : L_0 = parcours des protons dans l'émulsion C_2 (6,5 μ), $\vartheta_0 = \arccos \frac{x}{L_0}$, x étant compté à partir de la surface du champ de vue et pouvant varier de 0 à L_0, et S la surface du champ de vue. Toutes les particules émises sous un angle $\vartheta < \vartheta_0$ sortiront au moins en partie de la surface et seront donc rejetées lors du recensement.
Le nombre total de traces perdues sur toute la surface du champ de vue pour une épaisseur d'émulsion-source dx sera :

$$N_{dx} = \sigma \cdot N_n \cdot n \cdot \frac{\Omega(\vartheta_0)}{4\pi} \cdot S \cdot dx.$$

Le nombre total de traces perdues sur toute la surface sera :

$$N = \frac{1}{2} \cdot \sigma \cdot N_n \cdot n \cdot S \cdot \int_0^{L_0} \left(1 - \frac{x}{L_0}\right) L_0 = \sigma \cdot N_n \cdot n \cdot S \cdot \frac{L_0}{4}.$$

Du fait que $L_0 \ll \Phi/2$ (rayon du champ de vue), nous identifierons la surface latérale du cylindre à une surface plane. Le nombre total de traces perdues sera :

$$N = \sigma \cdot N_n \cdot n \cdot S_t \cdot \frac{L_0}{4} \qquad \text{où } S_t = \pi \frac{\Phi^2}{4} + \pi \Phi H$$

où Φ = diamètre du champ de vue, H = hauteur du cylindre exploré (pour l'émulsion non développée).

Dans ces conditions, le nombre vrai de traces peut se mettre avec une bonne approximation sous la forme :

$$N_v = \left(1 + \frac{L_0(\Phi/4 + H)}{\Phi H}\right) N_c.$$

En introduisant les valeurs numériques, on trouve :

$$\underline{N_v = 1{,}12\ N_c} \text{ par champ de vue.}$$

Résultats :

Nombre de champs de vue	419
Nombre de traces	10649
Nombre de traces parasites (scanning de la plaque de contrôle)	0,14/champ de vue

On obtient :

$$\underline{N_n = (3{,}07 \pm 0{,}59) \cdot 10^{10}} \text{ neutrons/cm}^2.$$

(L'erreur indiquée est l'erreur quadratique.)

3.5. Détermination de la section efficace

3.5.1. On calculera σ à partir de la relation :

$$N_p = N_n \cdot \sigma \cdot n_k \qquad (3.5.1.1)$$

où N_p = nombre de traces de protons par champ de vue ; N_n = dose de neutrons par cm² ; n_k = nombre de noyaux de $_{19}K^{40}$ par champ de vue.

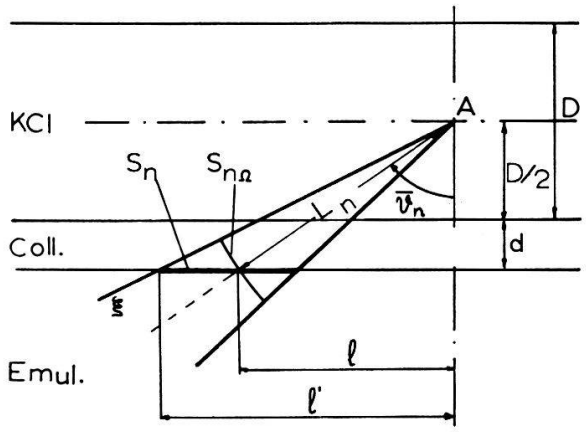


Fig. 9.

Remarque : Comme les traces doivent avoir leurs premiers grains en surface du champ de vue pour être retenues, on comptera d'une part des traces provenant de l'extérieur du champ de vue et d'autre part, on perdra des traces dont la partie observable est à l'extérieur du champ de vue. Au surplus, il faudra tenir compte des critères 3 et 4. Il est donc nécessaire de corriger le nombre moyen N_c de traces obtenu par champ de vue.

