

2



Lawrence Berkeley Laboratory

UNIVERSITY OF CALIFORNIA

RECEIVED
LAWRENCE

BERKELEY LABORATORY

AUG 29 1983

LIBRARY AND
DOCUMENTS SECTION

Submitted to Nuclear Physics A

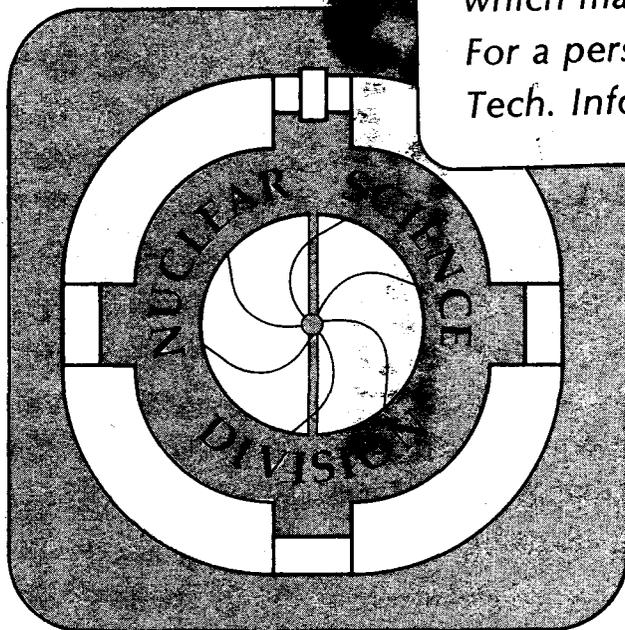
DIFFUSION DES PROTONS POLARISÉS SUR ^{24}Mg , ^{27}Al ET
 ^{32}S ET ANOMALIES DANS LA RÉGION DES RÉSONANCES
GÉANTES DE L' ^{25}Al , DU ^{28}Si ET DU ^{33}Cl

R. Roy, C.R. Lamontagne, R.J. Slobodrian,
J. Arvieux, J. Birchall, and H.E. Conzett

July 1983

TWO-WEEK LOAN COPY

*This is a Library Circulating Copy
which may be borrowed for two weeks.
For a personal retention copy, call
Tech. Info. Division, Ext. 6782.*



LBL-16403
2

DISCLAIMER

This document was prepared as an account of work sponsored by the United States Government. While this document is believed to contain correct information, neither the United States Government nor any agency thereof, nor the Regents of the University of California, nor any of their employees, makes any warranty, express or implied, or assumes any legal responsibility for the accuracy, completeness, or usefulness of any information, apparatus, product, or process disclosed, or represents that its use would not infringe privately owned rights. Reference herein to any specific commercial product, process, or service by its trade name, trademark, manufacturer, or otherwise, does not necessarily constitute or imply its endorsement, recommendation, or favoring by the United States Government or any agency thereof, or the Regents of the University of California. The views and opinions of authors expressed herein do not necessarily state or reflect those of the United States Government or any agency thereof or the Regents of the University of California.

Diffusion des protons polarisés sur ^{24}Mg , ^{27}Al et ^{32}S et anomalies dans
la région des résonances géantes de ^{25}Al , du ^{28}Si et du ^{33}Cl

R. Roy, C.R. Lamontagne[†] et R.J. Slobodrian

Laboratoire de physique nucléaire, Département de physique,
Université Laval, Québec, G1K 7P4, Canada

et

J. Arvieux^{††}, J. Birchall^{†††} et H.E. Conzett

Lawrence Berkeley Laboratory, University of California,
Berkeley, California 94720, USA

Abstract: Differential cross-section and analyzing power angular distributions have been measured for the elastic scattering of polarized protons on ^{24}Mg , ^{27}Al and ^{32}S between 13 and 27 MeV. An optical model analysis has been performed and the spin-orbit potentials display significant variations in the giant resonance region of ^{25}Al , ^{28}Si and ^{33}Cl . The ^{24}Mg and ^{32}S data have been examined in a phase-shift analysis.

[†] Présentement au Département d'Informatique, Université Laval.

^{††} Adresse présente: Institut des Sciences Nucléaires, F38026, Grenoble, France

^{†††} Adresse présente: Cyclotron Laboratory, Department of Physics, University of Manitoba, Winnipeg, Manitoba, R3T 2N2, Canada.

Liste des mots clés:

NUCLEAR REACTIONS ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{32}S (polarized p,p), $E = 13\text{-}27$ MeV;
measured $\sigma(\theta)$, $A(\theta)$; deduced optical model parameters. Phase-shift
analysis. Natural and enriched targets.

1. Introduction

La paramétrisation de l'interaction en termes du potentiel complexe du modèle optique permet une analyse phénoménologique de la diffusion élastique entre deux noyaux. Divers travaux sur un grand nombre de noyaux cibles, à plusieurs énergies incidentes, ont permis d'établir certains standards pour les différents termes du potentiel et leurs paramètres géométriques, principalement pour des nucléons incidents, mais aussi pour des projectiles composés de quelques nucléons. Plusieurs aspects particuliers ont été discutés en profondeur¹⁾. Les différents travaux d'analyse systématique cités par Perey et Perey²⁾ en arrivent à des termes spin-orbite constants en énergie ou selon le nombre de masse du noyau cible. Toutefois, une analyse en modèle optique des données de la section efficace et du pouvoir d'analyse de la diffusion élastique $^{28}\text{Si}(p,p)^{28}\text{Si}$ entre 17 et 29 MeV a conduit à l'observation d'un nouveau phénomène dans le comportement du potentiel spin-orbite en fonction de l'énergie^{3,4)}. Les valeurs du potentiel affaiblissent en effet une forte variation en fonction de l'énergie incidente avec un maximum dans la région correspondante à celle supposée de la résonance dipolaire géante dans le noyau de ^{29}P .

Une analyse analogue a été faite par Weller et al.⁵⁾ sur la diffusion élastique $^{14}\text{C}(p,p)^{14}\text{C}$ entre 7.5 et 12.45 MeV. Ces auteurs utilisèrent les valeurs de déphasage obtenues de leur analyse en modèle optique comme valeurs initiales d'une analyse en déphasage de la section efficace et du pouvoir d'analyse élastiques. Ils interprétèrent les variations en énergie des déphasages réel et imaginaire $d_{3/2}$ en termes de résonance avec les paramètres correspondants à ceux prévus pour la résonance dipolaire géante du noyau de ^{15}N . Une analyse similaire⁶⁾ faite sur les données⁴⁾ de la diffusion $^{28}\text{Si}(p,p)^{28}\text{Si}$ conduisit à une interprétation différente: les variations en énergie suggérant une résonance ne sont pas observées dans les déphasages pour les états permis dans une

désintégration E1 à l'état fondamental du ^{29}P , mais dans l'onde partielle $g_{9/2}$, d'où l'attribution de ce comportement à l'existence d'un état d'entrée à deux particules un trou (2p-lh doorway state). Dans cette perspective, le présent article est un compte rendu de l'analyse des données de la diffusion élastique obtenues par bombardement de noyaux cibles ^{24}Mg , ^{27}Al et ^{32}S par un faisceau polarisé de protons entre 13 et 27 MeV d'énergie incidente dans le laboratoire. Ce travail a comme but de déterminer si l'observation des variations du potentiel spin-orbite dans l'analyse de la diffusion $^{28}\text{Si}(p,p)^{28}\text{Si}$ était un phénomène isolé ou s'il existait aussi dans la diffusion de protons polarisés sur d'autres noyaux, et d'examiner, dans l'affirmative, si une corrélation pouvait être faite entre ces variations et certains déphasages.

2. Méthode expérimentale

Le faisceau de protons polarisés du cyclotron de 88" du Lawrence Berkeley Laboratory a été utilisé pour faire des mesures simultanées de section efficace différentielle et de pouvoir d'analyse de la diffusion élastique (p,p) sur trois noyaux différents de 13 à 27 MeV par intervalles de 2 MeV. La réaction $^{24}\text{Mg}(p,p)^{24}\text{Mg}$ a été étudiée de 15 à 27 MeV; pour la diffusion sur l'aluminium et le soufre, la région d'énergie va de 13 à 25 MeV et de 15 à 25 MeV respectivement. La cible de magnésium de 7 mg/cm^2 a été préparée par évaporation sous vide d'une poudre enrichie isotopiquement à plus de 99.7% en ^{24}Mg . Les deux cibles d'aluminium utilisées étaient des feuilles minces commerciales de 1.7 et 6.9 mg/cm^2 . Les cibles de soufre, obtenues par évaporation du mélange isotopique naturel, mesuraient 1.0 et 5.0 mg/cm^2 et furent enduites d'un vernis plastique pour éviter un amincissement rapide par sublimation sous vide.

