

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 31 (1958)  
**Heft:** VII  
  
**Artikel:** Sur la réaction  $K^{40}(n_{th,p})A^{40}$   
**Autor:** Rossel, J. / Weber, J.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-112931>

### **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:** 23.02.2026

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

## Sur la réaction $K^{40}(n_{th}, p)A^{40}$

par J. Rossel et J. Weber

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

(25 XI 1958)

*Summary.* The protons emitted by a thin layer of enriched KCl under irradiation with monoenergetic neutrons of 0,054 eV have been recorded in Ilford C<sub>2</sub> nuclear emulsion. The total neutron flux has been monitored by the  $N^{14}(n, p)C^{14}$  reaction observed in the same emulsion. The cross-section for  $K^{40}$  has been found to be

$$\sigma(n, p) = (3,8 \pm 0,7) \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$$

and the energy of the proton  $E_p = (2,23 \pm 0,10) \text{ MeV}$  in good agreement with the value deduced from the masses.

Using the experimental value of  $\sigma(n, p)/\sigma(n, \gamma)$ , a reasonable guess for  $\Gamma_\gamma$  and the theoretical estimate of  $\Gamma_p$ , it appears probable that the involved level of the compound nucleus  $K^{41}$  has spin  $J = 9/2$  and odd parity.

### Introduction

Parmi les éléments de masse  $30 < A < 60$  plusieurs noyaux possèdent des énergies de réaction  $Q$  positives pour les processus  $(n, p)$  ou  $(n, \alpha)$ . La mesure de la section efficace  $\sigma(n, p)$  ou  $\sigma(n, \alpha)$  pour les neutrons thermiques et sa comparaison avec la section efficace de capture radiative  $\sigma(n, \gamma)$  permet d'obtenir des renseignements sur les caractéristiques du noyau compound et éventuellement sur le rayon du noyau final.

Dans le cadre de notre programme d'étude de ces réactions au moyen des émulsions nucléaires, nous avons abordé le nuclide  $K^{40}$  pour lequel les réactions  $(n_{th}, p)$  et  $(n_{th}, \alpha)$  sont toutes deux possibles d'après les tables récentes des valeurs de masses<sup>1)</sup>:

$$\begin{array}{l} K^{40}(n_{th}, p)A^{40}: Q = (2,27 \pm 0,21) \text{ MeV}; E_p = 2,22 \text{ MeV}; R_p = 47\mu \mid \text{Emulsions} \\ K^{40}(n_{th}, \alpha)Cl^{37}: Q = (3,73 \pm 0,13) \text{ MeV}; E_\alpha = 3,37 \text{ MeV}; R_\alpha = 12\mu \mid \text{Ilford C}_2 \end{array}$$

Le processus de capture électronique  $K^{40} + \beta^- \rightarrow A^{40} + \gamma$  avec  $E_\gamma = (1,46 \pm 0,01) \text{ MeV}^2$  fournit les valeurs  $Q = (2,24 \pm 0,02) \text{ MeV}$  resp.  $E_p = (2,18 \pm 0,02) \text{ MeV}$  pour la première réaction ci-dessus, ce qui confirme en les précisant les données déduites des masses.

### Méthode de mesure

La cible est constituée par une couche polycristalline de KCl d'une épaisseur moyenne de  $15\ \mu$  protégée de part et d'autre par des feuilles de collodion de  $3\ \mu$  d'épaisseur. Cet ensemble est placé en sandwich entre deux émulsions Ilford C<sub>2</sub> de  $50\ \mu$ .

Le KCl, fourni par OAK-RIDGE, a été enrichi de 0,0118% à  $(3,64 \pm 0,03)\%$  d'abondance isotopique et ne contient aucun autre élément d'impureté pouvant réagir aux neutrons lents. ( $K^{39}$  est susceptible d'une réaction  $(n_{th}, \alpha)$ , mais les particules  $\alpha$  produites ont un parcours  $R_\alpha \leq 3\ \mu$  dans l'émulsion et sont totalement inobservables dans notre cas). Quant au chlore, la réaction  $Cl^{35}(n_{th}, p)S^{35}$  produit, avec une section efficace de 0,30 b, des protons de 0,59 MeV dont la pénétration dans l'émulsion reste inférieure à  $6,5\ \mu^3$ ). Ils se laissent donc facilement discriminer.

Le dosage du  $K^{40}$  par  $cm^2$  a été fait par des pesées différentielles soigneuses dans des conditions hygroscopiques contrôlées et par la détermination au planimètre de la surface de la cible sur des agrandissements photographiques.

