



**HAL**  
open science

## Diffusion élastique de neutrons de 6,4 MeV par $^{31}\text{P}$ , $^{59}\text{Co}$ , $^{75}\text{As}$ , $^{127}\text{I}$ et $^{209}\text{Bi}$

B. Ramstein, C. Jeanperrin, L.H. Rosier

► **To cite this version:**

B. Ramstein, C. Jeanperrin, L.H. Rosier. Diffusion élastique de neutrons de 6,4 MeV par  $^{31}\text{P}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{127}\text{I}$  et  $^{209}\text{Bi}$ . Journal de Physique, 1976, 37 (6), pp.651-657. 10.1051/jphys:01976003706065100 . jpa-00208459

**HAL Id: jpa-00208459**

**<https://hal.science/jpa-00208459v1>**

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.

---

---

# LE JOURNAL DE PHYSIQUE

---

---

Classification  
*Physics Abstracts*  
4.307 — 4.360

## DIFFUSION ÉLASTIQUE DE NEUTRONS DE 6,4 MeV PAR $^{31}\text{P}$ , $^{59}\text{Co}$ , $^{75}\text{As}$ , $^{127}\text{I}$ ET $^{209}\text{Bi}$

B. RAMSTEIN, C. JEANPERRIN et L. H. ROSIER

Institut de Physique, B.P. 1044, 44037 Nantes Cedex, France

et

Institut de Physique Nucléaire, B.P. 1, 91406 Orsay, France

(Reçu le 7 novembre 1975, accepté le 16 février 1976)

**Résumé.** — Nous avons étudié la diffusion élastique de neutrons de 6,4 MeV par  $^{31}\text{P}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{127}\text{I}$  et  $^{209}\text{Bi}$ . Les sections efficaces différentielles ont été mesurées entre  $5^\circ$  et  $130^\circ$  et nous en avons déduit les sections efficaces totales élastiques. Nous avons analysé les résultats expérimentaux à l'aide du modèle optique dont nous avons déterminé les paramètres pour chaque distribution. Puis nous avons tenté d'interpréter les désaccords observés dans les cas de  $^{59}\text{Co}$  et  $^{75}\text{As}$ , respectivement par des interactions résiduelles électromagnétiques et par le couplage des voies de diffusion.

**Abstract.** — Elastic scattering of 6.4 MeV neutrons has been studied with  $^{31}\text{P}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{127}\text{I}$  and  $^{209}\text{Bi}$  as scatterers. Differential cross-sections have been measured between  $5^\circ$  and  $130^\circ$  and total scattering cross-sections have been deduced. The results were analysed in terms of the optical model, the parameters of which were derived for each distribution. Some disagreements were observed with  $^{59}\text{Co}$  and  $^{75}\text{As}$ . Their interpretation was attempted using residual electromagnetic effects for the former and channel coupling for the latter.

**1. Introduction.** — La diffusion élastique de neutrons est connue pour être un précieux instrument d'étude macroscopique de l'interaction forte entre nucléon et matière nucléaire. Ceci est lié au peu d'importance des effets électromagnétiques dans l'interaction avec des neutrons.

Une comparaison entre les sections efficaces différentielles expérimentales de diffusion et les prévisions théoriques sera d'autant plus précise que l'étendue angulaire sur laquelle on recueille les informations sera plus grande. Dans la plupart des cas, les mesures existantes [1] ou bien n'intéressent que la zone s'étendant au-dessus de  $\sim 25^\circ$  ou bien sont limitées aux angles inférieurs à  $\sim 40^\circ$ , zone où les sections efficaces présentent la plus grande amplitude. Dans ce dernier cas, les analyses utilisent des paramètres déduits d'expériences du premier type. Il nous a paru intéressant d'analyser des données obtenues directement entre  $5^\circ$  et  $130^\circ$ .

Ce genre d'étude comporte deux difficultés expérimentales importantes. D'une part, le système complexe de protection du détecteur de neutrons contre le bruit de fond et les neutrons provenant directement de la source doit être particulièrement efficace et avoir une géométrie très soignée. D'autre part, il faut corriger

les données expérimentales pour compenser les effets liés au volume nécessairement important du diffuseur (diffusion multiple, atténuation du flux dans l'échantillon, non symétrie du diffuseur, dispersion angulaire).

Nous avons mesuré les sections efficaces différentielles de diffusion élastique de neutrons de 6,4 MeV par  $^{31}\text{P}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{127}\text{I}$  et  $^{209}\text{Bi}$ , ce qui nous a permis de comparer les prévisions du modèle optique à des résultats expérimentaux dans une large gamme de masse atomique. Dans les cas où ils sont manifestes, nous avons tenté d'interpréter les désaccords.