Le montage expérimental et la procédure suivie répondent essentiellement aux descriptions données antérieurement^{4,7)}. En résumé, huit détecteurs simples de silicium dopé au lithium, disposés dans la chambre à diffusion principale de

façon symétrique par rapport à la direction incidente du faisceau, servaient à la détection des protons diffusés avec une ouverture angulaire de 1.1° . Deux autres détecteurs, à des angles symétriques par rapport à la direction des protons incidents mais en dehors du plan de diffusion permettaient un contrôle relatif de l'acquisition des données aux différents angles. En aval de la chambre à diffusion principale se trouvait une deuxième chambre à diffusion plus petite contenant un polarimètre à hélium qui permettait une mesure simultanée de la polarisation du faisceau déduite grâce aux pouvoirs d'analyse connus⁷⁾ pour la diffusion ${}^4\text{He}(\vec{p},p){}^4\text{He}$ aux énergies concernées.

La détermination des valeurs de section efficace fut effectuée en obtenant la moyenne de quatre intégrations (détecteurs gauche et droite, avec deux directions de spin), tandis que les asymétries étaient calculées par la méthode de la moyenne géométrique. Les cibles de magnésium et d'aluminium n'ont pas présenté de difficultés particulières lors de l'intégration des pics élastiques facilement identifiables sur les spectres d'énergie, comme on peut le constater sur les figs. 1 et 2.

Par contre, l'analyse des données prises sur le soufre aux plus petits angles devait tenir compte de la présence du carbone et de l'oxygène par un lissage simultané des pics les plus importants, ${}^{12}\text{C}$ et ${}^{16}\text{O}$ (fig. 3). L'intégrale calculée du ou des pics provenant des impuretés de carbone et d'oxygène était alors soustraite de la somme totale effectuée sur cette région du spectre. Les distributions angulaires des résultats expérimentaux sont présentées sur les figs. 4 à 6. Les barres d'erreur représentent seulement l'erreur statistique quand cette dernière excède la dimension des points et dans le cas du soufre, elles contiennent l'erreur introduite par la soustraction des pics parasites aux angles avant. La présence des isotopes ${}^{33}\text{S}$ et ${}^{34}\text{S}$ dans la cible introduit une erreur relative supplémentaire.

3. Modèle optique

3.1 Analyse et résultats

Les distributions angulaires de section efficace différentielle et de pouvoir d'analyse ont été reproduites sur la base de calculs en modèle optique obtenus à l'aide du programme de recherche automatique MAGALI⁸⁾. Le potentiel général utilisé a la forme suivante:

$$\begin{aligned}
 V(r) = & V_c(r_c) - Vf(r_v, a_v) - iWf(r_w, a_w) \\
 & + 4iW_d a_w \frac{d}{dr} f(r_w, a_w) \\
 & + \left(\frac{\hbar}{m\pi c} \right)^2 (V_{so} + iW_{so}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r_{so}, a_{so}) \vec{l} \cdot \vec{S}
 \end{aligned}$$

avec $f(r_i, a_i) = \left[1 + \exp \frac{1}{a_i} (r - r_i A^{1/3}) \right]^{-1}$.

Les différents termes ont leur signification habituelle: V_c est le potentiel coulombien, V la partie centrale réelle et W et W_d les composantes imaginaires de volume et de surface. L'interaction spin-orbite a une partie réelle V_{so} et une partie imaginaire W_{so} . Très tôt en cours d'analyse, la recherche a montré que ce dernier terme imaginaire n'améliorait pas la qualité des représentations théoriques des données expérimentales.

La recherche automatique est basée sur la minimisation de la quantité définie comme étant

$$\chi_T^2 = \chi_\sigma^2 + \chi_A^2$$

où chaque contribution, celle de la section efficace et celle du pouvoir d'analyse, représente la somme en chaque point du carré de la différence entre la valeur calculée et la valeur expérimentale divisée par l'erreur expérimentale. Dans le but d'attribuer une importance relative plus grande aux données dépendant plus fortement de l'interaction spin-orbite, une erreur uniforme de 10% était attribuée à chaque valeur expérimentale de section efficace. De plus, seules les données expérimentales aux angles $\theta_{c.m.} < 60^\circ$ furent considérées lors

de la recherche, puisque cette région angulaire devrait être la plus importante du point de vue du modèle optique⁹⁾. Ceci s'est d'ailleurs avéré correct lors de l'analyse précédente sur le silicium⁴⁾ où les paramètres déterminés aux angles avant ont permis le calcul de distributions angulaires complètes reproduisant les données de façon acceptable³⁾.

La procédure de recherche pour chaque noyau cible fut la suivante: les paramètres⁴⁾ de la diffusion $^{28}\text{Si}(p,p)^{28}\text{Si}$ ont servi comme valeurs initiales à une série de recherches pour déterminer les paramètres géométriques à chaque énergie. Cette itération exécutée sur chaque terme du potentiel à chaque énergie a permis d'établir la géométrie moyenne de chaque noyau pour la région totale d'énergie. Le tableau I donne ces paramètres moyens. Avec cette géométrie fixée, chaque profondeur des divers potentiels a été placée successivement en recherche et une recherche ultime sur toutes les profondeurs déterminées individuellement a conduit aux valeurs données au tableau I. Ce dernier donne aussi les résultats obtenus pour les χ^2 de la section efficace et du pouvoir d'analyse, ainsi que de la valeur totale divisée par le nombre de points N. Les courbes résultantes sont celles reproduites sur les figs. 4 à 6. D'autres paramètres ont également été utilisés comme valeurs de départ, ainsi ceux d'une analyse¹⁰⁾ à 20.3 MeV sur les noyaux de ^{24}Mg et ^{27}Al et de celle¹¹⁾ sur le ^{32}S à 24.5 MeV, ou de diverses analyses sur d'autres noyaux¹⁾. Les divers ensembles de valeurs de départ de la recherche ont tous conduit au même résultat final. De même, une analyse faite successivement de la plus basse énergie à la suivante en initialisant la recherche avec les paramètres trouvés à l'énergie précédente a donné essentiellement le même résultat final que des recherches indépendantes effectuées à chaque énergie sur la base de la même géométrie moyenne. Lors de la dernière recherche effectuée sur les potentiels, la normalisation absolue des données était aussi un paramètre laissé libre. Sa variation par rapport à sa valeur de départ obtenue de la géométrie et des autres paramètres expérimentaux a toujours été

inférieure à 2%. La précision déterminée de l'expérience était de l'ordre de 12% pour les cibles de ^{24}Mg et ^{27}Al et de 20% pour le soufre. Notre échelle absolue pour le ^{24}Mg est en accord avec les données de De Leo et al.¹²⁾ qui couvrent la même région en énergie, donne des valeurs légèrement inférieures à celles de Kunz et al.¹³⁾ à 27.3 MeV ou de Sandhu¹⁴⁾ à 28 MeV. Dans le cas de la diffusion sur ^{27}Al , il y a accord entre notre échelle et celle des données de Sandhu et al.¹⁵⁾ à 22.2 et 24.5 MeV; pour le soufre, notre normalisation se situe entre celle à 17.8 MeV de Baugh et al.¹⁶⁾ et celle de Lombard et al.¹¹⁾ à 24.5 MeV.

3.2 Discussion

De manière générale, les représentations théoriques des données expérimentales du pouvoir d'analyse sont excellentes dans les régions angulaires qui ont servi dans la recherche automatique, excepté à 15 MeV pour la diffusion $^{32}\text{S}(\vec{p},p)$, où χ_A^2 a une valeur nettement plus grande (tableau I). De même, les régions angulaires non utilisées ($\theta_{\text{c.m.}} > 60^\circ$) lors de la détermination des paramètres sont décrites de manière acceptable tant pour la section efficace utilisée avec un poids relatif faible dans la recherche que pour le pouvoir d'analyse. Pour $d\sigma/d\Omega$, les plus grandes divergences entre les calculs et les données s'observent à 19 MeV pour le ^{24}Mg et à 15 MeV pour les deux autres noyaux, dans l'intervalle 90° - 110° . Dans le cas du pouvoir d'analyse, le deuxième maximum négatif est habituellement trop faible et un déphasage apparaît entre les diffractations des données et des calculs aux angles supérieurs. Ces remarques s'appliquent toutefois même à l'analyse faite à 20.3 MeV sur le ^{24}Mg avec une distribution angulaire plus complète¹²⁾.

