



HAL
open science

Excitation des résonances géantes dans ^{16}O et ^{11}B par la réaction (d, γ)

M. Suffert, G. Costa, D. Magnac-Valette

► **To cite this version:**

M. Suffert, G. Costa, D. Magnac-Valette. Excitation des résonances géantes dans ^{16}O et ^{11}B par la réaction (d, γ) . Journal de Physique, 1963, 24 (11), pp.1029-1033. 10.1051/jphys:0196300240110102901 . jpa-00205579

HAL Id: jpa-00205579

<https://hal.science/jpa-00205579>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

EXCITATION DES RÉSONANCES GÉANTES DANS ^{16}O ET ^{11}B PAR LA RÉACTION (d, γ)

Par M. SUFFERT, G. COSTA et M^me D. MAGNAC-VALETTE,
Département de Physique Corpusculaire, C. R. N., Strasbourg.

Résumé. — On a étudié plus en détail les réactions $^9\text{Be}(d, \gamma_0)^{11}\text{B}$ et $^{14}\text{N}(d, \gamma_0)^{16}\text{O}$ en observant des photons de désexcitation d'environ 20 MeV. On donne les courbes d'excitation

$$(0,5 < E_d < 5,5 \text{ MeV})$$

et les distributions angulaires.

Abstract. — The reactions $^9\text{Be}(d, \gamma_0)^{11}\text{B}$ and $^{14}\text{N}(d, \gamma_0)^{16}\text{O}$ were investigated in more detail using direct observation of the ground-state gamma transitions of about 20 MeV energy. After a short description of the experimental arrangement the results of the measurements are given in the form of excitation curves and angular distributions.

Introduction. — Ces dernières années la réaction photonucléaire du type (γ, d) a fait l'objet des différentes études théoriques [1], [2], [3], [4] et expérimentales [5], [6], [7]. Mais ces dernières se heurtent à des difficultés provenant principalement de la valeur très faible du rapport $\sigma(\gamma, d)/\sigma(\gamma, p)$ qui est de l'ordre de 0,01.

D'autre part peu d'études expérimentales portant sur la réaction inverse (d, γ) et ayant donné des résultats positifs ont été publiées [8], [9], [10]. Dans ce cas on rencontre également des difficultés de mesure liées principalement à la faible section efficace (de l'ordre du μb) et à la présence du bruit

de fond provenant des réactions de compétition du type (d, n) (d, p) etc... Aussi les différents auteurs (sauf réf. [8]) ont-ils utilisé pour l'étude des réactions de capture radiative de deutons des méthodes indirectes qui ne permettent pas la mesure du spectre gamma.

Il nous a paru intéressant de poursuivre plus en détail l'étude expérimentale des réactions (d, γ) sur les noyaux légers en utilisant une méthode d'observation directe des photons émis [11], [12]. Cette méthode a été réalisée à l'aide du faisceau de particules de l'accélérateur Van de Graaff de 5,5 MeV du C. R. N. de Strasbourg. En effet avec

des noyaux légers les bilans des réactions (d, γ) sont en général assez forts pour permettre d'atteindre avec des énergies incidentes inférieures à 6 MeV une énergie d'excitation se situant dans la région des réactions photonucléaires.

Nous avons étudié les réactions ${}^9\text{Be}(d, \gamma_0){}^{11}\text{B}$, ${}^{11}\text{B}(d, \gamma_0){}^{12}\text{C}$ et ${}^{14}\text{N}(d, \gamma_0){}^{16}\text{O}$. Pour cette dernière réaction les règles de sélection de spin isobarique interdisent en principe l'émission dipolaire.

Dispositif expérimental. — Le but des expériences était la mesure des sections efficaces des réactions du type (d, γ_0), γ_0 étant la transition γ vers le niveau fondamental du noyau final. Une

telle mesure suppose la détection directe des photons émis.

D'autre part, avec des deutons incidents, les noyaux légers donnent un bruit de fond intense de neutrons et de rayonnements gamma peu énergiques provenant des réactions de compétition. L'effet d'empilements des impulsions qui en résulte limite le taux de comptage maximum admissible et le bruit de fond dû au rayonnement cosmique peut alors devenir gênant.