**2. Dispositif expérimental.** — L'analyse en énergie des neutrons est faite par mesure de leur temps de vol.

Le montage expérimental ayant été présenté par ailleurs [2], nous nous limiterons à une description schématique.

La source primaire de neutrons est la réaction  $\text{D}(d, n)^3\text{He}$  induite par des deutons de 4 MeV, issus en faisceau pulsé (paquets de 4 ns de large toutes les 200 ns; courant de  $\sim 1 \mu\text{A}$ ) de l'accélérateur Van de Graaff de 4 MV de l'IPN d'Orsay. La cible est une cellule sphérique de  $\varnothing 2,5$  cm, en feuille d'or de 2/10 mm, contenant du deutérium sous une pression de  $\sim 1 \text{ kg/cm}^2$ . La fenêtre de la cellule, en nickel de

9,6 mg/cm<sup>2</sup>, fait perdre 820 keV aux deutons. Ceux-ci ont alors une énergie de 3,12 MeV ± 65 keV et les neutrons émis à 0°, une énergie de 6,40 MeV ± 65 keV. Les diffuseurs, monoisotopiques et de pureté chimique supérieure à 99 %, occupent un volume cylindrique de Ø 25 × h 40 mm dans des porte-échantillons en laiton mince. Pour les mesures à 15° ≤ θ<sub>lab</sub> ≤ 130°, le diffuseur est à 25 cm de la source ; pour θ<sub>lab</sub> ≤ 15° il est à 50 cm.

Le détecteur est un monocristal de transtilbène de 44,5 mm × 50 mm monté sur un photomultiplicateur 56 DVP. La figure 1 montre son système de protection contre le bruit de fond et les neutrons primaires, protection renforcée pour θ<sub>lab</sub> ≥ 75° par un blindage de source. Ce blindage a été, au préalable, étudié par simulation sur le calculateur Univac 1108 d'Orsay [3].

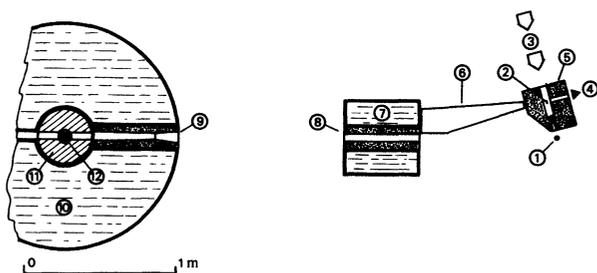


FIG. 1. — Géométrie de détection à 105° : 1) diffuseur ; 2) cellule à gaz ; 3) faisceau de deutons ; 4) direction du moniteur ; 5) blindage de source (fer) ; 6) barre d'ombre (polyéthylène) ; 7) cuve à eau (plexiglas) ; 8) 9) canaliseur (fer) ; 10) cuve à eau sphérique (plexiglas) ; 11) blindage gamma (plomb) ; 12) scintillateur.

Un moniteur, également protégé contre le bruit de fond, est placé dans le plan de diffusion à 90° du faisceau et à 3 m de la cible. C'est un monocristal de transtilbène associé à un photomultiplicateur 56 AVP.

A chaque détecteur est associée une chaîne électronique comportant une voie d'analyse en temps et un système de reconnaissance de la nature des particules détectées (neutrons ou γ), par *discrimination de forme*.

**3. Résultats expérimentaux.** — Nous avons mesuré entre 5° et 130° les flux de neutrons diffusés par P, Co, As, I et Bi. Dans le cas de As et I, les premiers niveaux excités, jusqu'à 300 keV, sont trop proches des fondamentaux pour que les groupes de neutrons correspondants soient séparés par notre appareillage. A chaque angle, les contributions du porte-échantillon et du bruit de fond ont été mesurées et retranchées des raies de diffusion, figure 2.

Pour obtenir les sections efficaces différentielles de diffusion des corps étudiés, nous avons enregistré le flux obtenu par collision H(n, n) H à 35° ; nous avons utilisé du polyéthylène comme diffuseur hydrogéné. A 35°, les raies de diffusion sur le carbone et l'hydrogène sont largement séparées.

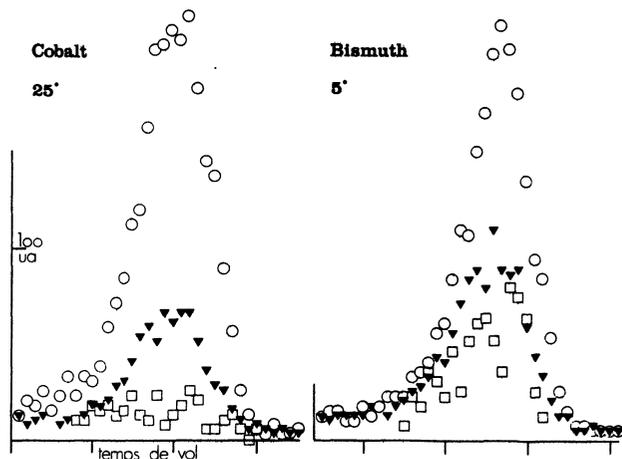


FIG. 2. — Raies expérimentales de diffusion. ○ diffuseur en place ; ▼ porte-échantillon vide ; □ sans diffuseur ni porte-échantillon. (Cette dernière raie n'étant qu'un simple test de contrôle n'a pas donné lieu à statistique poussée.)