3.5.2. *Correction sur* N_c

Le problème revient à trouver une surface effective du champ de vue. On admettra que tous les protons sont émis à une distance $\frac{D}{2} + d$ de l'émulsion (fig. 9).

On peut écrire :

$$S_{n\Omega} = S_n \cos \bar{\vartheta}_n \; ; \quad \Omega_n = S_n \cos \bar{\vartheta}_n / L_n^2 \; ; \quad N_0/4\pi = N_c/\Omega_n \quad (3.5.2.1)$$

où N_c est le nombre de traces émises par le point source A et dénombrées sur la surface S_n. Pour avoir le nombre de traces émises par le point A qui sont comptées, il faut sommer sur les Ω_n. Pour obtenir ces Ω_n, on procède graphiquement en traçant à l'intérieur d'un cercle de rayon $R = \Phi/2$ (rayon du champ de vue) des cercles concentriques, de centre A′ à une distance r du centre du grand cercle. Le rayon maximum l_{max} de ces cercles est donné par le critère N° 3. On mesure au planimètre les surfaces concentriques successives S_n qui donneront par (3.5.2.1) les Ω_n. On pourra écrire alors : $\Sigma_n \Omega_n = \Omega(r)$. On calcule de cette manière $\Omega(r)$ pour des r variant de 0 à $R + l_{max}$ (fig. 10).

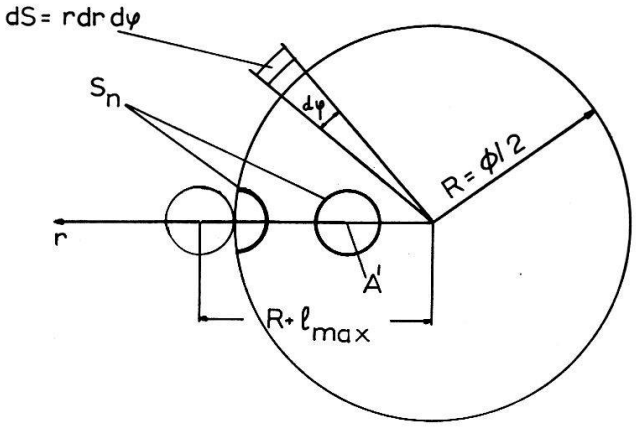


Fig. 10.

On peut voir facilement que le nombre de particules émises par unité de surface de la cible vaudra :

$$N_0 = \frac{2N_c}{\int_0^{R+l_{max}} \Omega(r) \cdot r \cdot dr} . \qquad (3.5.2.2)$$

L'intégrale du dénominateur n'est autre que la surface effective S_0 du champ de vue. Sa valeur se calculera graphiquement en reportant la fonction $\Omega(r) \cdot r$ en fonction de r.
En remplaçant dans (3.5.1.1) il vient :

$$\sigma = \frac{2N_c}{N_n \cdot n_k} \cdot \frac{1}{S_0} \qquad (3.5.2.3)$$

où N_c = nombre de traces comptées par champ de vue.

Résultats :

Nombre total de traces	1108
Nombre de traces incertaines	107
Nombre de champs de vue	555

Nombre de traces parasites (plaque de contrôle) : négligeable

D'où

$$N_c = 2{,}0 \pm 0{,}2.$$

L'intégration au planimètre de la fonction $r \cdot \Omega(r)$ donne : $S_0 = 7{,}95 \cdot 10^{-5}$ cm² à 5 %. 1,52 ± 5 % mg de KCl enrichi ont été déposés sur une surface de 0,886 ± 0,002 cm². Le poids moléculaire de la substance déposée est 74,66 ± 1 % g.
D'où

$$n_k = (5{,}0 \pm 0{,}1) \cdot 10^{17}\ \mathrm{cm}^{-2}.$$

En introduisant ces valeurs numériques dans (3.5.2.3) on obtient :

$$\underline{\sigma = (3{,}27 \pm 0{,}73) \cdot 10^{-24}\ \mathrm{cm}^2}$$

3.6. Isotropie de la réaction

L'étude de la plaque II comportant le dépouillement de quatre plages réparties sur la surface de la cible et correspondant à quatre plages de la plaque I a donné les résultats suivants :

Nombre de protons par champ de vue

I	II
1,6 ± 0,2	2,0 ± 0,2
1,3 0,2	2,1 0,2
3,2 0,3	2,1 0,2
2,5 0,2	1,9 0,2

Ils ne permettent pas de conclure à une anisotropie de la réaction. On pouvait d'ailleurs s'y attendre. (Blatt et Weisskopf 1952, p. 535 sqq.)