L'irradiation a été effectuée à la pile  $EL_2$  de SACLAY dans le faisceau de neutrons monocinétiques de  $\lambda = 1,23\ \text{\AA}$  ( $E = 0,054\ \text{eV}$ ) du monochromateur à cristal (Pb, plan (111))\*). Les neutrons traversaient la cible perpendiculairement.

Nous avons déterminé le flux total en mesurant le nombre des traces de protons de  $6,6\ \mu$  de la réaction  $N^{14}(n, p)C^{14}$  contenues dans une épaisseur donnée ( $10\ \mu$ ) de l'émulsion du sandwich. Utilisant  $\sigma(n, p) = \sigma_0(E_0/E)^{1/2} = (1,19 \pm 0,03)\text{b}$  ( $\sigma_0 = (1,75 \pm 0,05)\text{b}^4$ ) pour  $E_0 = 0,025\ \text{eV}$  et  $E = 0,054\ \text{eV}$ , nous avons déterminé pour le flux moyen ayant traversé la cible, sur la base de  $10^4$  traces  $p$  dénombrées, la valeur:  $(2,7 \pm 0,4) \cdot 10^{10}$  neutrons/ $cm^2$ .

Le dénombrement des traces de protons provenant du  $K^{40}$ , c'est-à-dire qui pénètrent dans l'émulsion, a été fait en tenant compte, par intégration graphique, de la correction géométrique due à la limite circulaire du champ de vue ainsi que de l'effet de self-absorption des protons dans la couche de KCl et la feuille de collodion protectrice. La mesure a porté sur un total de 1108 traces dont les longueurs ont également été déterminées. Les pouvoirs de freinage  $dE/dX$  de KCl et du collodion, nécessaires pour effectuer les corrections de longueur et de self-absorption, ont été obtenus par une interpolations soigneuse des valeurs connues pour les éléments métalliques.

Pour éviter des erreurs et éliminer les réactions parasites, seules les traces pénétrant de plus de  $10\ \mu$  dans l'émulsion et faisant avec la normale

\*) Nous tenons à remercier vivement madame H. FARAGGI ainsi que le groupe de spectroscopie neutronique de SACLAY de leur précieuse collaboration.

un angle supérieur à  $20^\circ$  ont été retenues. Les pertes correspondantes ont été corrigées sur la base d'une distribution angulaire isotrope.

La valeur du facteur de contraction de l'émulsion, utilisé pour les différentes corrections, a été déterminée par des mesures répétées au micromètre de l'épaisseur moyenne, avant et après le développement.

### Résultats expérimentaux

Les conditions de notre mesure excluent l'observation éventuelle de la réaction  $K^{40}(n_{th}, \alpha)Cl^{37}$ . Sa probabilité est d'ailleurs environ  $10^3$  fois plus faible que celle de la réaction  $(n, p)$  par suite de l'effet de barrière de potentiel. Compte tenu des différentes erreurs de mesure et de l'imprécision statistique, la section efficace de la réaction  $(n, p)$  a été trouvée égale à :

$$\sigma(n, p) = (3,8 \pm 0,7) \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$$

Le spectre des protons est donné par les histogrammes fig. 1 et fig. 2. Dans le premier, on s'est borné à construire la distribution des longueurs de traces observées dans l'émulsion; la limite supérieure doit donc correspondre à l'énergie des protons émis, après une faible correction due à

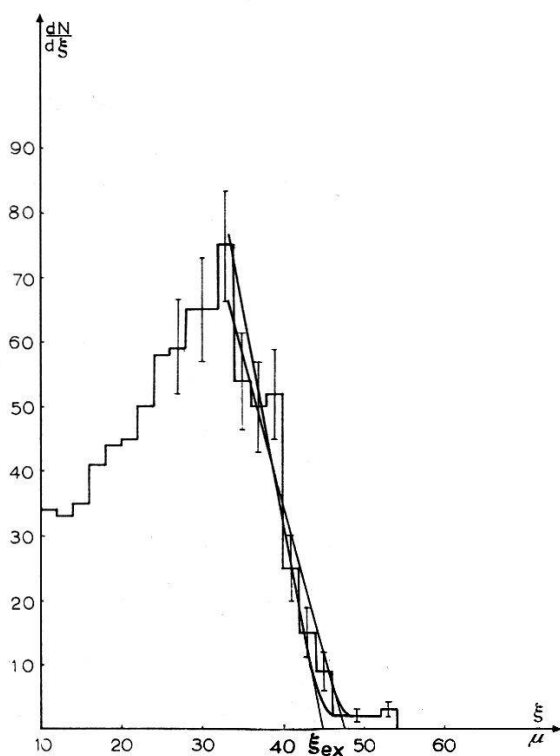


Fig. 1

Distributions des parcours de protons de la réaction  $K^{40}(n_{th}, p)A^{40}$  pénétrant dans l'émulsion (Ilford C<sub>2</sub>).