Les sections efficaces différentielles de diffusion sont alors calculées suivant la relation :

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{C}{C_H} \frac{\kappa}{\kappa_H} \frac{\varepsilon_H}{\varepsilon} \frac{n_H}{n} \nu \mu \left[ \frac{d\sigma(35^\circ)}{d\Omega} \right]_H$$

où  $C$  est le comptage dans le pic de diffusion ramené à 1 coup moniteur et à une distance de 1 m,  $\kappa$  est la correction calculée par ANANKÉ (voir *infra*),  $\varepsilon$  est l'efficacité de détection à l'énergie des neutrons diffusés (voir *infra*),  $\nu$  est le coefficient de normalisation entre les deux positions du diffuseur à 15° (voir § 2),  $\mu$  tient compte de la présence du blindage de source (voir § 2),  $n$  est le nombre de noyaux du diffuseur, et où l'indice H correspond à la diffusion H(n, n) H.

Nous avons calculé  $[d\sigma(35^\circ)/d\Omega]_H$  à partir des sections efficaces totales H(n, n) données par Gammel [4], la diffusion H(n, n) étant isotrope dans le système du c.d.m. aux énergies considérées. Le rapport  $\varepsilon_H/\varepsilon$  est déduit de la courbe d'étalonnage, figure 3, établie à l'aide de la réaction D(d, n) <sup>3</sup>He [5] à 4 MeV avec une cible de deuterium occlus.

Nous avons corrigé les distributions angulaires pour tenir compte de l'atténuation du flux incident

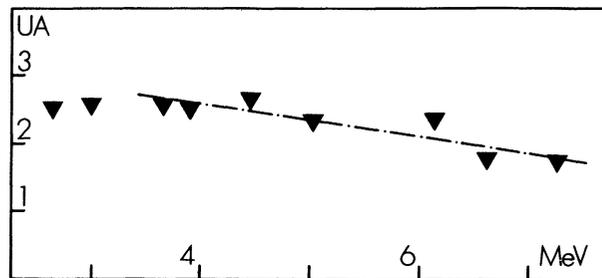


FIG. 3. — Etalonnage en efficacité relative du détecteur.

TABLEAU I

Valeurs, en mbarn par stéradian, des six premiers coefficients des développements en polynômes de Legendre des sections efficaces différentielles expérimentales.

	P	Co	As	I	Bi
$A_0$	90	165	189	138	275
$A_1$	195	382	306	320	700
$A_2$	231	481	491	394	853
$A_3$	202	475	545	480	1 052
$A_4$	151	400	475	551	1 031
$A_5$	75	200	408	498	903
$A_6$	12	71	110	410	636

dans l'échantillon, de la diffusion multiple et de la non-symétrie du diffuseur par rapport à l'axe du faisceau, avec le programme ANANKÉ [3] [6] qui permet d'effectuer par simulation toutes ces correc-

tions simultanément. La corrélation entre grandeurs simulées réduisant fortement les fluctuations statistiques de simulation, ces calculs n'altèrent pas la précision des résultats expérimentaux, ce qui ne serait pas le cas pour des corrections séparées. Par ailleurs, un calcul de pondération angulaire [3] montre que le terme correctif introduit par la dispersion géométrique du montage ( $\pm 1,5^\circ$  avec diffuseur à 25 cm ;  $\pm 1^\circ$  avec diffuseur à 50 cm) est négligeable.

La section efficace totale élastique est obtenue à partir du coefficient  $A_0$  du développement en polynômes de Legendre, tableau I, de la section efficace différentielle :

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \sum_l A_l P_l(\cos \theta)$$

par la relation :

$$\sigma_{el} = 4 \pi A_0 .$$

Les termes contribuant quadratiquement aux incertitudes sur les valeurs expérimentales des sections

TABLEAU II

Exemples de calculs d'incertitude

A) Sur les distributions angulaires expérimentales

a) Bismuth à  $5^\circ$

Incertitude sur l'intégrale de la raie de diffusion	4,5 %
sur l'angle solide de détection	2 %
sur la correction de ANANKÉ	négligeable (0,1 %)
Incertitude totale	~ 5 %

b) Bismuth à  $25^\circ$

Incertitude sur l'intégrale de la raie de diffusion	3 %
sur l'angle solide de détection	2 %
sur la correction de ANANKÉ	négligeable (0,1 %)
liée au changement de position du diffuseur	4,7 %
Incertitude totale	~ 6 %