La présente analyse de la diffusion élastique sur les noyaux de ^{24}Mg , ^{27}Al et ^{32}S a conduit à une observation¹⁷⁾ similaire à celle faite lors de l'étude^{3,4)} sur la diffusion $^{28}\text{Si}(p,p)$. En effet, la mise en graphique du terme V_{so} en fonction de l'énergie incidente des protons (fig. 7) met en évidence

une variation importante obtenue sur chacun des noyaux. Pour fin de comparaison, la variation observée sur le ^{28}Si ⁴⁾ est aussi représentée. Dans chaque cas le maximum de V_{so} se manifeste dans la région d'énergie en proton qui correspond à l'énergie prévue pour la résonance dipolaire géante du système composé p-noyau formé ¹⁸⁾. Dans le cas de la cible de ^{24}Mg , une analyse indépendante ¹²⁾ réalisée selon une procédure différente sur d'autres données expérimentales a conduit à une observation semblable. La région d'énergie considérée s'étendait de 15.5 MeV à 49.5 MeV, avec des données de polarisation à 20.3 MeV ¹⁰⁾ et à 49.5 MeV ¹⁹⁾, et des distributions angulaires pour la section efficace de 16° à 170° dans le laboratoire. Les potentiels imaginaires de cette dernière analyse de De Leo ¹²⁾ sur le ^{24}Mg ne montrent pas les variations en énergie trouvées par celle de Lovas et al. ²⁰⁾ sur le même noyau entre 22.5 et 28.5 MeV; ces derniers ont observé un minimum pour W_{d} autour de 25 MeV d'énergie incidente compensé par un maximum de W pour une somme $W+W_{\text{d}}$ à peu près constante. Ce type de compensation entre les deux termes imaginaires a été signalé pour le ^{28}Si ⁴⁾. Les paramètres trouvés ici (tableau I) donnent un type de corrélation entre W et W_{d} différent d'un noyau à l'autre. Cette situation changeait peu lorsque le terme V_{so} était gardé constant dans une recherche sur les autres potentiels, si ce n'est que les valeurs de χ^2 augmentaient appréciablement. De plus, une recherche indépendante, réalisée sur les profondeurs du potentiel avec les mêmes valeurs initiales à chaque énergie, a conduit essentiellement aux paramètres donnés au tableau I.

4. Analyse en déphasage

L'actuelle analyse en modèle optique permet l'observation de variations de la profondeur V_{so} sur l'énergie du proton incident avec un maximum correspondant à la région de la résonance dipolaire géante, comme dans le cas du ^{28}Si ⁴⁾. L'examen des valeurs des déphasages dérivés de cette analyse ²¹⁾ ne permet pas l'observation d'un comportement de type résonnant en fonction de l'énergie. Toutefois, dans le but de scruter les déphasages les plus susceptibles de receler les caractéristiques d'une résonance dipolaire du système composé p-noyau cible, un programme d'analyse en déphasage (spin 1/2 sur spin 0) écrit pour la diffusion $^4\text{He}(\vec{p},p)^4\text{He}$ ²²⁾ a été adapté à la situation présente sur l'ordinateur IBM 375 de l'Université Laval.

Diverses procédures ont été suivies pour l'analyse en déphasage où étaient retenues toutes

les ondes partielles du calcul correspondant en modèle optique. La principale procédure a consisté à mettre en recherche les déphasages représentant les états qui pouvaient décroître à l'état fondamental par une transition E1, soit $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ et $f_{7/2}$ pour le système $p^{24}\text{Mg}$ et $p_{1/2}$, $p_{3/2}$ et $f_{5/2}$ pour $p^{32}\text{S}$, où les cas avec renversement de spin sont aussi considérés¹⁸⁾. Les tableaux II et III donnent les valeurs des parties réelles de ces déphasages pour les cibles de ^{24}Mg et ^{32}S , respectivement, qui ont résulté d'une recherche successive sur chacun des déphasages à partir de la valeur initiale donnée par le modèle optique à la plus basse énergie. Aussi, les résultats d'une recherche simultanée sur les parties réelles des trois déphasages concernés sont présentés. Les normalisations (N) des données expérimentales de section efficace et de pouvoir d'analyse sont des facteurs laissés libres durant la recherche, comme le permet le programme utilisé²²⁾. Dans le cas du ^{24}Mg , les plus importants changements apparaissent dans l'onde $f_{5/2}$ lorsque les trois déphasages sont simultanément en recherche. Les valeurs du modèle optique donnent une augmentation avec l'énergie, tandis que la recherche fait voir une diminution lente avec l'énergie. Toutefois, le changement de normalisation de la section efficace devient plus important avec l'énergie et la valeur de χ_{σ}^2 augmente considérablement à partir de 19 MeV. Une autre recherche opérée indépendamment à chaque énergie, en partant à chaque fois des valeurs du modèle optique, a indiqué un comportement similaire. De même, si les parties imaginaires des déphasages sont introduites dans la recherche, pour un déphasage ou plus, les résultats changent peu. Quand la normalisation N est gardée constante, de manière générale, les changements sont plus faibles par rapport aux valeurs obtenues de l'analyse en modèle optique, toujours de manière peu significative. Une série de recherches sur d'autres déphasages pris un à un ou par groupe, avec ou sans la partie imaginaire incluse, a révélé une stabilité encore plus grande des valeurs²¹⁾.

Les résultats donnés au tableau III pour l'analyse en déphasage sur le ^{32}S montrent que très peu de changements sont générés sur les parties réelles mises en recherche individuellement ou par groupe, sauf pour les données à 15 MeV. Dans ce dernier cas, pour les recherches indépendantes sur $p_{3/2}$ et $p_{1/2}$, la valeur de χ_A^2 diminue beaucoup surtout à cause d'un changement important dans la normalisation N du pouvoir d'analyse, jusqu'à 0.620 et 0.830 pour chacune des recherches. Pour les trois déphasages en recherche, le χ_T^2 a diminué, mais au détriment d'une augmentation d'un ordre de grandeur de χ_{σ}^2 et du changement important des deux facteurs de normalisation. A cette énergie, l'analyse en modèle optique n'avait pas fourni une représentation théorique

correcte des données dans la région angulaire $40^\circ-90^\circ$. Quand les parties imaginaires sont ajoutées à la recherche, aucun changement particulier n'est observable. Il en est de même pour les autres déphasages non donnés au tableau III.

Les données sur ^{27}Al ont aussi été examinées à l'aide d'analyses en déphasage malgré le spin $5/2$ du noyau cible, dans le but de vérifier si les déphasages fournis par l'analyse en modèle optique montraient une certaine stabilité lorsqu'ils étaient variés individuellement ou par groupes. Les résultats ont donné des valeurs de χ^2 égales ou plus grandes à celles obtenues par l'analyse en modèle optique. Seule une analyse simultanée sur $d_{5/2}$ et $d_{3/2}$ a permis d'abaisser le χ^2_{T} à quelques énergies²¹⁾.

Pour compléter cette analyse des données, nous avons aussi mis sur graphiques (non reproduits ici) les valeurs de déphasages résultant de l'analyse en déphasage, sous forme de diagrammes d'Argand⁴⁾, pour les cas qui présentaient des variations en énergie susceptibles de receler de l'information sur un état résonnant. La conclusion est qu'aucun déphasage n'approche le comportement qui décrirait une résonance particulière.

5. Conclusion

Les résultats de la présente analyse en modèle optique de la diffusion élastique (\vec{p}, p) sur les noyaux de ^{24}Mg , ^{27}Al et ^{32}S entre 13 et 27 MeV mettent en évidence des variations en énergie du terme spin orbite V_{so} , dans chaque cas avec un maximum dans la région d'énergie correspondant à celle de la résonance dipolaire géante du noyau p-cible. Cette observation rejoint celle faite lors d'une analyse^{3,4)} sur le ^{28}Si . Une autre remarque, issue de notre examen des déphasages obtenus de l'analyse en modèle optique et de leurs valeurs résultantes d'une analyse spécifique en déphasage, recoupe une conclusion établie antérieurement par l'analyse⁴⁾ sur le ^{28}Si , à savoir qu'aucune évidence ne ressort de l'allure des déphasages pour relier l'un d'entre d'eux à la résonance dipolaire géante. Cette dernière observation diffère de celle des analyses $\vec{p} + ^{14}\text{C}$ ⁵⁾ et $\vec{p} + ^{56}\text{Fe}$ ²³⁾ qui établissent l'évidence d'une relation entre un déphasage donné et la résonance dipolaire géante du système composé.

L'évidence d'une dépendance explicite sur l'impulsion angulaire dans le potentiel optique du proton^{24,25)}, dépendance aux grands angles plus forte pour le pouvoir d'analyse que pour la section efficace^{25,26)}, doit conduire à l'étude détaillée des variations observées du terme V_{so} , comme il a été suggéré⁴⁾. Il est donc nécessaire de poursuivre le présent programme

d'acquisition de données de diffusion élastique avec protons et autres projectiles polarisés dans le but de raffiner notre connaissance des divers phénomènes observés dans la diffusion élastique.

Nous remercions l'appui du CRSNG Canada, du DOE Etats-Unis et du Ministère de l'Education du Québec qui a permis ce travail. Trois des auteurs (R.R., C.R.L. et R.J.S.) remercient la chaleureuse hospitalité du Lawrence Berkeley Laboratory.

This work was supported in part by the Director, Office of Energy Research, Division of Nuclear Sciences of the Office of Basic Energy Sciences of the U. S. Department of Energy under Contract DE-AC03-76SF00098.

Références

- 1) Microscopic Optical Potentials, Lecture Notes in Physics No. 89 (Springer-Verlag, Heidelberg, 1979) et les références citées.
- 2) C.M. Perey et F.G. Perey, At. Data and Nucl. Data Tables, 17 (1976) 1.
- 3) C.R. Lamontagne, B. Frois, R.J. Slobodrian, H.E. Conzett, Ch. Leeman et R. de Swiniarski, Phys. Lett. 45B (1973) 465.
- 4) C.R. Lamontagne, B. Frois, R.J. Slobodrian, H.E. Conzett et Ch. Leemann, Z. Physik A295 (1980) 55.
- 5) H.R. Weller, N.R. Robertson, D. Rickel et D.R. Tilley, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 657.
- 6) H.R. Weller et M. Divadeenam, Phys. Lett. 55B (1975) 41.
- 7) A.D. Bacher, G.R. Plattner, H.E. Conzett, D.J. Clark, H. Gründer et W.F. Tivol, Phys. Rev. C5 (1972) 1147.