Le dispositif schématisé dans la figure 1 répond à ces conditions expérimentales. Le détecteur gamma est un cristal de NaI(Tl) de 4" \times 4" (Harshaw Matched Window). Le scintillateur

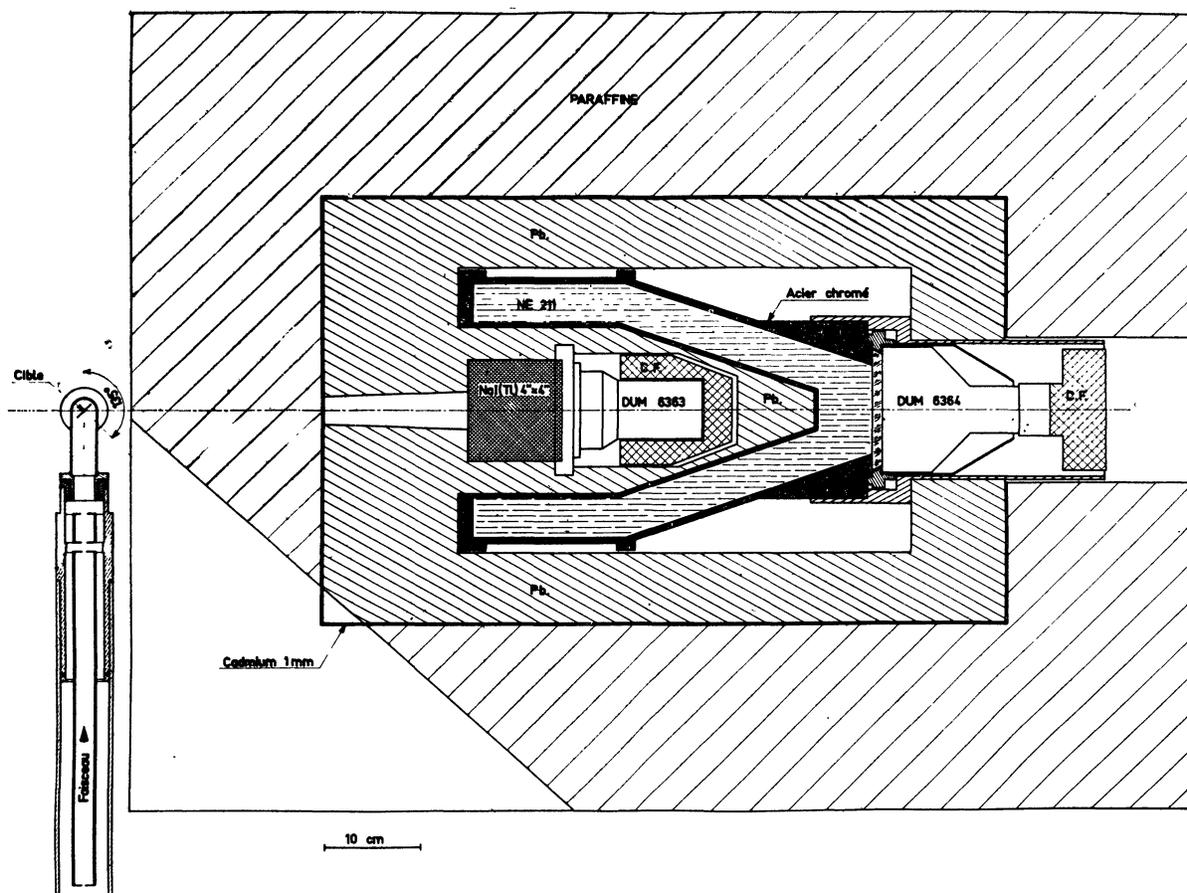


FIG. 1. — Schéma du dispositif expérimental.

liquide qui l'entoure est en anticoincidence avec le cristal et permet de réduire le bruit de fond cosmique dans un rapport de 50 à 1. L'ensemble est entouré d'un blindage de plomb et de paraffine-cadmium et repose sur la plateforme d'une table tournante permettant la mesure des distributions angulaires entre 0° et 135° .

La figure 2 donne la courbe de réponse de l'ensemble à un rayonnement gamma de 15,1 MeV d'énergie. La résolution en énergie est maintenant

de l'ordre de 11 %. Le compteur a été calibré entre 12 MeV et 24 MeV à l'aide des réactions $\text{T}(p, \gamma){}^4\text{He}$, ${}^{11}\text{B}(p, \gamma){}^{12}\text{C}$ et ${}^{11}\text{B}(d, n\gamma){}^{12}\text{C}$.

Résultats expérimentaux. — Nous donnerons principalement les résultats expérimentaux obtenus, l'interprétation théorique étant en cours.

RÉACTION ${}^9\text{Be}(d, \gamma_0){}^{11}\text{B}$ ($Q = 15,82$ MeV).