B) Sur la section efficace totale élastique

Bismuth

Incertitude statistique sur $A_0$	4,4 %
Incertitude sur la normalisation à la diffusion (n, n)	4,5 %
dont : raie de diffusion (n, n)	3,2 %
correction ANANKÉ pour le polyéthylène	négligeable
rapport des efficacités de détection	3 %
nombre de noyaux diffuseurs	négligeable
$\sigma_T(n, n)$	1 %
Incertitude totale	~ 6,3 %

efficaces différentielles et totales élastiques sont détaillés tableau II dans le cas du bismuth. Dans le tableau III nous donnons les valeurs de  $\sigma_{el}$  pour les corps étudiés. Les distributions expérimentales sont reportées sur la figure 4.

4. Analyse des résultats expérimentaux avec le modèle optique. — 4.1 SECTIONS EFFICACES THÉORIQUES. — Les sections efficaces différentielles théoriques de diffusion élastique sont la somme de deux termes liés à des processus de diffusion incohérents.

TABLEAU III

Sections efficaces totales et totales élastiques  
expérimentales et calculées, en barns

	$\sigma_{T \text{ calc}}$	$\sigma_{T \text{ exp}} (*)$	$\sigma_{el \text{ calc}}$	$\sigma_{el \text{ exp}} (**)$
P	2,16	$2,33 \pm 0,03$	1,14	$1,13 \pm 0,07$
Co <sup>(1)</sup>	3,68	$3,66 \pm 0,05$	2,05	$2,07 \pm 0,12$
<sup>(2)</sup>	3,44		1,87	
As	3,79	$3,90 \pm 0,06$	2,23	$2,38 \pm 0,13$
I	4,10	$4,30 \pm 0,07$	1,73	$1,73 \pm 0,1$
Bi	5,96	$6,10 \pm 0,12$	3,48	$3,45 \pm 0,22$

(\*) Valeurs fournies par le centre ENEA de Saclay d'après Glasgow et Foster [22].

(\*\*) Nos valeurs expérimentales.

(1) Jeu de paramètres optiques ajustés pour  $\theta \geq 25^\circ$  et reporté tableau IV.

(2) Autre jeu obtenu en introduisant tous les points expérimentaux.

L'un, de diffusion directe, est obtenu par le modèle optique. L'autre tient compte de la formation d'un noyau composé.

Dans le calcul du premier terme, nous avons utilisé le potentiel optique :

$$-V_{\text{opt}}(r) = Uf(r) + iWg(r) + U_{s_0}(\hbar/m_\pi c)^2 (1/r) (df_s(r)/dr) L \cdot \sigma$$

où  $f(r)$  et  $f_s(r)$  sont des facteurs de forme de Saxon Woods et  $g(r)$  une forme dérivée de Saxon Woods soit :

$$f(r) = [1 + \exp \{ (r - R_u)/a_u \}]^{-1}$$

avec  $R_u = r_u A^{1/3}$ ,

$$g(r) = 4[1 + \exp \{ (r - R_w)/a_w \}]^{-2} \times \exp [ (r - R_w)/a_w ]$$

avec  $R_w = r_w A^{1/3}$ ,

$$f_s(r) = [1 + \exp \{ (r - R_{s_0})/a_{s_0} \}]^{-1}$$

avec  $R_{s_0} = r_{s_0} A^{1/3}$ ,

et  $m_\pi$  est la masse du pion.

Ce potentiel est conforme aux hypothèses suivant lesquelles :

i) étant donné la courte portée des forces nucléaires, sa partie réelle a une forme voisine de celle de la matière nucléaire,

ii) à l'énergie relativement basse où nos mesures ont été faites, l'absorption est surtout un phénomène de surface.

Nous avons vérifié que la contribution du noyau composé aux sections efficaces de diffusion est ici