4.0. DISCUSSION

4.1. Le modèle du noyau composé valable pour les réactions nucléaires aux basses énergies prédit la relation simple :

$$\frac{\sigma(n, p)}{\sigma(n, \gamma)} = \frac{\Gamma_p}{\Gamma_\gamma} \tag{4.1.1}$$

où

Γ_p = largeur de niveau relativement à l'émission d'un proton,
Γ_γ = largeur de niveau relativement à l'émission d'un gamma ;

en outre Γ_p peut être mis sous la forme

$$\Gamma_p = \frac{D^*}{2\pi} T_l \tag{4.1.2}$$

où

D^* = espacement moyen des niveaux de même spin et parité,

T_l = transparence de la barrière de potentiel de hauteur B_l ;

par conséquent :

$$D^* = \frac{2\pi}{T_l} \cdot \Gamma_\gamma \cdot \frac{\sigma(np)}{\sigma(n\gamma)} \tag{4.1.3}$$

On peut calculer grossièrement l'espacement D entre niveaux sur la base d'une formule statistique donnée par Blatt et Weisskopf (1952, p. 371).

$$1/D = C \exp \cdot \left(2\sqrt{aE^*}\right)$$

où

E^* = énergie d'excitation = $E_n + \varepsilon$,

E_n = énergie de la particule incidente,

ε = énergie de liaison de cette particule dans le noyau formé.

Pour $A \simeq 40$:

$$C = 0{,}4 \text{ niveaux/MeV}$$

$$a = 1 \text{ MeV}^{-1}$$

avec $E^* = 9{,}90$ MeV (calculée à partir des masses [Bethe et Morrison 1956]

$$\underline{D = 4300 \text{ eV}}$$

T. D. Newton (1953) donne la relation améliorée suivante :

a) $$D_0 = A^2 (2U + 3t)^2 \exp\left(8{,}30 - 0{,}62 \sqrt{AU}\right) \tag{4.1.4}$$

où

D_0 = espacement en MeV des niveaux de même spin $J = O$,

$U = E^* - \delta$ où $\delta = 11/\sqrt{A}$ en MeV est l'énergie de paire qui, dans notre cas de noyau impair-pair, doit se soustraire de l'énergie d'excitation E^*.

$$t = 3{,}2\, A^{-\frac{1}{2}} \cdot U^{\frac{1}{2}} \text{ en MeV.}$$

Alors :

$$D_0 = 32500 \text{ eV.}$$

En tenant compte du modèle en couche du noyau, NEWTON obtient une relation perfectionnée :

$$b)\quad D_0 = A^{\frac{5}{3}} (\overline{2j_N} + 1)^{\frac{1}{2}} (\overline{2j_Z} + 1)^{\frac{1}{2}} (2U + 3t)^2 \exp \left[8{,}75 - 0{,}4982\, (\overline{j_N} + \overline{j_Z} + 1)^{\frac{1}{2}} \cdot A^{\frac{1}{3}} U^{\frac{1}{2}}\right] \tag{4.1.5}$$

où $\overline{j_N}$ et $\overline{j_Z}$ sont des moyennes appropriées du moment angulaire total d'un niveau à une particule près du niveau de Fermi pour un gaz de nucléons. L'auteur donne une table des valeurs de $(\overline{2j_N} + 1)$ et $(\overline{2j_Z} + 1)$ en fonction de N et Z.
On trouve :