- 8) MAGALI, J. Raynal, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, France,
DPh-T/69-42.
- 9) G.R. Satchler, Nucl. Phys. A92 (1967) 273.
- 10) A.G. Blair, C. Glashausser, R. de Swiniarski, J. Goudergues, R.
Lombard, B. Mayer, J. Thirion et P. Vaganov, Phys. Rev. C1 (1970)
444.
- 11) R. Lombard, H. Kamitsuko, J. Raynal et J. Gosset, C.R. Acad. Sci.
Ser. B274 (1972) 761.
- 12) R. De Leo, G. D'Erasmus, E.M. Fiore, A. Pantaleo, M. Pignanelli et
H.V. Geramb, Phys. Rev. C20 (1979) 13.
- 13) P.D. Kunz, E. Rost et R.R. Johnson, Phys. Rev. 177 (1969) 1737.
- 14) H.S. Sandhu, Nucl. Phys. A146 (1970) 163.
- 15) H.S. Sandhu, J.M. Cameron et W.F. McGill, Nucl. Phys. A169 (1971)
600.
- 16) D.J. Baugh, J.A.R. Griffith et S. Roman, Nucl. Phys. 83 (1966) 481.

- 17) R. Roy, C.R. Lamontagne, R.J. Slobodrian, J. Arvieux, J. Birchall, R.M. Larimer et H.C. Conzett, dans Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo, 1977 (International Academic, Tokyo, Japon, 1977) p. 492.
- 18) S.S. Hanna, Aust. J. Phys. 29 (1976) 511, et les références citées.
- 19) V.E. Lewis, E.J. Burge, A.A. Rush, D.A. Smith et N.K. Ganguly, Nucl. Phys. A101 (1967) 589.
- 20) I. Lovas, M. Rogge, U. Schwinn, P. Turek, D. Ingham et C. Mayer-Böricke, Nucl. Phys. A286 (1977) 12.
- 21) C.R. Lamontagne, R. Roy, R.J. Slobodrian, H.E. Conzett et J. Arvieux, Rapport Annuel, Laboratoire de l'Accélérateur Van de Graaff, Québec (1979).
- 22) G.R. Plattner, A.D. Bacher et H.E. Conzett, Phys. Rev. C5 (1972) 1158.
- 23) H.R. Weller, J. Szücs, J.A. Kuehner, G.D. Jones et D.T. Petty, Phys. Rev. C13 (1976) 1055.
- 24) R.S. MacKintosh et A.M. Kobos, J. Phys. G4 (1978) L135; A.M. Kobos et R.S. MacKintosh, Ann. of Phys. 123 (1979) 296.

- 25) A.M. Kobos et R.S. MacKintosh, J. Phys. G5 (1979) 97.
- 26) N.T. Okumusoglu, J. Birchall, M.S.A.L. Al-Ghazi, C. Lapointe,
J.S.C. McKee, H.E. Conzett, R.M. Larimer et P. von Rossen,
Nucl. Phys. A393 (1983) 45 et références citées.

Tableau I

Valeurs des paramètres (en MeV et en fm) des représentations
en modèle optique des figs. 4 à 6

	E_L	V	W	W_d	V_{so}	χ_O^2	χ_A^2	χ_T^2/N	σ_T
^{24}Mg									mb
$a_o = 0.67$	15.03	49.10	7.19	0.62	7.96	54	179	7.5	789
$a_i = 0.611$	17.00	50.58	8.92	0.0	10.21	42	307	9.7	814
$a_{so} = 0.578$	18.96	51.11	9.66	0.0	9.55	41	715	20.	818
	20.95	50.82	9.55	0.0	7.86	37	456	14.	790
$r_o = 1.21$	23.02	47.84	10.76	0.0	6.99	18	243	7.2	783
$r_i = 1.33$	25.00	46.84	10.34	0.14	7.14	13	109	3.4	757
$r_{so} = 0.94$	26.98	45.99	11.07	0.0	6.97	15	311	9.1	746
^{27}Al									
$a_o = 0.691$	12.94	48.77	0.0	9.50	7.31	24	89	3.3	918
$a_i = a_{so} = 0.576$	15.18	53.43	7.38	0.0	11.42	8	31	1.1	830
	17.17	52.32	7.19	1.34	10.48	3	22	0.7	855
$r_o = 1.174$	19.00	51.14	6.97	2.09	8.99	13	121	4.0	853
$r_i = 1.324$	20.98	47.87	0.0	6.73	6.55	13	346	10.	818
$r_{so} = 0.97$	23.11	47.09	1.41	5.93	5.88	2	48	1.4	813
	25.05	47.18	4.11	4.25	6.56	5	15	0.6	803
^{32}S									
$a_o = 0.61$	15.20	47.09	0.0	10.61	5.78	14	1937	57.	944
$a_i = a_{so} = 0.555$	17.19	51.78	6.20	0.0	6.64	16	388	12.	798
	19.01	49.50	3.21	3.27	6.41	6	54	1.8	817
$r_o = 1.214$	20.99	48.92	3.35	2.87	5.53	1	45	1.6	784
$r_i = 1.342$	23.12	48.46	4.21	3.18	5.39	24	66	2.7	818
$r_{so} = 0.966$	25.05	46.16	0.0	6.70	5.22	15	56	2.2	813

Valeurs des parties réelles de déphasage mises en recherche
automatique et valeurs résultantes de χ^2 dans le cas de la
diffusion ${}^{24}\text{Mg}(\vec{p},p){}^{24}\text{Mg}$

E_L MeV	Recherche	$p_{3/2}$ deg.	$f_{7/2}$ deg.	$f_{5/2}$ deg.	χ_T^2	χ_G^2	χ_A^2	do.	N A
15	M.O.	29.9	-24.3	47.2	233	54	179	-	-
	$p_{3/2}$	30.7	-	-	232	51	181	.970	.987
	$f_{7/2}$	-	-24.2	-	235	51	184	.972	.992
	$f_{5/2}$	-	-	48.9	231	55	176	.979	.997
	†	30.7	-24.3	48.9	228	55	173	.977	.992
17	M.O.	32.0	-21.0	64.8	349	42	307	-	-
	$p_{3/2}$	31.3	-	-	342	41	301	.971	1.003
	$f_{7/2}$	-	-19.9	-	192	24	168	.922	.975
	$f_{5/2}$	-	-	52.9	268	30	238	.930	1.002
	†	32.9	-20.3	52.3	249	31	218	.924	.987
19	M.O.	27.7	-23.6	89.6	756	41	715	-	-
	$p_{3/2}$	32.6	-	-	742	44	698	.967	1.030
	$f_{7/2}$	-	-18.5	-	284	28	256	.958	1.024
	$f_{5/2}$	-	-	26.6	1553	78	1475	.835	1.024
	†	13.2	-16.7	29.2	266	55	210	.842	1.035
21	M.O.	19.7	-29.6	102.2	493	37	456	-	-
	$p_{3/2}$	14.6	-	-	487	25	462	.981	1.010
	$f_{7/2}$	-	-28.0	-	482	32	450	.962	1.016
	$f_{5/2}$	-	-	102.2	512	34	478	.968	1.024
	†	-13.6	-14.2	31.5	315	76	239	.873	1.001
23	M.O.	5.7	-38.3	98.1	261	18	243	-	-
	$p_{3/2}$	5.6	-	-	279	15	264	.984	1.000
	$f_{7/2}$	-	-38.3	-	279	15	264	.984	1.000
	$f_{5/2}$	-	-	97.2	271	14	259	.986	1.011
	†	-7.0	-17.4	27.6	320	86	234	.816	1.005
25	M.O.	-1.7	-42.4	93.8	122	13	109	-	-
	$p_{3/2}$	-0.3	-	-	124	14	110	1.013	1.014
	$f_{7/2}$	-	-43.1	-	116	13	103	1.016	1.010
	$f_{5/2}$	-	-	93.8	124	12	112	1.013	1.010
	†	-5.4	-18.5	24.4	287	94	193	.800	.999

Tableau II (suite)

E_L MeV	Recherche	$P_{3/2}$ deg.	$f_{7/2}$ deg.	$f_{5/2}$ deg.	χ_T^2	χ_σ^2	χ_A^2	$d\sigma$	A
27	M.O.	- 8.0	-46.2	92.0	326	15	311	-	-
	$P_{3/2}$	-10.0	-	-	320	12	308	.980	.996
	$f_{7/2}$	-	-46.9	-	312	14	298	.982	.986
	$f_{5/2}$	-	-	91.1	313	13	303	.981	1.004
	†	- 5.2	-16.9	27.3	731	119	612	.764	.991

† Les trois déphasages sont mis en recherche simultanément.