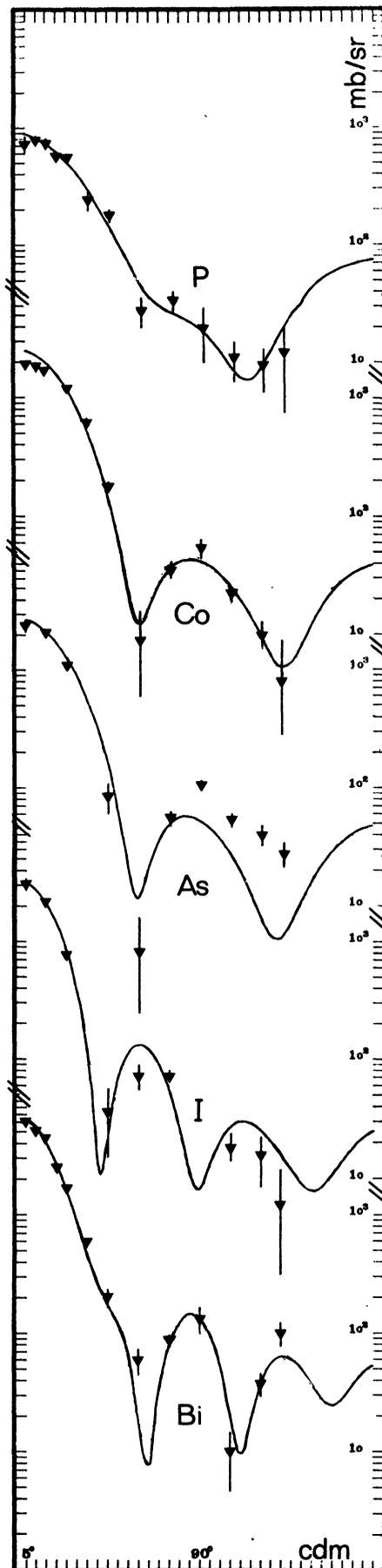


FIG. 4. — Distributions angulaires expérimentales et courbes en modèle optique. Quand elles n'apparaissent pas explicitement, les barres d'erreurs expérimentales sont inférieures aux dimensions des points représentatifs.

TABLEAU IV

Paramètres optiques déduits de nos résultats expérimentaux.  $U, W, U_{so}$  en MeV,  $r_u, r_w, r_{so}, a_{so}$  en fermis

Corps	$U$	$W$	$U_{so}$	$r_u$	$r_w$	$r_{so}$	$a_u$	$a_w$	$a_{so}$
P	49	5,8	8	1,205	1,17	1,205	0,67	0,48	0,67
Co	49,6	9,9	8	1,24	1,24	1,24	0,665	0,48	0,665
As	46,94	9	8	1,20	1,16	1,24	0,6	0,48	0,66
I	46,9	13	8	1,22	1,17	1,24	0,69	0,48	0,66
Bi	44,2	5,6	8	1,248	1,325	1,24	0,627	0,48	0,66

complètement négligeable. Les calculs ont été faits dans le formalisme de Hauser et Feshbach en prenant comme densité de niveaux celle utilisée par Towle et Owens [7] dans une zone d'énergie comparable à la nôtre.

Tous les calculs ont été faits avec le programme HELMAG <sup>(1)</sup>. La partie élastique de forme de la section efficace différentielle donnée par ce programme est en parfait accord avec les résultats des programmes ABACUS 2 et JIB 4.

4.2 COMPARAISON AVEC LES SECTIONS EFFICACES EXPÉRIMENTALES. — La recherche systématique des paramètres du potentiel optique s'effectue en minimisant la quantité :

$$\chi^2 = (1/N) \sum_{i=1}^N \{ \{ [d\sigma(\theta)_i]/d\Omega \}_{\text{exp}} - [d\sigma(\theta)_i]/d\Omega_{\text{calc}} \} / \delta [d\sigma(\theta)_i]/d\Omega_{\text{exp}} \}^2$$

où  $N$  est le nombre de points de la distribution angulaire expérimentale,

$[d\sigma(\theta)_i]/d\Omega_{\text{exp}}$  la section efficace différentielle mesurée au point  $i$ ,

$[d\sigma(\theta)_i]/d\Omega_{\text{calc}}$  la section efficace différentielle calculée au point  $i$ ,

$\delta [d\sigma(\theta)_i]/d\Omega_{\text{exp}}$  l'incertitude expérimentale au point  $i$ .

Nous obtenons ainsi les paramètres du tableau IV. La partie spin-orbite du potentiel n'a pas fait l'objet d'une optimisation poussée. En effet son influence se fait surtout sentir sur la polarisation des particules diffusées, ce qui sort du cadre de cette étude.

Comme le montre la figure 4, l'accord entre les courbes calculées et les distributions de points expérimentaux est très satisfaisant mis à part le cas de As pour  $\theta \geq 90^\circ$  et de Co pour  $\theta \leq 25^\circ$ .

La distribution expérimentale de As est réanalysée paragraphe 5 en voies couplées.

La courbe présentée dans le cas de Co a été obtenue en ajustant les paramètres avec les points  $\theta \geq 25^\circ$ , un ajustage sur l'ensemble ne permettant pas un accord satisfaisant entre les sections efficaces totale et totale élastique, expérimentales et calculées (voir Tableau III). Un désaccord entre les points expérimentaux aux petits angles et la courbe en modèle

optique est également visible sur les résultats présentés pour  $^{59}\text{Co}$  à 7,01 MeV par Corcalciuc *et Coll.* [8].