$$D_0 \cong 40\,000 \text{ eV}$$

Si on peut calculer explicitement la valeur du membre de droite de (4.1.3), on obtiendra une valeur de D*, qui, comparée aux deux résultats ci-dessus, permettra de fixer le moment angulaire l_p des particules émises, et, par conséquent, de déterminer le spin du niveau du noyau composé intervenant dans la réaction. Les tables BNL-325 (HUGHES et coll. 1955) donnent pour σ_a la valeur de 70 ± 20 barns ($E_n = 1/40$ eV). En admettant que $\sigma(n\gamma) \sim \frac{1}{v}$, on trouve pour $E_n = 0{,}054$ eV : $\sigma(n\gamma) = (44 \pm 14)$ b. On sait d'autre part que Γ_γ est de l'ordre de 0,2 eV dans le domaine de masses considéré. Si l'on applique la formule donnée par A. G. W. CAMERON (1957), on trouve que $\Gamma_\gamma = 0{,}66$ eV. Nous ferons les calculs pour ces deux valeurs de Γ_γ.

Les lois de conservation des moments et de la parité nous donnent les valeurs l possibles du moment angulaire l_p des protons et du spin J du niveau du noyau composé intervenant dans la réaction.

Nous avons vu que dans l'état fondamental, le spin de K^{40} est $I = 4$, la parité impaire, le spin de A^{40} est $I = 0$, la parité paire et que $l_n = 0$. Dans ces conditions :

$$J = 9/2 \qquad l_p = 4\,;\,5$$
$$J = 7/2 \qquad l_p = 3\,;\,4$$

Si un seul niveau intervient, l'état final aura une parité bien définie. On pourra écrire :

$$\Pi_{K^{40}} = \Pi_c = (-1)^l \Pi_{A^{40}}$$

d'où l'on déduit que l_p peut prendre les valeurs $l_p = 1, 3, 5, \ldots$
Les possibilités sont donc les suivantes :

$$J = 9/2 \quad l_p = 5\,;\, J = 7/2 \quad l_p = 3.$$

La transparence de barrière T_l peut se calculer soit exactement au moyen des tables de fonctions d'ondes de Coulomb, (par exemple SHARP et coll. 1958), soit d'une manière approchée par la méthode WKB (BLATT et WEISSKOPF 1952, p. 358) qui est valable si l'énergie E de la particule

considérée est telle que $0 < E \ll B_l$ où $B_l = B_0 + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu R^2}$ = hauteur de la barrière de potentiel totale ; $B_0 = zZe^2/R$ et R = rayon nucléaire de A^{40}.
On voit que B_l dépend fortement du rayon R. Nous avons fait les calculs avec

I. $R = 1{,}30\, A^{\frac{1}{3}} \cdot 10^{-13}$ cm (Seth 1958 ; Fernbach 1958)

II. $R = \left(0{,}7 + A^{\frac{1}{3}}\right) \cdot 1{,}2 \cdot 10^{-13}$ cm (Bethe et Morrison 1956)

Pour calculer K_0 (nombre d'onde à l'intérieur du noyau) tel que $V_0 = \frac{\hbar^2 K_0^2}{2\mu}$ on peut prendre pour les protons le potentiel V_0 suivant :

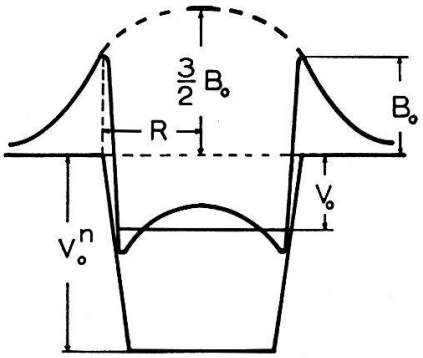


Fig. 11

On peut considérer que $V_0 = V_0^n - \frac{5}{4} B_0$ avec V_0^n compris entre 42 et 44 MeV (Seth 1958 ; Fernbach 1958). Nous avons pris $V_0^n = 43$ MeV. Alors