Nous avons réalisé les cibles de béryllium par

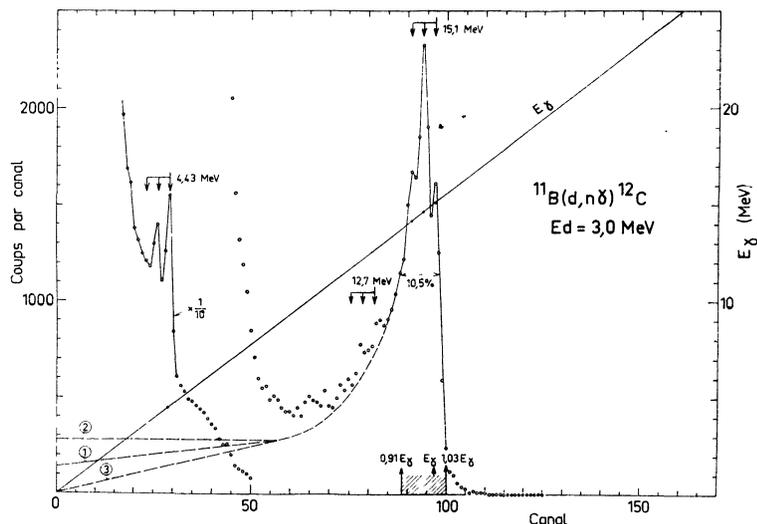


FIG. 2. — Réponse du compteur à des photons de 15,1 MeV provenant de la réaction $^{11}\text{B}(d, n\gamma)^{12}\text{C}$. Les points \circ sont les points expérimentaux. Les courbes en trait interrompu (1), (2) et (3) sont différentes extrapolations possibles vers l'énergie zéro. La courbe utilisée pour l'analyse des résultats est la courbe (1) ; la partie hachurée est la tranche du spectre dans laquelle on somme les coups pour le calcul de la section efficace.

évaporation sous vide et déterminé leur épaisseur par la mesure de la courbe d'excitation de la réaction $^9\text{Be}(p, \alpha\gamma)^6\text{Li}$.

Dans le cas de la cible de béryllium les bilans des réactions de compétition sont faibles par rapport au bilan de la réaction étudiée. L'effet d'empilements des impulsions est alors peu important, ce qui a permis d'observer dans les spectres obtenus, non seulement la transition γ_0 vers le niveau fondamental de ^{11}B mais aussi des transitions vers les

niveaux excités (fig. 3). Nous n'avons analysé que le pic correspondant à la transition γ_0 .

La figure 4 donne la courbe d'excitation obtenue. L'erreur indiquée pour la section efficace ne comprend pas une erreur possible sur le calibrage absolu de l'ensemble. La courbe d'excitation ne fait apparaître aucune structure fine significative.

La capture radiative de deutons par le béryllium a été également étudiée par Knitter et Wäfler [10]. Ces auteurs obtiennent une résonance d'une largeur de 0,2 MeV environ à une énergie d'excitation de 16,9 MeV, en contradiction avec nos résultats. Mais le fait que leur courbe experi-

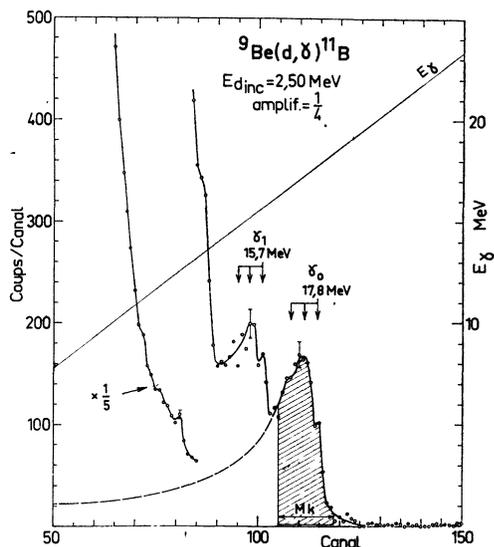


FIG. 3. — Exemple de spectre obtenu à 90° pour la réaction $^9\text{Be}(d, \gamma)^{11}\text{B}$. La courbe en trait interrompu correspond à la courbe de réponse du détecteur pour des photons de 17,8 MeV. La partie hachurée (M_k) correspond à la partie du spectre prise en considération pour le calcul de la section efficace.