Pour tenter d'expliquer le désaccord observé ici aux petits angles, nous avons introduit dans le potentiel optique deux termes qui correspondent à la polarisation du neutron incident dans le champ électrique du noyau et à la diffusion Schwinger. L'effet global le plus grand, obtenu avec une valeur  $\alpha = 0,2 \text{ fm}^3$  pour la polarisabilité du neutron, est insuffisant.

4.3 DÉPENDANCES DES PARAMÈTRES DU POTENTIEL RÉEL. — La dépendance en isospin de la profondeur  $U$  du potentiel optique est bien représentée, figure 5, par la droite :

$$U = 51 - 29,5 \frac{N - Z}{A} \text{ MeV.}$$

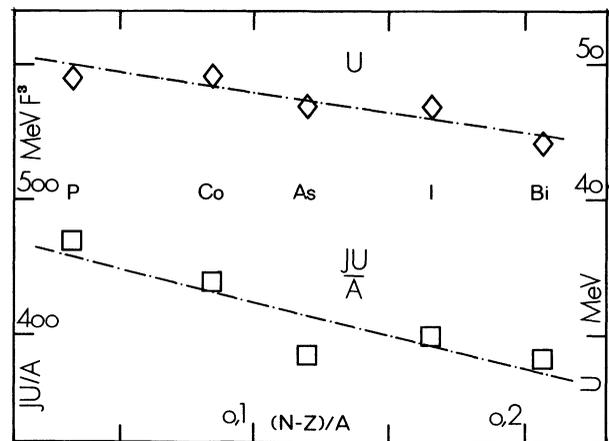


FIG. 5. — Dépendance en isospin de la profondeur et de l'intégrale en volume de la partie réelle du potentiel.

Le coefficient de  $(N-Z)/A$  trouvé ici est cohérent avec celui du terme d'isospin du potentiel neutron de Becchetti et Greenlees [9], soit 24 MeV. Les analyses de diffusion de protons donnent des coefficients du même ordre : 27 MeV pour Pérey [10],  $30 \pm 5$  MeV pour Satchler [11], 24 MeV pour Becchetti [9].

Le rayon  $R_u$  dépend linéairement de  $A^{1/3}$  :

$$R_u = 1,29 A^{1/3} - 0,34 \text{ fm.}$$

Mais, à cause des ambiguïtés entre les paramètres du potentiel optique, ambiguïtés continues  $Ur_u^n = \text{Cte}$  ou

(1) Duchemin, B., communication privée.

ambiguïtés discrètes sur  $U$  pour  $r_u$  fixé [12, 13], la linéarité de ces lois et les valeurs des coefficients dépendent de la façon dont on conduit la recherche des paramètres. Nous avons calculé les quantités  $JU/A$  et  $\langle R_u^2 \rangle^{1/2}$  définies par :

$$JU/A = (4 \pi U/A) \int_0^\infty f(r) r^2 dr,$$

$$\langle R_u^2 \rangle = \left( \int_0^\infty f(r) r^4 dr \right) / \left( \int_0^\infty f(r) r^2 dr \right)$$

où  $f(r)$  est le facteur de forme de la partie réelle du potentiel.

Les dépendances en isospin de l'intégrale en volume du potentiel réel  $JU/A$  et en nombre de masse  $A$  de la racine carrée du rayon carré moyen  $\langle R_u^2 \rangle^{1/2}$  sont alors :

$$\frac{JU}{A} = 476 - 487 \frac{N - Z}{A} \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3.$$

(Notons, figure 5, que le point de l'arsenic s'écarte de cette droite), et

$$\langle R_u^2 \rangle^{1/2} = 0,87 A^{1/3} + 1,01 \text{ fm}.$$

L'ensemble des valeurs des coefficients trouvés ici est en bon accord avec les résultats de Holmqvist [14].

**5. Etude de l'arsenic en voies couplées.** — Nous avons envisagé deux hypothèses pour expliquer le désaccord observé aux angles arrières entre les résultats expérimentaux et les calculs en modèle optique dans le cas de l'arsenic [3] :

i) une mauvaise séparation entre raies élastique et inélastique, intéressant au plus trois niveaux : 198,8 keV ( $1/2^-$ ), 264,8 keV ( $3/2^-$ ), 279,8 keV ( $5/2^-$ ),

ii) l'insuffisance du modèle optique qui devrait être complété, dans le cas de ce noyau et à l'énergie considérée ici, par une étude en voies couplées.

Ce formalisme [15] permettant aussi le calcul des sections efficaces de diffusion inélastique, nous avons testé à la fois les deux hypothèses à l'aide de la version « KARLSRUHE » du programme JUPITOR-1 [16-17].