I. $B_0 = 5{,}80$ MeV et $V_0 = 36$ MeV

II. $B_0 = 5{,}24$ MeV et $V_0 = 37$ MeV

Le nombre d'onde de la particule à l'intérieur du noyau composé sera :

$K = \sqrt{K_0^2 + k^2}$ où $k^2 = 2\mu Q/\hbar^2$ μ = masse réduite
Q = énergie de la réaction

Le rapport K/k vaut $\nu = \sqrt{(V_0 + Q)/Q}$, à savoir: I) $\nu = 4{,}12$ et II) $\nu = 4{,}17$. Bien que k ne soit pas beaucoup plus petit que K, nous prendrons néanmoins pour T_l l'approximation :

$T_l = \frac{4k}{K} v_l$ qui peut se mettre sous la forme : $T_l = 4\sqrt{\frac{V_l(R) - Q}{V_0 + Q}} \exp - 2C_l$.

C_l a une forme compliquée que l'on pourra trouver, par exemple, dans « Experimental Nuclear Physics », t. II, p. 52 (Wiley éd. 1953) [noter que x est le rapport Q/B_0 et non Q/B_l comme indiqué par erreur dans cette référence].

Le tableau III donne l'ensemble des résultats obtenus par les deux méthodes.

TABLEAU III

	l_p	$T_l^{(1)}$ (SHARP et coll. 1958)	$T_l^{(2)}$WKB	$D_{eV}^{*(1)}$	$D_{eV}^{*(2)}$WKB	D_0	
$R = 1{,}30A^{\frac{1}{3}} \cdot 10^{-13}$ cm	3	$1{,}49 \cdot 10^{-4}$	$3{,}74 \cdot 10^{-4}$	*a)* 633±234 *b)* 2100±777	*a)* 251±93 *b)* 840±310	$3{,}2 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^4$
	5		$1{,}16 \cdot 10^{-7}$		*a)* $(8{,}1 \pm 3) \cdot 10^5$ *b)* $(2{,}7 \pm 1) \cdot 10^6$		
$R = \left(0{,}7 + A^{\frac{1}{3}}\right) \cdot 1{,}2 \cdot 10^{-13}$ cm	3	$2{,}68 \cdot 10^{-4}$	$3{,}67 \cdot 10^{-4}$	*a)* 352±130 *b)* 1170±433	*a)* 256±93 *b)* 855±316	$3{,}2 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^4$
	5		$5{,}21 \cdot 10^{-5}$		*a)* $(1{,}8 \pm 0{,}6) \cdot 10^5$ *b)* $(6 \pm 2) \cdot 10^5$		

a) Valeurs calculées avec $\Gamma\gamma = 0{,}2$ eV.
b) Valeurs calculées avec $\Gamma\gamma = 0{,}66$ eV.

Les deux valeurs de D_0 dans la dernière colonne sont celles déduites des formules de Newton.

Il est plausible que D^* soit $\gtrsim D_0$. L'examen du tableau III rend peu probable la valeur $l_p = 3$ pour laquelle D^* est nettement trop petit. $l_p = 5$ donne des résultats plus compatibles avec cette condition, les rapports D^*/D_0 étant successivement :

I. *a)* $D^*/D_0 = 20$ II. *a)* $D^*/D_0 = 4$ $D_0 = 4 \cdot 10^4$
b) $D^*/D_0 = 68$ *b)* $D^*/D_0 = 15$

On est conduit aux conclusions probables suivantes :

1. Les protons sont émis avec un moment angulaire $l_p = 5$;

2. Le spin du niveau du noyau composé intervenant dans la réaction est $J = 9/2$, sa parité est impaire ;

3. Le rayon nucléaire $R = \left(0{,}7 + A^{\frac{1}{3}}\right) \cdot 1{,}2 \cdot 10^{-13}$ cm de même que la valeur $\Gamma\gamma = 0{,}2$ eV conduisent à des valeurs du rapport D^*/D_0 plus satisfaisantes.