Valeurs des parties réelles de déphasage mises en recherche automatique et valeurs résultantes de χ^2 dans le cas de la diffusion $^{32}\text{S}(\vec{p},p)^{32}\text{S}$

E_L MeV	Recherche	N							
		$P_{3/2}$ deg.	$P_{1/2}$ deg.	$f_{5/2}$ deg.	χ_T^2	χ_σ^2	χ_A^2	$d\sigma$	A
15	M.O.	58.7	49.2	-29.9	1951	14	1937	-	-
	$P_{3/2}$	78.8	-	-	1297	57	1240	1.080	.620
	$P_{1/2}$	-	28.6	-	1261	21	1240	.973	.830
	$f_{5/2}$	-	-	-29.4	1969	14	1955	.993	.721
	†	99.8	26.5	-49.0	678	159	519	1.156	.912
17	M.O.	59.2	46.3	-40.1	404	16	388	-	-
	$P_{3/2}$	53.0	-	-	242	6	236	.981	1.012
	$P_{1/2}$	-	48.8	-	350	21	329	1.024	.959
	$f_{5/2}$	-	-	-40.2	694	18	676	1.004	1.003
	†	50.5	45.1	-37.4	206	9.7	197	.945	.990
19	M.O.	45.5	33.2	-47.7	60	6	54	-	-
	$P_{3/2}$	46.0	-	-	62	5	57	.999	1.022
	$P_{1/2}$	-	32.2	-	61	5	56	.996	1.024
	†	45.7	31.7	-48.4	59	5	54	1.002	1.026
21	M.O.	36.5	26.0	-49.5	46	1	45	-	-
	$P_{3/2}$	37.2	-	-	47	1	46	.999	.992
	$P_{1/2}$	-	26.4	-	50	1	49	1.000	1.000
	$f_{5/2}$	-	-	-49.4	50	1	49	.998	.993
	†	37.2	26.2	-49.5	47	1	46	.999	.993
23	M.O.	29.2	19.4	-51.9	90	24	66	-	-
	$P_{3/2}$	35.7	-	-	244	49	195	.967	.957
	$P_{1/2}$	-	26.9	-	175	49	126	.976	1.017
	$f_{5/2}$	-	-	-56.1	239	55	184	1.013	1.03
	†	36.7	26.2	-53.5	117	38	79	.973	1.005
25	M.O.	16.5	6.9	-60.4	71	15	56	-	-
	$P_{3/2}$	18.0	-	-	72	13	59	.984	1.018
	$P_{1/2}$	-	7.9	-	73	14	59	.983	1.015
	$f_{5/2}$	-	-	-59.5	71	13	58	.978	1.002
	†	18.0	9.7	-58.8	62	14	48	.973	.997

† Les trois déphasages sont mis en recherche simultanément.

Légende des figures

- Figure 1. Spectre d'énergie des protons diffusés sur le ^{24}Mg à 27 MeV et 37.5° . Quelques niveaux sont identifiés par leur énergie.
- Figure 2. Spectre d'énergie des protons diffusés sur la cible de 1.7 mg/cm^2 d'Al à 25 MeV et 27.5° . Les niveaux sont identifiés par leur énergie.
- Figure 3. Spectre d'énergie des protons diffusés sur la cible de 1 mg/cm^2 de S à 25 MeV et 45° . Divers niveaux du ^{32}S sont identifiés; on remarque la présence des impuretés de carbone et d'oxygène.
- Figure 4. Section efficace et pouvoir d'analyse de la diffusion élastique sur le ^{24}Mg de 15 à 27 MeV. Les barres verticales indiquent l'erreur statistique lorsque cette dernière excède la dimension du symbole. Les lignes continues correspondent aux calculs en modèle optique avec les paramètres du tableau I.
- Figure 5. Section efficace et pouvoir d'analyse de la diffusion élastique sur ^{27}Al de 13 à 25 MeV. Les barres verticales indiquent l'erreur statistique lorsque cette dernière excède la dimension du symbole. Les lignes continues correspondent aux calculs en modèle optique avec les paramètres du tableau I.

Figure 6. Section efficace et pouvoir d'analyse de la diffusion élastique sur le S entre 15 et 25 MeV. Les barres verticales indiquent l'erreur statistique et l'erreur introduite par la soustraction de pics parasites aux angles plus petits. Les lignes continues correspondent aux calculs en modèle optique avec les paramètres du tableau I.

Figure 7. Graphique du potentiel V_{so} en fonction de l'énergie incidente. Les valeurs pour le ^{28}Si sont tirées de la réf. 4 et celles des noyaux de ^{24}Mg , ^{27}Al et ^{32}S sont données dans le tableau I.