$N_t = 818$  traces ( $\vartheta \geq 20^\circ$ )

$44,8\mu \leq \xi_{ex} \leq 49,6\mu$ ;  $\xi_{ex} = (47,2 \pm 2,4)\mu$

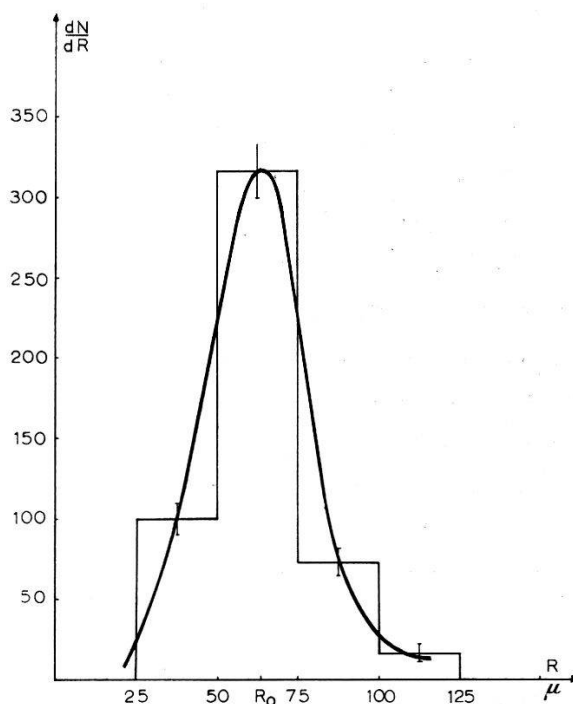


Fig. 2

Distribution des parcours  $R$  rapportés à KCl des protons de la réaction  $K^{40}(n_{th}, p)A^{40}$ .

$N_t = 508$  traces  $R_0 =$

$(63 \pm 12)\mu \rightarrow E_p = (2,10 \pm 0,22) \text{ MeV}$

la perte d'énergie dans les  $3 \mu$  de collodion sous  $20^\circ$  d'inclinaison. La figure représente un essai parmi plusieurs constructions avec des largeurs de classes différentes fournissant toutes des valeurs extrapolées voisines. La valeur moyenne obtenue pour l'énergie par ce procédé est la suivante:  $E_p = (2,25 \pm 0,07) \text{ MeV}$ .

Le second histogramme tient compte du parcours dans la couche-cible. La largeur de la distribution est augmentée artificiellement par la correction apportée: nous avons admis que toutes les traces prenaient naissance dans le plan situé à mi-épaisseur. Cette façon de faire doit laisser la valeur moyenne sensiblement inaltérée mais étale forcément la distribution de part et d'autre. De plus, le résultat dépend directement de l'épaisseur de la cible et du pouvoir de freinage adopté pour le KCl. En variant la largeur de classe on obtient des courbes dont le maximum varie légèrement de position. Toutes ces courbes sont raisonnablement symétriques et le nombre de protons observés entre le seuil de discrimination de 0,94 MeV et 1,2 MeV reste inférieur à 3% du maximum. La fig. 2 représente un essai parmi d'autres.

La position moyenne des maxima ainsi obtenus correspond à une énergie  $E_p = (2,09 \pm 0,24) \text{ MeV}$ .

La moyenne pondérée de ces deux résultats fournit la valeur  $E_p = (2,23 \pm 0,10) \text{ MeV}$  ce qui est en bon accord avec l'énergie attendue  $E_p = (2,18 \pm 0,01) \text{ MeV}$  et constitue une vérification de la nature de la réaction observée. Nous concluons que les protons détectés forment un seul groupe correspondant à la création du noyau final dans son niveau fondamental. Le premier niveau excité de  $A^{40}$  de caractéristiques  $(2^+)$  se trouve à 1,46 MeV ce qui fournirait des protons de 0,76 MeV situés au-dessous du seuil d'observation. Nous admettrons que ce groupe, de toutes façons très difficile à détecter, contribue de façon négligeable à la réaction. La discussion ci-dessous fournit des arguments en faveur de cette hypothèse.