4.2. Remarque concernant la création du noyau final dans un état excité

Nous avons vu que le noyau $_{18}A^{40}$ possède un niveau excité à 1,46 MeV, de spin 2 et de parité paire. On peut imaginer que la réaction $K^{40}(np)A^{40*}$ ait lieu, c'est-à-dire que des protons soient émis avec une énergie de 0,76 MeV et que des noyaux d'argon soient laissés dans l'état excité 2^+. Une telle réaction ne pouvait être étudiée dans nos conditions d'observation car à cette énergie les protons auraient un parcours dans l'émulsion inférieur à 10 μ.

Les lois de conservation donnent les possibilités suivantes :

Spin du niveau du noyau composé $\begin{array}{ll} J = 7/2 & l_p = 1, 3, 5 \\ J = 9/2 & l_p = 3, 5, 7 \end{array}$

Les valeurs de T_l calculées pour $l \leqq 3$ (Sharp et coll. 1958) sont groupées dans le tableau IV qui donne également les valeurs des rapports $\sigma^*_{np}/\sigma_{np} = T^*_l/T_5$ et σ^*_{np} calculée pour $\sigma_{np} = 3$ b.

Tableau IV

	l_p	T^*_l	T^*_l/T_5	σ^*_{np} (b)
$R = 1{,}30A^{\frac{1}{3}} \cdot 10^{-13}$ cm	1	$5{,}16 \cdot 10^{-6}$	45	130
	3	$1{,}05 \cdot 10^{-8}$	10^{-1}	0,3
$R = \left(0{,}7 + A^{\frac{1}{3}}\right) \cdot 1{,}2 \cdot 10^{-13}$ cm	1	$8{,}5 \cdot 10^{-6}$	16	50
	3	$2{,}19 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-2}$	0,1

Si, comme il y a lieu de l'admettre, un seul niveau ($J = 9/2$) intervient lors de la formation du noyau composé, on pourra s'attendre à une section efficace pour cette réaction de l'ordre de quelques dixièmes de barns au maximum.

Conditions d'observation. — L'énergie de ces protons n'étant que de 0,76 MeV, leur parcours dans KCl serait de 13,5 μ. Après un parcours de 3,5 μ dans cette substance, ils n'auraient plus que 0,6 MeVd'énergie (fig. 5*a*). Les parcours dans l'émulsion Ilford C_2 seraient : R (E = 0,76 MeV) = 9,6 μ et R (E = 0,6 MeV) = 6 μ. Notre dispositif en sandwich ne serait évidemment pas utilisable ici. On pourrait par exemple charger une émulsion C_2 avec du KCl enrichi de manière telle que le nombre de traces par champ de vue soit suffisant (de l'ordre de une à deux traces au moins). Les grains-cibles (s'il y a cristallisation) devraient avoir un diamètre de l'ordre du μ au maximum. La longueur des traces observées serait alors de 9,4 μ environ, ce qui les rendrait discernables des traces de protons des réactions sur l'azote et le chlore. Les possibilités de charger une émulsion avec du KCl en vue de réaliser les conditions ci-dessus sont actuellement à l'étude dans notre institut.

Nous tenons à remercier ici Mmes Bouteiller et Gros de leur travail consciencieux d'exploration des plaques. Nos remerciements vont aussi à toutes les personnes qui nous ont apporté leur aide au cours de ce travail qui a bénéficié de l'appui financier de la Commission suisse de l'énergie atomique.

Résumé

La réaction ${}_{19}K^{40}(n_{th}p)_{18}A^{40}$ a été étudiée par la méthode du sandwich, la cible de KCl finement polycristallin enrichi en K^{40} (enrichissement à 3,64 %) étant placée entre deux émulsions nucléaires Ilford C_2, 50 μ.

L'irradiation s'est faite aux neutrons lents ($E_n = 0{,}054$ eV) du monochromateur à cristal de Pb du centre nucléaire de Saclay (France). La dose de neutrons a été étalonnée par la réaction ${}_7N^{14}(n_{th}p)_6C^{14}$ dont la section efficace pour cette énergie vaut (1,19 $\pm$ 0,03) b.