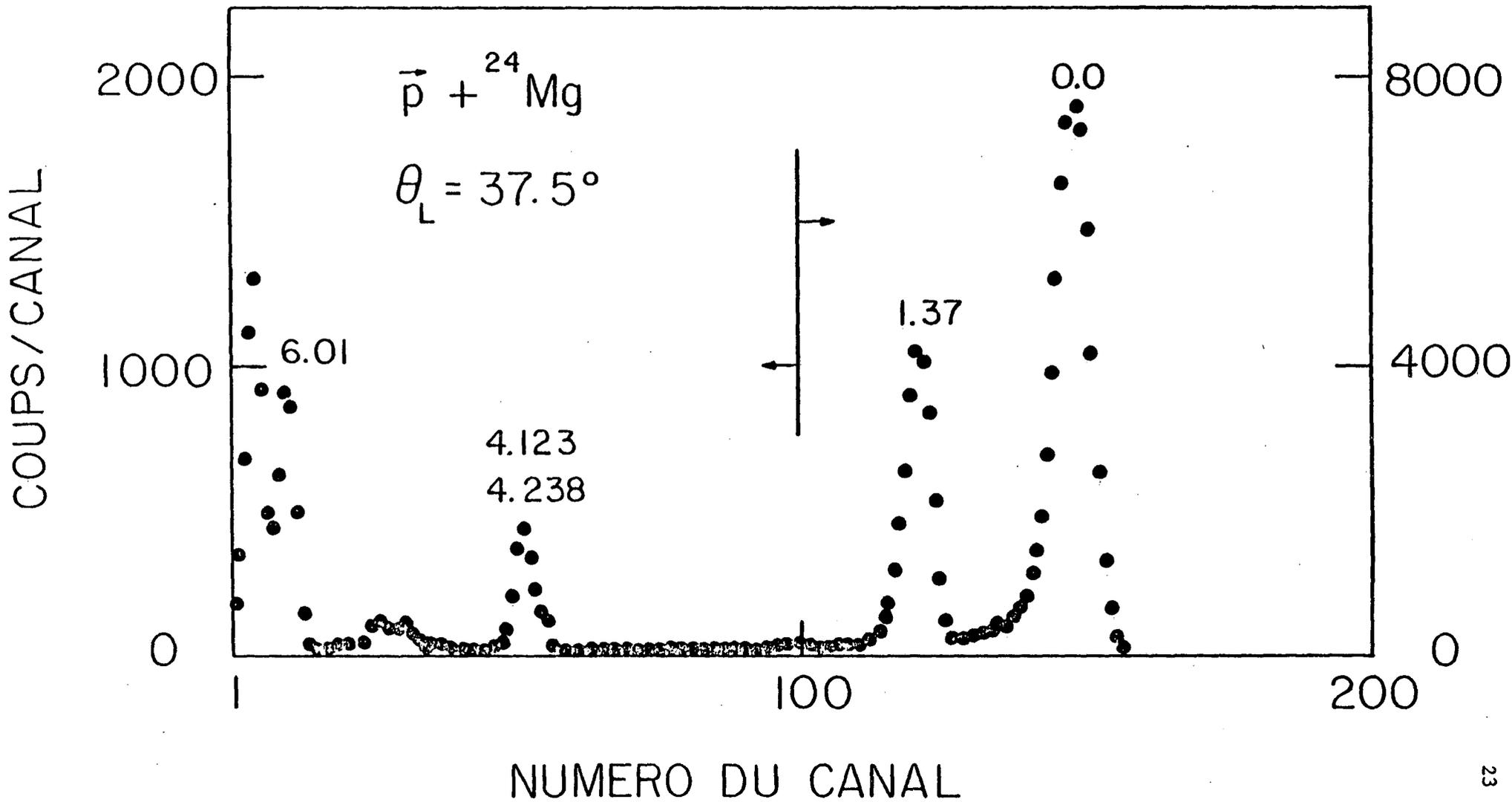


Figure 1

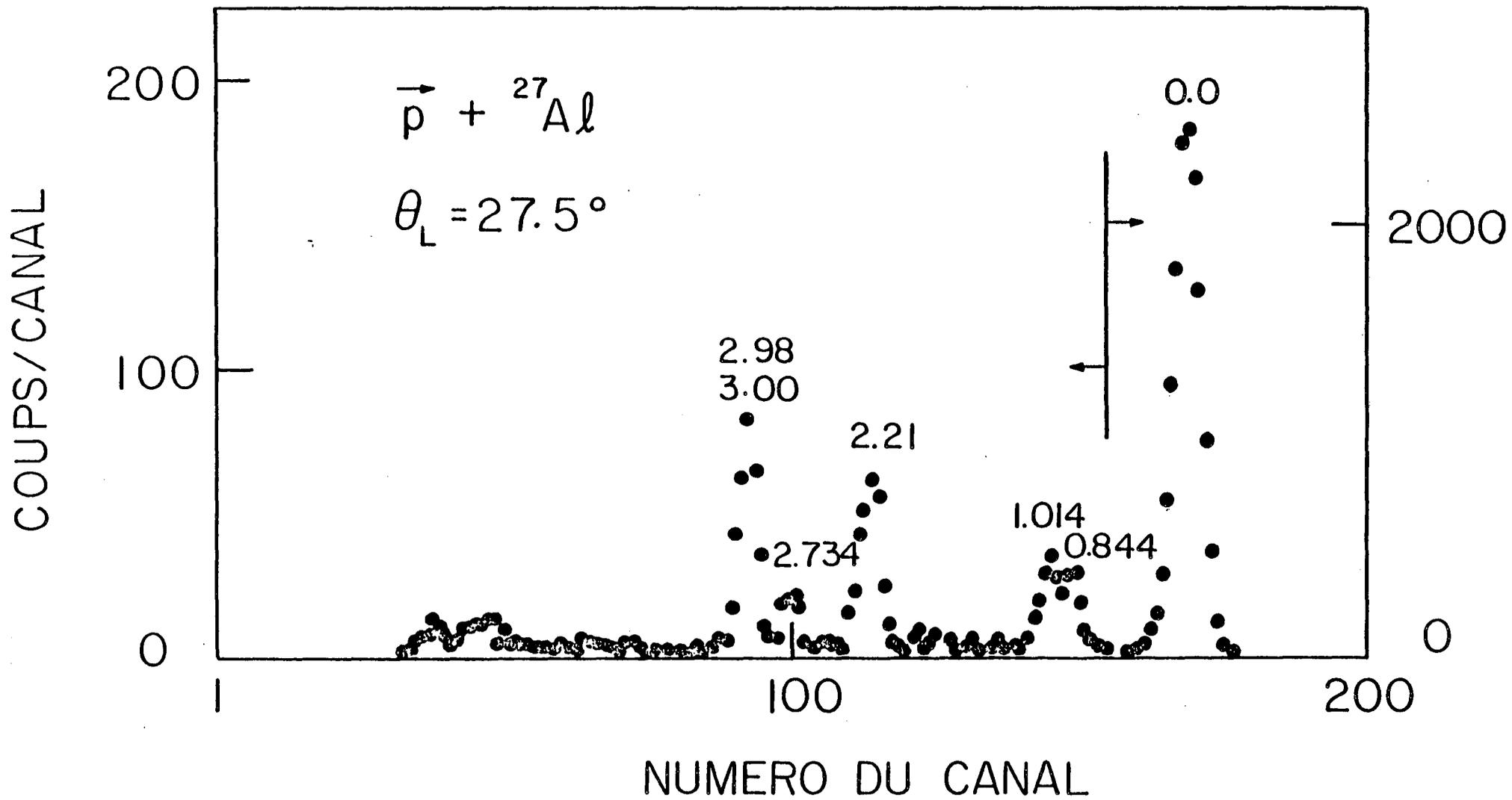


Figure 2