### Discussion

Le modèle du noyau compound pour les réactions nucléaires, valable aux faibles énergies, prédit la relation simple:

$$\sigma(n, p)/\sigma(n, \gamma) = \Gamma_p/\Gamma_\gamma.$$

Le membre de gauche est fourni par l'expérience. Les tables BNL 325<sup>4)</sup> donnent pour  $K^{40}$  la valeur  $\sigma_{\text{abs}} = (70 \pm 20) \text{ b}$ . Tenant compte de notre résultat pour  $\sigma(n, p)$  on en déduit que  $\sigma(n, \gamma) \simeq 66 \text{ b}$  et  $\sigma(n, p)/\sigma(n, \gamma) \simeq 4/66$ .

La largeur partielle  $\Gamma_p$  peut s'écrire sous la forme

$$\Gamma_p = \frac{D^*}{2\pi} T_i.$$

On voit que le calcul de la transparence de barrière  $T_l$  et une valeur raisonnable de  $\Gamma_\gamma$  permettent une estimation de la distance moyenne entre niveaux de même spin et parité,  $D^*$ , pour le noyau composé  $K^{41}$  au voisinage de l'énergie d'excitation  $E^* = 9,90$  MeV (valeur déduite des masses).

Dans notre cas où  $E_p \lesssim B$  (= hauteur de barrière de COULOMB), l'approximation W. K. B. permet un calcul suffisamment précis de  $T_l$  qui prend alors la forme

$$T_l \simeq P_l G_l \simeq 4 \sqrt{\frac{B_l(R) - E_p}{V_0}} \cdot G_l.$$

Le premier facteur  $P_l$  dépend faiblement du rayon nucléaire  $R$  par la hauteur totale de barrière (de COULOMB et centrifuge)  $B_l(R)$ . Pour le potentiel  $V_0$  du proton à l'intérieur du noyau on prendra la valeur moyenne  $V_0^{(n)} - 5/4 B$  où  $V_0^{(n)}$ , la profondeur du puits pour les neutrons, est de l'ordre de 40 MeV pour l'énergie considérée  $E_p$  (=  $Q$  dans le système du centre de masse) voisine de 2 MeV.

Le facteur de GAMOW  $G_l$  pour le proton de moment cinétique  $l$  est assez sensible au choix du rayon  $R$ . Nous ferons le calcul pour deux valeurs raisonnables dans le domaine des estimations admises actuellement:  $R = (0,7 + A^{1/3}) \cdot 1,2 \cdot 10^{-13}$  cm<sup>1</sup>) et  $R = 1,30 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$  cm<sup>5</sup>)<sup>6</sup>).

La conservation du moment angulaire total limite les valeurs possibles de  $l$ . Le spin de  $K^{40}$  vaut 4 et celui de  $A^{40}$  dans son état fondamental très certainement 0; le spin du niveau du noyau composé intervenant dans la réaction sera  $J = 7/2$  ou  $J = 9/2$  et les valeurs correspondantes de  $l$  sont  $l = 3$  et 4 et  $l = 4$  et 5 respectivement. Pour le niveau excité ( $2^+$ ) de  $A^{40}$  les valeurs les plus faibles parmi les  $l$  possibles et qui pourraient conduire à un effet compétitif sont 1 et 2 resp. 2 et 3.

D'autre part si, comme on peut l'admettre, un seul niveau du compound est responsable de la capture du neutron, l'état final aura une parité bien définie, liée à celle du noyau initial et du noyau compound par les relations:

$\Pi_{K^{40}} = \Pi_C = (-1)^l \Pi_{A^{40}} = (-1)^l$  puisque  ${}_{18}A^{40}$ , noyau pair-pair, possède un niveau fondamental  $0^+$ . Le cas du niveau excité ( $2^+$ ) est soumis à la même condition.

Les résultats du calcul (pour le niveau fondamental de  $A^{40}$ ) sont donnés dans le tableau suivant, fig. 3. Nous avons admis pour la largeur de radiation la valeur  $\Gamma_\gamma = 0,2$  eV qui paraît raisonnable pour le domaine de masses considéré. (On sait d'ailleurs que  $\Gamma_\gamma$  conserve des valeurs très voisines pour tous les noyaux.)