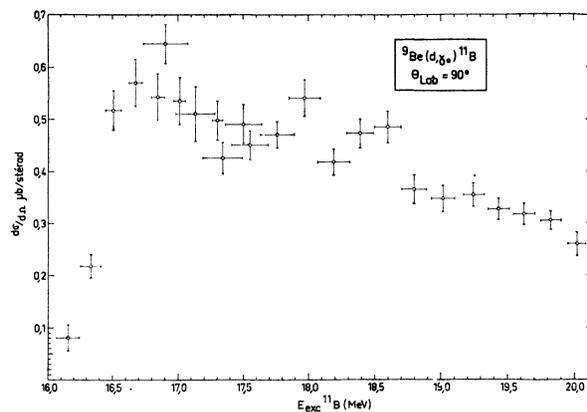


FIG. 4. — Section efficace différentielle à 90° de la réaction $^9\text{Be}(d, \gamma_0)^{11}\text{B}$, en fonction de l'énergie d'excitation dans le ^{11}B au centre de la cible. Les barres horizontales indiquent la dispersion d'énergie due à l'épaisseur de la cible. L'erreur indiquée pour la section efficace ne comprend pas une erreur possible sur le calibrage absolu de l'ensemble.

mentale s'arrête à 17,4 MeV rend son interprétation incertaine. Par contre l'ordre de grandeur de leur valeur de la section efficace totale, ($6,5 \pm 2,0 \mu\text{b}$) est en accord avec nos résultats.

La réaction inverse $^{11}\text{B}(\gamma, \text{d})^9\text{Be}$ n'a pas été étudiée expérimentalement dans notre domaine d'énergie.

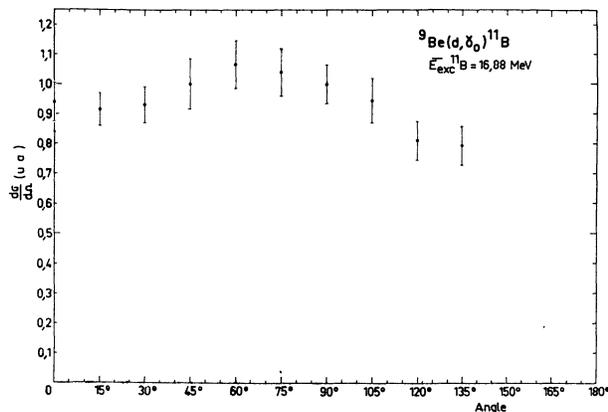


FIG. 5. — Distribution angulaire de la réaction $^9\text{Be}(d, \gamma)^{11}\text{B}$ à $\overline{E}_{\text{exc}} = 16,88 \text{ MeV}$ ($E_{d \text{ inc}} = 1,43 \text{ MeV}$).

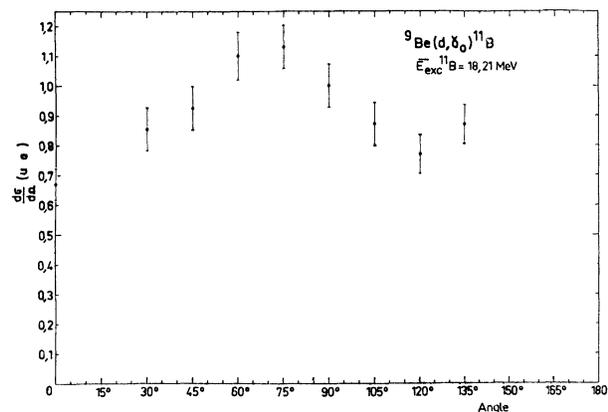


FIG. 6. — Distribution angulaire de la réaction $^9\text{Be}(d, \gamma)^{11}\text{B}$ à $\overline{E}_{\text{exc}} = 18,21 \text{ MeV}$ ($E_{d \text{ inc}} = 3,00 \text{ MeV}$).

Les figures 5 et 6 donnent les distributions angulaires mesurées à

$$E_d = 1,43 \text{ MeV} (\overline{E}_{\text{exc}} = 16,88 \text{ MeV})$$

et

$$E_d = 3,00 \text{ MeV} (\overline{E}_{\text{exc}} = 18,21 \text{ MeV}).$$

Les distributions angulaires sont asymétriques et leurs maximums se situent vers 70°.

RÉACTION $^{11}\text{B}(d, \gamma)^{12}\text{C}$ ($Q = 18,68 \text{ MeV}$).