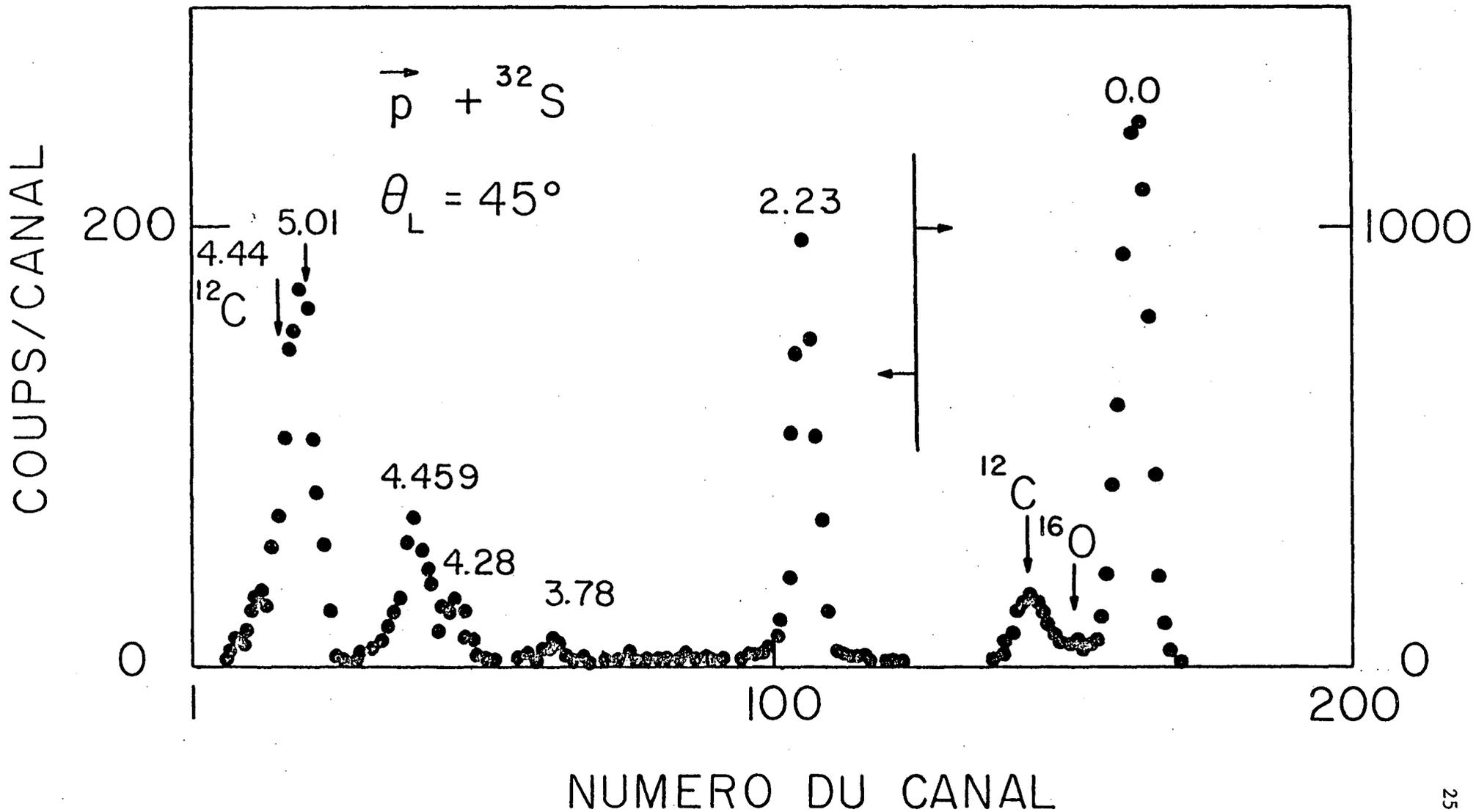


Figure 3

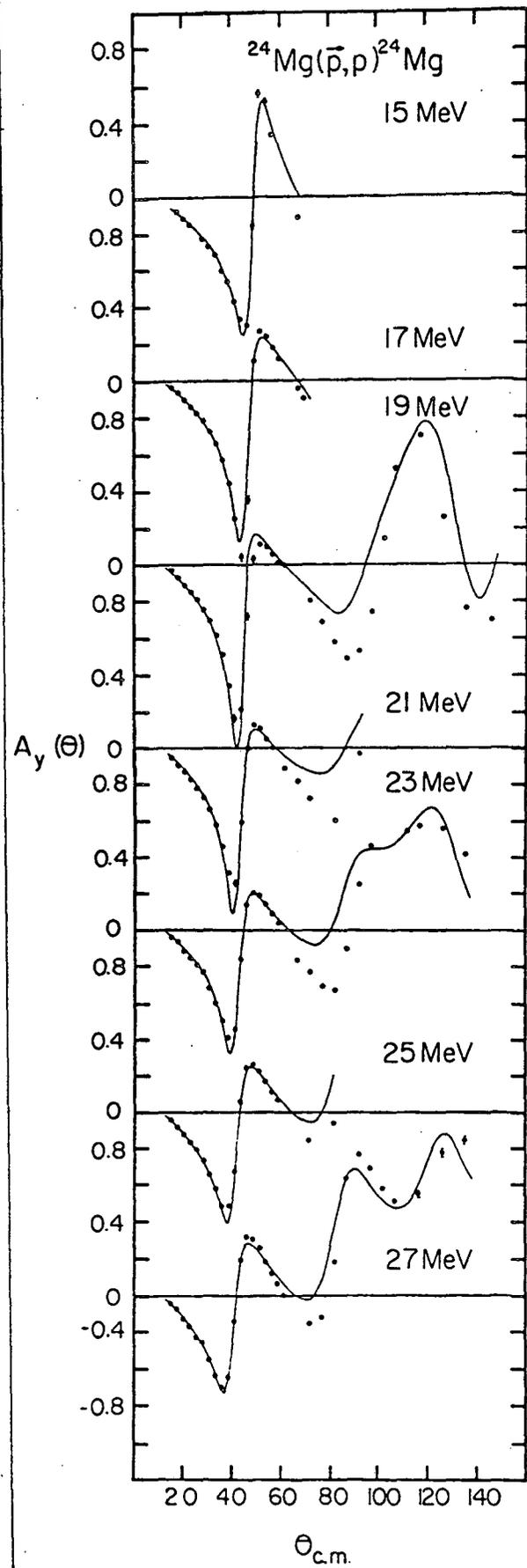
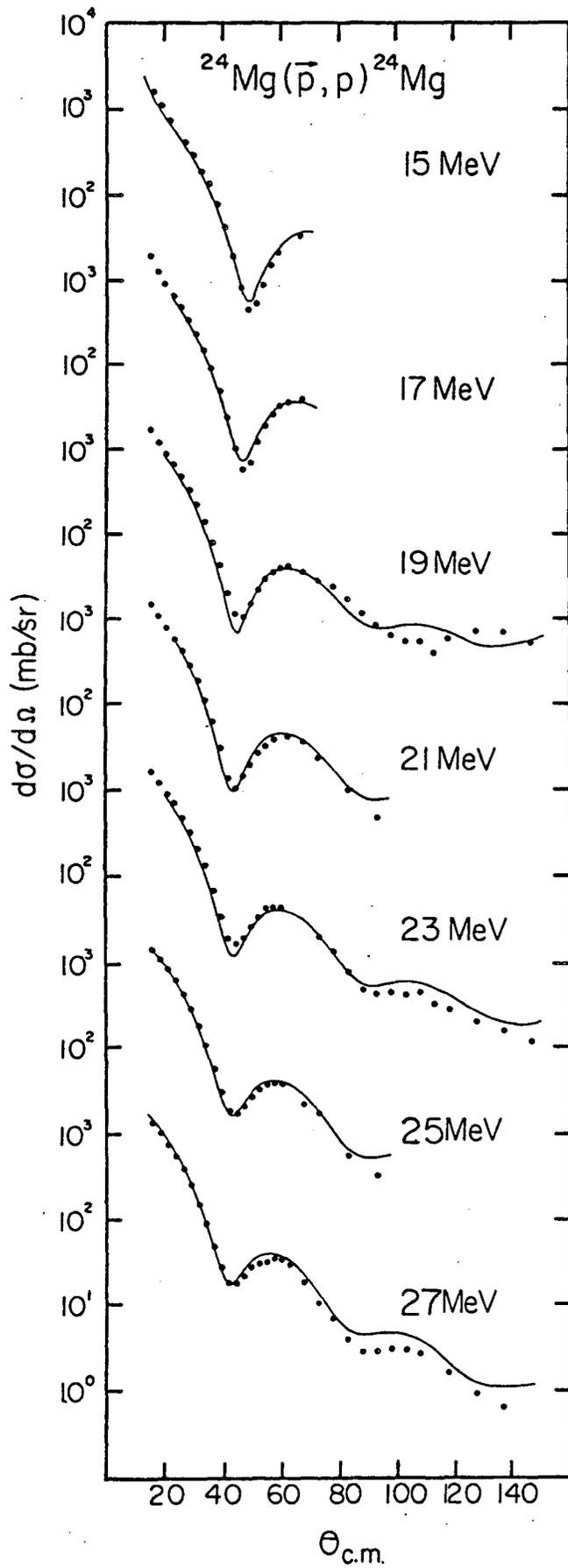