$A = 40 \quad Z = 18$ $\Gamma_\gamma = 0,2 \text{ eV}$		$l = 3$	$l = 4$	$l = 5$
$R = (0,7 + A^{1/3}) \cdot 1,2 \cdot 10^{-13}$	P	2,48	3,08	3,76
	G	$1,18 \cdot 10^{-4}$	$4,40 \cdot 10^{-6}$	$1,12 \cdot 10^{-7}$
	D*	260 eV	5650 eV	$1,8 \cdot 10^5 \text{ eV}$
$R = 1,30 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$	P	2,82	3,50	4,17
	G	$9,35 \cdot 10^{-5}$	$1,80 \cdot 10^{-6}$	$3,10 \cdot 10^{-8}$
	D*	290 eV	12300 eV	$5,9 \cdot 10^5 \text{ eV}$

Fig. 3

Une estimation grossière de l'espacement entre niveaux,  $D$ , est fournie par la formule statistique de BLATT et WEISSKOPF<sup>7)</sup>

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

avec pour  $A \sim 40$  les valeurs  $C \simeq 0,4 \text{ (MeV)}^{-1}$  et  $a \simeq 1 \text{ (MeV)}^{-1}$ . Ceci donne dans notre cas où  $E^* = 9,90 \text{ MeV}$  le résultat :

$$D \simeq 5000 \text{ eV}$$

NEWTON<sup>8)</sup> a proposé une formule d'interpolation basée sur une adaptation plus complète aux données expérimentales et qui peut s'écrire sous la forme :

$$D = A^2 (2U + 9,6 \sqrt{U/A})^2 \exp(8,30 - 0,62 \sqrt{AU})$$

où  $D$  est en eV et  $U = (E^* - \delta)$  en MeV ;  $\delta \simeq 11/\sqrt{A} \text{ MeV}$  représente l'énergie de paire qui se soustrait de  $E^*$  pour un noyau impair-pair comme  $K^{41}$ . Dans cette formule nous avons supprimé un facteur de spin  $(2J+1)^{-1}$  dont l'utilisation est contestable<sup>8)</sup>. On trouve ainsi :

$$D \simeq 35000 \text{ eV}$$

Considérant maintenant la condition de parité, on sait que celle de  $K^{40}$  à l'état fondamental est admise comme impaire sur la base de la transition  $\beta^-$  menant au niveau  $0^+$  de  $Ca^{40}$  ( $\Delta I = 4$ , yes). La prédiction  $\Pi_{K^{40}} = -1$  est aussi conforme au modèle en couches qui prévoit pour  ${}_{19}K_{21}^{40}$  la configuration  $(d_{3/2})^{-1} (f_{7/2})^1$ .



Dans ces conditions  $l = 4$  serait exclus.

L'examen du tableau fig. 3 rend très peu probable la valeur  $l = 3$  pour laquelle  $D^*$  (qui devrait être  $\lesssim D$ ) est nettement trop faible et ceci pour les deux choix du rayon  $R$ .

Le résultat  $D^* = 1,8 \cdot 10^5$  eV pour  $l = 5$  (correspondant à  $J = 9/2$ ) apparaît mieux compatible avec un espacement moyen de l'ordre de 5000 à 35000 eV, bien que le rapport  $(D^*/D) \sim 5$  à 36 semble considérable.

Si l'on considère maintenant le cas du niveau excité ( $2^+$ ) de  $A^{40}$ , on devra tenir compte des valeurs  $l = 1$  pour l'état  $J = 7/2$  du compound et  $l = 3$  pour l'état  $J = 9/2$ . Le calcul de la transparence de barrière montre qu'une contribution comparable à celle du niveau fondamental n'intervient que pour  $l = 1$ . Si l'on exclut cette possibilité correspondant à  $J = 7/2$ , sur la base des considérations précédentes, la participation à la réaction ne se ferait que par  $l = 3$ . Dans ce cas le calcul montre que les protons de 0,76 MeV ne représentent que quelques % du groupe principal.

Nos conclusions provisoires seront donc que la réaction  $K^{40}(n_{th}, p)A^{40}$  se fait par l'intermédiaire d'un niveau du noyau composé  $K^{41}$  de spin  $J = 9/2$  et de parité *impaire*.

Cette recherche a bénéficié de l'appui financier de la Commission Suisse de l'Energie Atomique. Nous tenons à remercier Mmes BOUTELLIER et GROS de leur travail consciencieux d'exploration de plaques.

### Bibliographie

- 1) H. A. BETHE et P. MORRISON, Elementary Nuclear Theory (Wiley 1956).
- 2) A. MCNAIR, R. N. GLOVER et H. W. WILSON, Phil. Mag. 1, 199 (1956).
- 3) H. BERTHET et J. ROSSEL, Helv. Phys. Acta 28, 265 (1955).
- 4) D. G. HUGHES et J. A. HARVEY, Neutron Cross Section BNL 325 (1955).
- 5) K. K. SETH, Rev. Mod. Phys. 30, 442 (1958).
- 6) S. FERNBACH, Rev. Mod. Phys. 30, 414 (1958).
- 7) J. M. BLATT et V. F. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics (Wiley 1952), p. 371.
- 8) T. D. NEWTON, Canad. J. Phys. 34, 804 (1956).