La valeur expérimentale de l'énergie des protons a été trouvée égale à (2,24 $\pm$ 0,09) MeV en bon accord avec celle déduite des masses : (2,18 $\pm$ 0,02) MeV. La section efficace a été trouvée égale à $\sigma_{np} =$ (3,27 $\pm$ 0,73) b. (pour $E_n = 0{,}054$ MeV). Aucune anisotropie dans la distribution angulaire des protons n'a été observée.

Le calcul des pénétrations T_l des barrières de potentiels B_l dans le cadre du modèle du noyau composé fournit une valeur pour l'espacement D* des niveaux du noyau composé (pour l'énergie d'excitation de 9,9 MeV). La comparaison de cette valeur avec celles prévues par les formules semi-théoriques conduit à la conclusion que le niveau du noyau composé intervenant dans la réaction a un spin total $J = 9/2$ et une parité impaire, les protons étant émis avec un moment angulaire $l = 5$.

La réaction ${}_{19}K^{40}(np)_{19}A^{40}$ dans laquelle le noyau A^{40} serait laissé dans l'état excité 2^+ n'a pas pu être observée par la méthode expérimentale utilisée. La section efficace de cette réaction peut être estimée à quelques dixièmes de barn.

Zusammenfassung

Die $K^{40}(n_{th}p)A^{40}$ Reaktion wurde mit einem Sandwich von Kernemulsionen studiert, wobei eine dünne polykristallinische Schicht von KCl mit einer Anreicherung von 3,64 % in K^{40} zwischen zwei Ilford C_2 50 μ Emulsionen gepresst war. Die für die Bestrahlung benützten langsamen Neutronen von $E_n = 0{,}054$ eV wurden im Bleikristallmonochromator vom Kernzentrum Saclay (Frankreich) erzeugt. Der totale Neutronenflux wurde durch die Reaktion $N^{14}(np)C^{14}$ geeicht, dessen Wirkungsquerschnitt für diese Energie als (1,19 $\pm$ 0,03) b. angesetzt wurde.

Der experimentelle Wert der Protonenergie wurde gleich (2,24 $\pm$ 0,09) MeV gefunden, was in guter Übereinstimmung mit dem aus den Massen errechneten Wert von (2,18 $\pm$ 0,02) MeV ist. Keine messbare Anisotropie der Protonenwinkelverteilung wurde beobachtet. Der Wirkungsquerschnitt wurde gemessen zu $\sigma = (3{,}27 \pm 0{,}74)$ b. für $E_n = 0{,}054$ eV.

Im Rahmen des Compoundkernmodels liefert die Berechnung der Potentialwalldurchlässigkeit T_l einen Wert für den Niveauabstand D*

in der Nähe der Anregungsenergie von 9,9 MeV des Compoundkerns. Durch Vergleich mit dem aus halbempirischen Formeln berechneten Niveauabstand ist man zum folgenden Schlusse geführt: das für die Reaktion verantwortliche Niveau des Compounds besitzt einen Spin $J = 9/2$ und ungerade Parität; dabei werden die Protonen mit einem Bahnmoment $l = 5$ emittiert.

Die Reaktion wo der Restkern A^{40} im ersten angeregten Zustand 2^+ entsteht, liefert Protonen von 0,7 MeV, die mit unserer Methode nicht beobachtet werden können. Man kann aber den Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion auf etwa 1/10 b. abschätzen.

Summary

The $K^{40}(n_{th}p)A^{40}$ reaction was studied by the sandwich method; the target as a thin polycrystaline layer of enriched KCl (K^{40} isotopic abundance $= 3{,}64\,\%$) was placed between two Ilford C_2 50 μ nuclear emulsions. The slow neutrons used for irradiation were produced with an energy $E_n = 0{,}054$ eV by the Pb crystal monochromator of the Atomic Center of Saclay (France).