La cible était une cible isotopique (fournie par AERE Harwell). Dans ce cas l'apparition à $E_d = 1,633 \text{ MeV}$ d'un rayonnement gamma de 15,1 MeV provenant de la réaction $^{11}\text{B}(d, n\gamma)^{12}\text{C}$ gêne l'observation de la transition γ_0 cherchée. Le

Le tableau suivant donne les résultats des deux mesures effectuées :

$$E_d = 1,50 \text{ MeV} \quad \overline{E}_{\text{exc}} = 19,9 \text{ MeV}$$

$$d\sigma/d\Omega = (0,50 \pm 0,03) \mu\text{b/sterad}$$

$$E_d = 2,75 \text{ MeV} \quad \overline{E}_{\text{exc}} = 21,0 \text{ MeV}$$

$$d\sigma/d\Omega = (0,47 \pm 0,06) \mu\text{b/sterad}.$$

Les valeurs obtenues dans ce cas pour la section efficace sont donc comparables à celles de la réaction $^9\text{Be}(d, \gamma)^{11}\text{B}$.

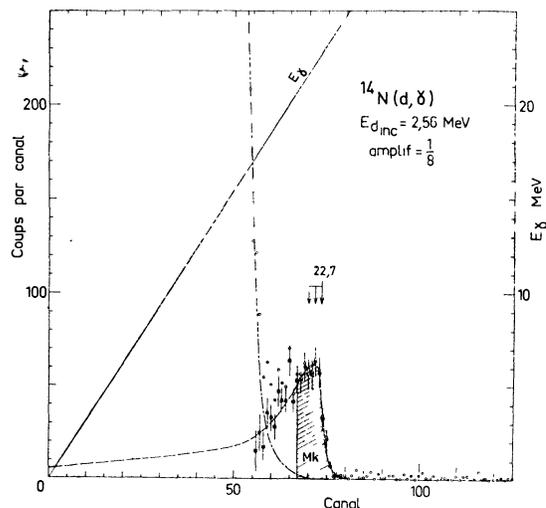


FIG. 7. — Exemple de spectre obtenu à 90° pour la réaction $^{14}\text{N}(d, \gamma)^{16}\text{O}$. Les points \odot sont les points expérimentaux. La courbe — — — — — est le spectre produit par l'effet d'empilement des impulsions. Après soustraction de ce spectre et du bruit de fond dû au rayonnement cosmique on obtient les points carrés. La courbe — — — — — correspond à la courbe de réponse du détecteur pour des photons de 22,7 MeV. La partie hachurée (M_K) correspond à la partie du spectre prise en considération pour le calcul de la section efficace.

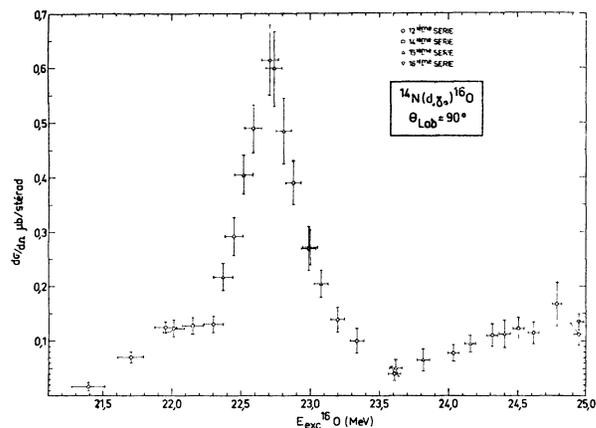


FIG. 8. — Section efficace différentielle à 90° de la réaction $^{14}\text{N}(d, \gamma)^{16}\text{O}$ en fonction de l'énergie d'excitation dans ^{16}O au centre de la cible gazeuse. Les barres horizontales indiquent la dispersion d'énergie due à l'épaisseur de la cible. L'erreur indiquée pour la section efficace ne comprend pas une erreur possible sur le calibrage absolu de l'ensemble.

RÉACTION $^{14}\text{N}(d, \gamma_0)^{16}\text{O}$ ($Q = 20,73$ MeV).

La cible était une cible gazeuse d'azote naturel épuré. Dans ce cas les réactions de compétition produisent des rayonnements gamma assez énergiques (jusqu'à 10 MeV environ) et il faut soustraire des spectres obtenus le bruit de fond dû à l'effet d'empilements des impulsions (fig. 7).