Une description de l'arsenic en termes de modèles simples ne peut être qu'approchée [18]. Mais l'influence du couplage faisant surtout intervenir l'ordre de grandeur des paramètres de déformation, une telle description est suffisante.

Le niveau 279,8 keV ( $5/2^-$ ) est alors considéré comme un niveau rotationnel de la bande fondamentale avec  $\beta_2 = 0,2$  [18, 19]; les calculs sont faits avec les paramètres optiques du tableau IV. La figure 6a montre que la déformation de la distribution angulaire sous l'influence du couplage a une amplitude trop faible. De plus, cette déformation ne se fait pas dans le sens souhaité. La contribution de la diffusion inélas-

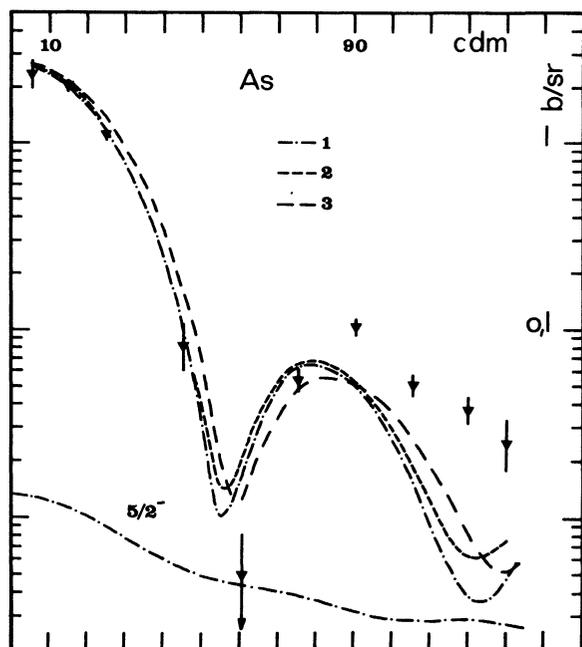


FIG. 6a. — Influence du couplage avec le niveau  $5/2^-$  (modèle rotationnel) : 1) couplage avec  $\beta = 0,2$  et  $W = 9 \text{ MeV}$ ; 2)  $\sigma_{el} + \sigma_{inel}$ ; 3) modèle optique pur avec  $W = 9 \text{ MeV}$ .

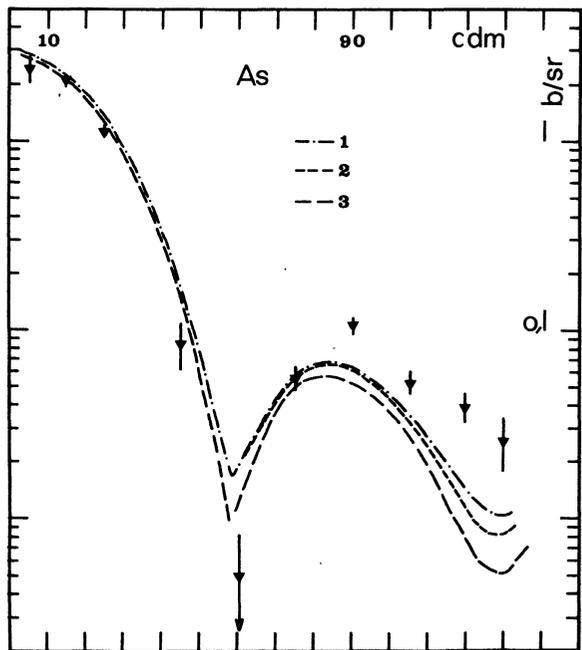


FIG. 6b. — Influences comparées du paramètre  $W$  et du couplage avec les niveaux  $1/2^-$  et  $3/2^-$  (modèle vibrationnel) : 1) couplage avec  $\beta = 0,29$  et  $W = 7,5 \text{ MeV}$ ; 2) modèle optique pur avec  $W = 7,5 \text{ MeV}$ ; 3) modèle optique pur avec  $W = 9 \text{ MeV}$ .

tique est elle aussi insuffisante. Nous avons vérifié qu'avec toute la bande fondamentale (adiabaticisme de la diffusion) les résultats différeraient très peu de ceux obtenus avec le seul niveau  $5/2^-$ .

Les niveaux 198,8 keV ( $1/2^-$ ) et 264,8 keV ( $3/2^-$ ) sont considérés comme provenant du couplage d'un proton  $p 3/2$  avec le niveau  $2^+$  du  $^{74}\text{Ge}$  ( $\beta_2 = 0,29$  [20]). Cette fois nous avons diminué  $W$  de 9 MeV à 7,5 MeV

(ouverture des voies inélastiques [20]). Notons cependant qu'un jeu de paramètres optiques proposé pour  $^{75}\text{As}$  par Etemad [21] et donnant des résultats très voisins des nôtres, comprend la valeur  $W = 9,36$  MeV. La figure 6b montre que la déformation a lieu dans le bon sens mais que le couplage a moins d'influence que la seule variation de  $W$ . Le résultat reste insuffisant. La diffusion inélastique est encore négligeable.