The protons of the reaction $N^{14}(np)C^{14}$ with a cross section taken for that energy as $(1{,}19 \pm 0{,}03)$ b. were used for the calibration of the total neutron flux. The experimental value of the proton energy is $(2{,}24 \pm 0{,}09)$ MeV in good accord with that calculated from mass values $(2{,}18 \pm 0{,}02)$ MeV. The cross section was found to be $(3{,}27 \pm 0{,}73)$ b. for $E_n = 0{,}054$ eV. The proton angular distribution shows no measurable anisotropy.

The evaluation of the total potential barrier penetration T_l gives a value for the level spacing D^* of the compound nucleus at the excitation energy of 9,9 MeV. From the comparison of that value with those predicted by the semitheoretical formulas, it is concluded that the level involved in the reaction has a spin $J = 9/2$ and odd parity. The protons are produced with an angular momentum $l = 5$.

The creation of the nucleus A^{40} in the first excited state 2^+ could not be observed with the present experimental method, the tracks of the emitted 0,7 MeV protons being too short. The cross section for that reaction is probably of the order of one tenth of a barn.

BIBLIOGRAPHIE

ARON, W. A., HOFFMAN, B. G. et WILLIAMS, F. C. — (1949). *AECU* — 663.

BAINBRIDGE, K. T. — (1953). Experimental Nuclear Physics, t. I, p. 745, *New York* (Wiley).

BERTHET, H. et ROSSEL, J. — (1955). *H. P. A.* **28** : 265.

BETHE, H. A. et MORRISON, P. — (1956). Elementary Nuclear Theory. *New York* (Wiley).

BLATT, J. M. et WEISSKOPF, V. F. — (1952). Theoretical Nuclear Physics. *New York* (Wiley).

BOOGAARDT, H. et VIGNERON, L. — (1950). *J. Phys. et le Rad.* **11** : 652.

BRETON, C., HUBERT, P. et MERIEL, P. — (1957). *J. Phys. et le Rad.* **18** : 2S.

CAMERON, A. G. W. — (1957). *Canad J. of Phys.* **35** : 666.

CHOLLET, L. et ROSSEL, J. — (1955). *H. P. A.* **28** : 466.

COHEN, E. R., DUMOND, J. W. D. et ROLLETT, J. S. — (1955). *Rev. Mod. Phys.* **27** : 363.

DUBOIS, P., COR, P. et COLIN, R. — (1947). Manuel des plastiques. *Paris* (Presses documentaires).

DUCKWORTH, H. E. — (1957). *Rev. Mod. Phys.* **29** : 767.

ENDT, P. M. et BRAAMS, C. M. — (1957). *Rev. Mod. Phys.* **29** : 735.

FERNBACH, S. — (1958). *Rev. Mod. Phys.* **30** : 414.

GALULA, M., JACROT, B. et NETTER, F. — (1955). *J. Phys. et le Rad.* **16** : 232.

HUGHES, D. J. et HARVEY, J. A. — (1955). *BNL* — 325.

MORRISON, P. — (1953). Experimental Nuclear Physics, t. II, p. 52, *New York* (Wiley).

NEWTON, T. D. — (1953). *Canad. J. of Phys.* **34** : 804.

NIER, A. O., QUISENBERRY, K. S. et SCOLMANN, T. T. — (1958). Nuclear Masses and their Determination. *London, New York, Paris et Los Angeles.* (Pergamon Press).

RISKALLA, R. et ROSSEL, J. — (1957). *H. P. A.* **30** : 488.

SCHWARZ, E. — (1958). Communication privée.

SETH, K. K. — (1958). *Rev. Mod. Phys.* **30** : 442.

SHARP, W. T., GOVE, H. E. et PAUL, E. B. — (1958). *AECL* — 268.

WAPSTRA, A. H. — (1955). *Physica* **21** : 367.

ZANGGER, Cl. et ROSSEL, J. — (1956). *H. P. A.* **29** : 507.

Industrie des plastiques modernes. — (1951). Numéro spécial 1951. *Paris* (Les Publications techniques associées).