La figure 8 donne la courbe d'excitation obtenue. Rappelons que dans ce cas l'émission dipolaire est en principe interdite par les règles de sélection du spin isobarique. Aucune étude expérimentale des réactions $^{14}\text{N}(d, \gamma)^{16}\text{O}$ ou $^{16}\text{O}(\gamma, d)^{14}\text{N}$ n'a été publiée à ce jour. La résonance à $E_{\text{exc}} = 22,7$ MeV que nous obtenons ne correspond en énergie à aucun des pics constatés en $^{16}\text{O}(\gamma, p)$ ou $^{16}\text{O}(\gamma, n)$. La figure 9 donne la distribution angulaire de $^{14}\text{N}(d, \gamma_0)^{16}\text{O}$ pour cette énergie.

L'interprétation théorique de ces résultats expérimentaux est en cours [13]. D'après, les premiers résultats il apparaît que, dans le cas de la réaction $^9\text{Be}(d, \gamma_0)^{11}\text{B}$, un calcul basé sur un processus d'interaction directe et utilisant des ondes distordues permet d'expliquer la valeur de la section efficace et la forme de la courbe d'excitation. Par contre un tel calcul donne une distribution angulaire en $1 + \cos^2 \theta$ en contradiction avec nos résultats expérimentaux.

En ce qui concerne la réaction $^{14}\text{N}(d, \gamma_0)^{16}\text{O}$ les mêmes hypothèses donnent pour la section efficace

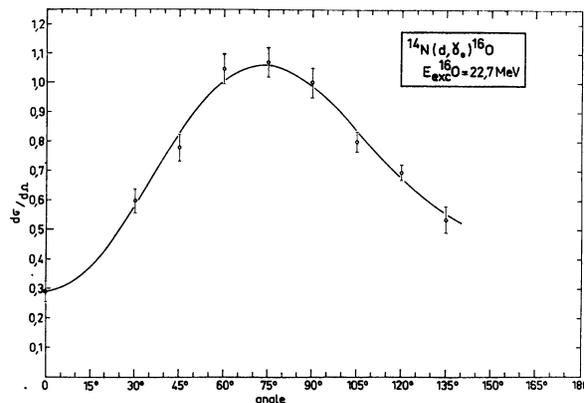


FIG. 9. — Distribution angulaire de la réaction $^{14}\text{N}(d, \gamma_0)^{16}\text{O}$ à $E_{\text{exc}} = 22,7$ MeV ($E_{\text{dinc}} = 2,56$ MeV). La courbe en trait plein représente la courbe ajustée d'après la méthode des moindres carrés. Elle est de la forme :

$$W(\theta) = 1 + (0,18 \pm 0,07) P_1 - (0,52 \pm 0,09) P_2 - (0,27 \pm 0,09) P_3 - (0,01 \pm 0,07) P_4.$$

par transition quadrupolaire une valeur nettement trop faible. Par contre une impureté de spin isobarique introduite par la polarisation du deuton par le champ coulombien peut expliquer la valeur expérimentale de la section efficace et il semble que dans ce cas l'accord soit meilleur en ce qui concerne la distribution angulaire.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] SAWICKI (J.) et CZYS (W.), *Nucl. Physics*, 1957, **4**, 248.
- [2] SHKLYAREVSKII (G. M.), *J. E. T. P.*, U. R. S. S., 1960, **39**, 1031.
- [3] KWIECINSKI (J.), *PAN — J. F. J.*, Crakov, 1961, **141**.
- [4] MADSEN (V. A.) et HENLEY (E. M.), *Nucl. Physics*, 1962, **33**, 1.
- [5] CHIZOV (V. P.) et coll., *Nucl. Physics*, 1962, **34**, 562.
- [6] FORKMAN (B.), *Nucl. Physics*, 1961, **23**, 269.
- [7] Ho (G. P.) et ILOFF (F. L.), *Nucl. Physics*, 1961, **27**, 234.
- [8] BLAIR (J. M.), HINTZ (N. M.) et VAN PATER (D. M.), *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 1023.
- [9] CARVER (J. H.) et JONES (G. A.), *Nucl. Physics*, 1959, **11**, 400 et *Nucl. Physics*, 1961, **24**, 607.
- [10] KNITTER (M. H.) et WÄFFLER, *Ruth. Jub. Conf.*, Manchester, 1961.
- [11] SUFFERT (M.), MAGNAC-VALETTE (D.) et Yoccoz (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **251**, 2335.
- [12] SUFFERT (M.), MAGNAC-VALETTE (D.) et Yoccoz (J.), *J. Physique Rad.*, 1961, **22**, 565.
- [13] Yoccoz (J.) et JANG (S.), Communication privée.