Nous avons enfin vérifié que l'éventuelle contribution d'un niveau plus élevé ( $\approx 1,3$  MeV) avec par exemple un terme de couplage octupolaire, donnerait des résultats pratiquement indiscernables de ceux du modèle optique. Donc aucune des deux hypothèses avancées ne permet d'expliquer le désaccord observé dans le cas de la diffusion de neutrons de 6,4 MeV par  $^{75}\text{As}$ .

**6. Conclusion.** — Nous avons obtenu à 6,4 MeV les distributions angulaires des neutrons diffusés élastiquement par  $^{31}\text{P}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{127}\text{I}$  et  $^{209}\text{Bi}$  et

nous en avons déduit les valeurs des sections efficaces totales élastiques. L'analyse en modèle optique des sections efficaces différentielles a permis d'extraire les valeurs des paramètres du potentiel optique. L'étude des variations des paramètres de la partie réelle du potentiel en fonction du nombre d'isospin et en fonction du nombre de masse confirme les résultats trouvés précédemment. L'anomalie de la distribution angulaire de  $^{75}\text{As}$  n'a pu être expliquée, même en utilisant des calculs en voies couplées. Enfin, notre montage expérimental, en autorisant des mesures depuis les grands angles jusqu'à un angle aussi petit que  $5^\circ$ , fait apparaître un comportement particulier des sections efficaces aux petits angles dans le cas du  $^{59}\text{Co}$ .

**Remerciements.** — Nous tenons à remercier B. Duchemin et H. Wolter qui nous ont fourni, l'un, le programme HELMAG, l'autre, la version « KARLSRUHE » du programme JUPITOR-1.

### Bibliographie

- [1] CINDA 75, An Index to the Literature on Microscopic Neutron Data publ. by I.A.E.A., Vienna, 1975.
- [2] RAMSTEIN, B., Thèse 3<sup>e</sup> cycle, Nantes (1973).
- [3] JEANPERRIN, C., Thèse 3<sup>e</sup> cycle, Nantes (1975).
- [4] GAMMEL, J. L., *Fast Neutron Physics*, Part II (Interscience Publishers Inc., New York), 1963, 2185.
- [5] BROLLEY, J. E. Jr. and FOWLER, J. L., *Fast Neutron Physics*, Part I (Interscience Publishers Inc., New York) 1960, 73.
- [6] JEANPERRIN, C. et ROSIER, L. H., *Nucl. Instrum. Methods* **124** (1975) 243.
- [7] TOWLE, J. H. and OWENS, R. O., *Nucl. Phys. A* **100** (1967) 257.
- [8] CORCALCIUC, V., HOLMQVIST, B. and WIEDLING, T., *Nucl. Phys. A* **232** (1974) 436.
- [9] BECHETTI, F. O. Jr. and GREENLEES, G. W., *Phys. Rev.* **182** (1969) 1190.
- [10] PEREY, F. G., *Phys. Rev.* **131** (1963) 745.
- [11] SATCHLER, G. R., *Nucl. Phys. A* **91** (1967) 75.
- [12] HODGSON, P. E., *Nuclear Reactions and Nuclear Structure* (Clarendon Press, Oxford) 1971, 153.
- [13] CAGE, M. E., COLE, A. J. and PYLE, G. J., *Nucl. Phys. A* **201** (1973) 418.
- [14] HOLMQVIST, B., *Ark. Fys.* **38** (1968) 403.
- [15] TAMURA, T., *Rev. Mod. Phys.* **37** (1965) 679.
- [16] TAMURA, T., Rapport O.R.N.L., (1967) 4152.
- [17] REBEL, H. and SCHWEIMER, G. W., Rapport KFK 1333 (1971) Kernforschungszentrum KARLSRUHE.
- [18] McMURRAY, W. R., CELLERS, P. J. and SAAYMAN, R., *Nucl. Phys. A* **225** (1974) 37.
- [19] BETTS, R. R., PULLEN, D. J. and SCHOLZ, W., *Phys. Rev. Lett.* **26** (1971) 1576.
- [20] CURTIS, T. H., LUTZ, H. F. and BARTOLINI, W., *Phys. Rev. C* **1** (1970) 1418.
- [21] ETEMAD, M. A., Rapport AE-482 Studsvik, Nyköping, Sweden 1973.
- [22] FOSTER, D. G. Jr. and GLASGOW, D. W., *Phys. Rev. C* **3** (1971) 576.