Figure 4

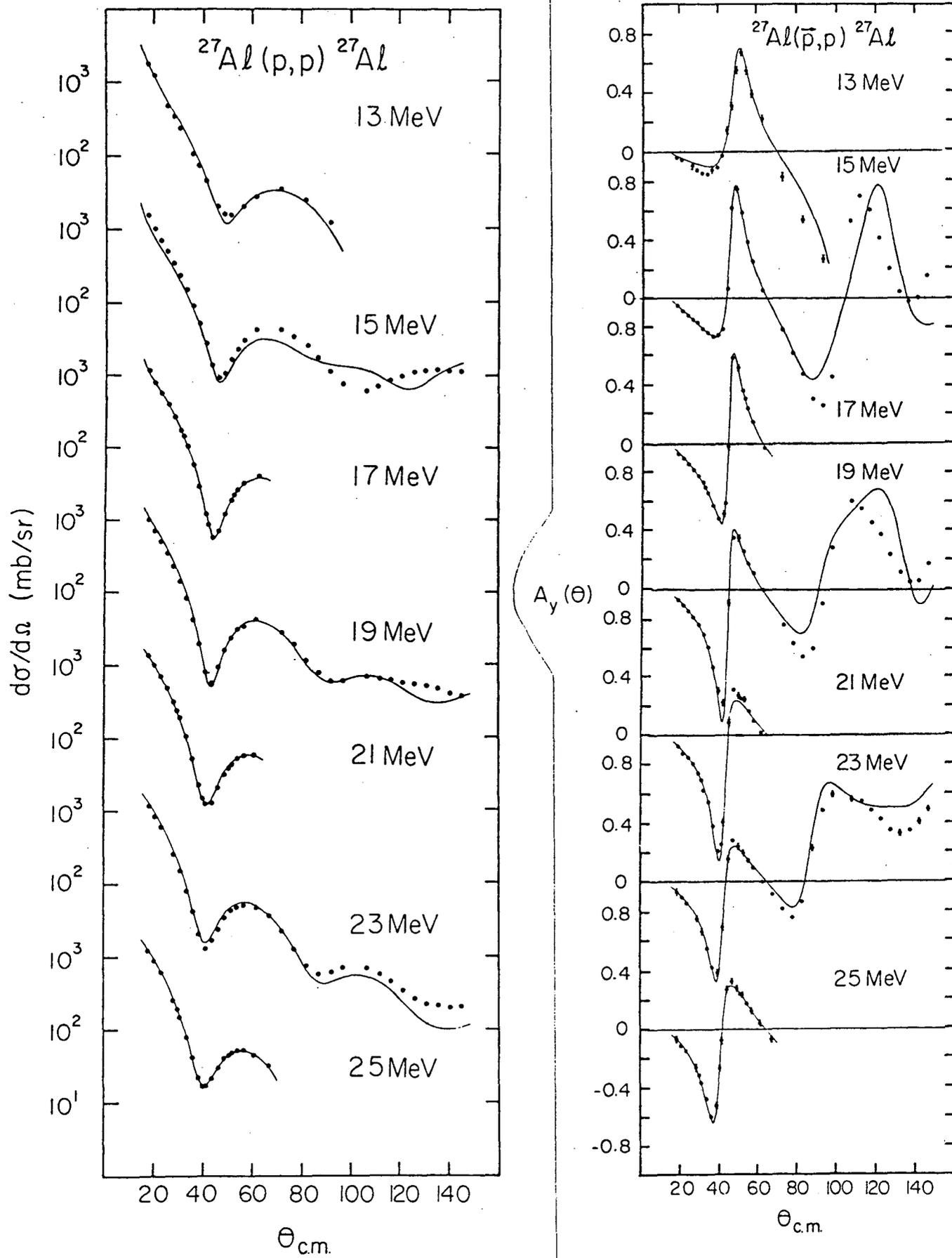


Figure 5

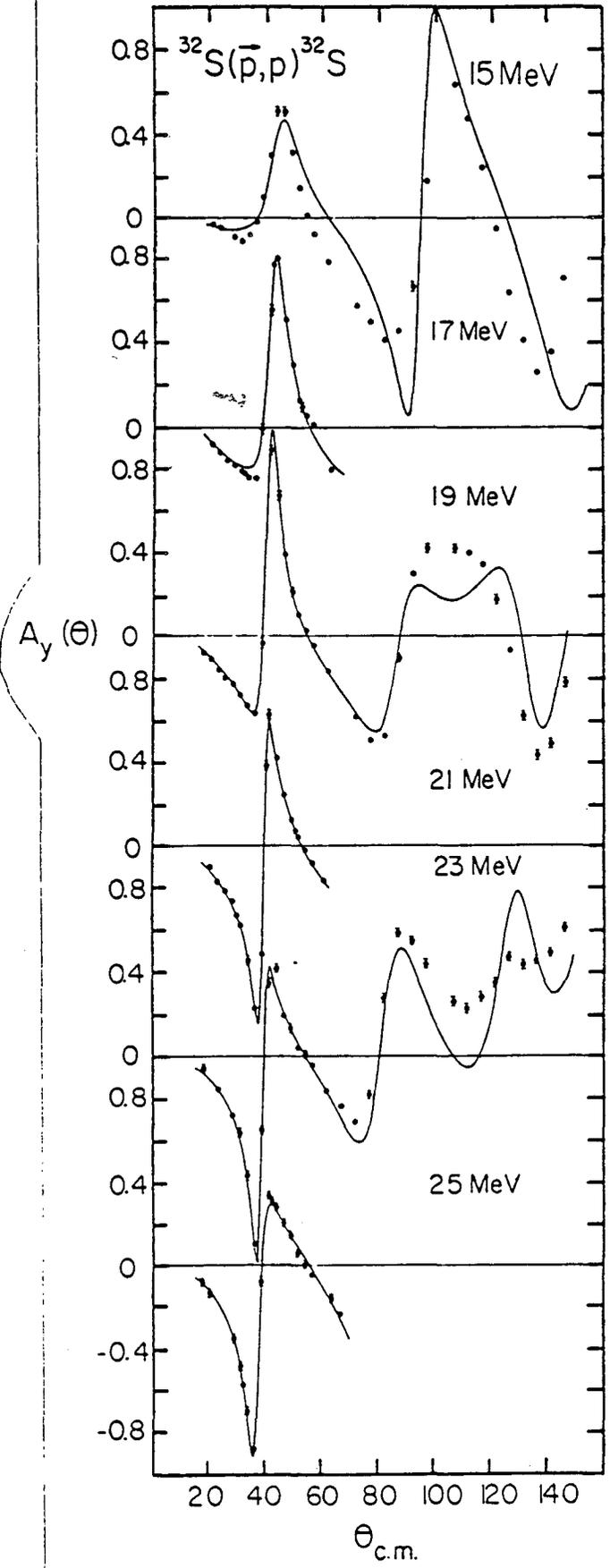
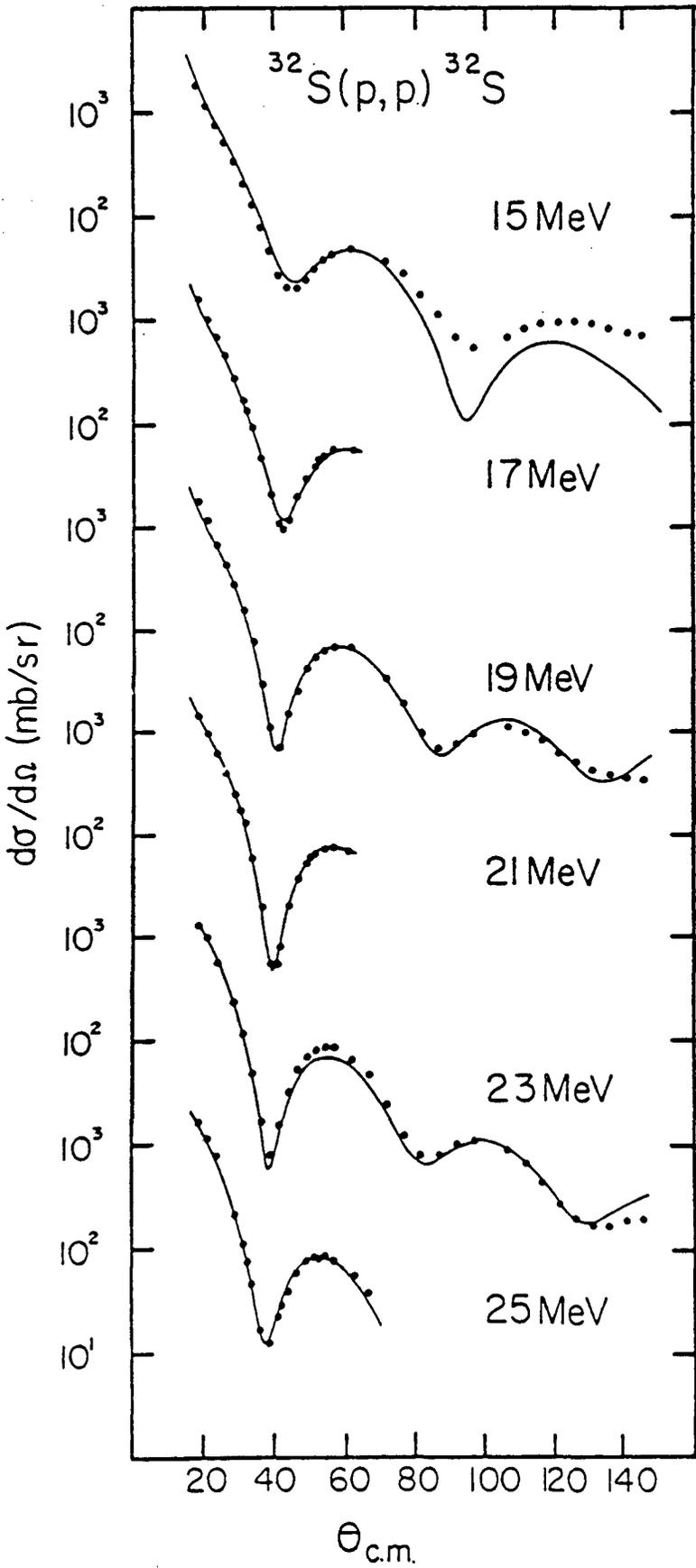


Figure 6

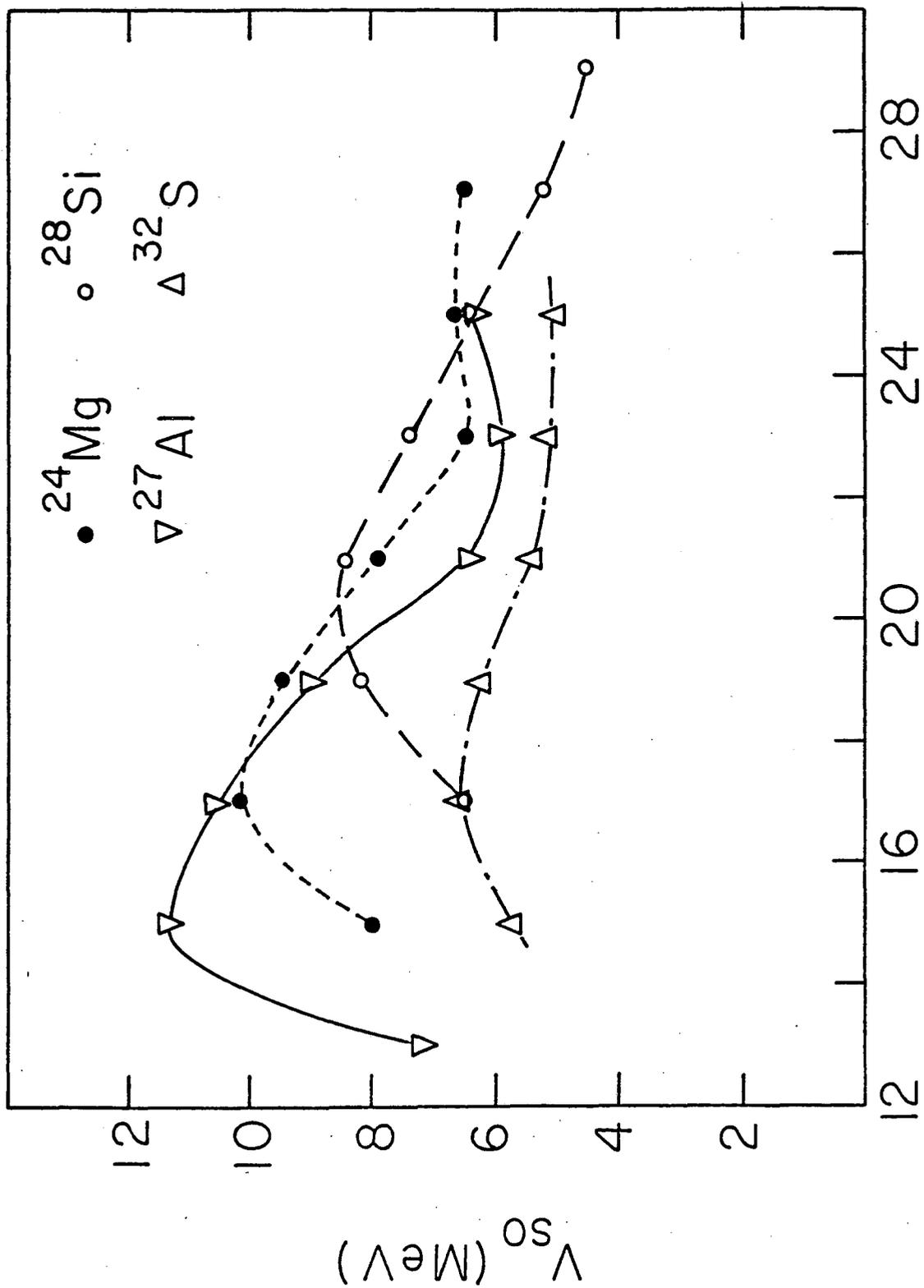


Figure 7

This report was done with support from the Department of Energy. Any conclusions or opinions expressed in this report represent solely those of the author(s) and not necessarily those of The Regents of the University of California, the Lawrence Berkeley Laboratory or the Department of Energy.

Reference to a company or product name does not imply approval or recommendation of the product by the University of California or the U.S. Department of Energy to the exclusion of others that may be suitable.

TECHNICAL INFORMATION DEPARTMENT
LAWRENCE BERKELEY LABORATORY
UNIVERSITY OF CALIFORNIA
BERKELEY, CALIFORNIA 94720