

JAERI-M
7148

${}^6\text{Li}$ の中性子断面積

1977年7月

菰田 成一*・五十嵐信一

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

${}^6\text{Li}$ の中性子断面積

日本原子力研究所東海研究所物理部

菰田 成一*・五十嵐 信一

(1977年6月10日受理)

20 MeV までのエネルギー範囲における ${}^6\text{Li}$ の (n, α) 反応と弾性散乱の断面積の実験データを調査し, その測定値の信頼性を検討した。信頼性が高いと判断したデータに Kapur-Peierls の式を適合させて, 実験ではまだ観測されていない ${}^6\text{Li}$ の励起準位のエネルギー, スピン, パリティ, および準位幅を推定した。(n, α) 反応の低エネルギーにおける $1/v$ 断面積と MeV 領域におけるゆるやかな断面積とを同時に再現するために 5 個の偶パリティ準位を仮定し, また弾性散乱断面積の 2 ~ 5 MeV のエネルギー領域にわたる広いピークの再現のためには 3 個の奇パリティ準位の存在を仮定した。断面積の計算値は既存の評価データと比較し検討した。

* 特別研究生, 大阪大学工学部原子力工学科

Neutron Cross Sections of ${}^6\text{Li}$

Seichi KOMODA* and Sin-iti IGARASI

Division of Physics, Tokai Research Establishment, JAERI

(Received June 10, 1977)

Experimental data of the (n,α) reaction and the elastic scattering cross sections of ${}^6\text{Li}$ are surveyed below 20 MeV, and the reliability of the data is investigated. Estimations of energies, spins, parities, and widths for the excited levels of ${}^7\text{Li}$ are made by fitting the cross-section formula of Kapur-Peierls to the reliable data. Five even-parity levels are assumed in order to reproduce both the $1/v$ cross section at low energies and the smooth cross section in the MeV region of the (n,α) reaction consistently, and three odd-parity levels the broad peak of the elastic scattering cross section in the energy range 2-5 MeV. The calculated values of the cross sections are compared with the existing evaluated data.

Keywords: Lithium-6, (n,α) Reaction Cross Section, Elastic Scattering Cross Section, Energy Range below 20 MeV, Kapur-Peierls Formula, Excited Energy, Level Width, Spin, Parity

* Department of Nuclear Engineering, Osaka University

目 次

1. 序 文	1
2. 実験データの現状	1
2.1 入手した実験データ	1
2.2 実験データの検討	2
3. Kapur-Peierls の式	14
4. ${}^7\text{Li}$ の励起準位	15
5. 断面積の再現	18
6. 評価済みライブラリーとの比較検討	21
7. 結 言	24
参考文献	25

1. 序 文

${}^6_3\text{Li}$ は天然リチウム中に 7.42% 含まれているが、その (n, α) 反応の断面積は核融合炉のための重要なデータの一つであり、その測定は熱エネルギーから約 20 MeV までのエネルギー範囲にわたってかなり行われている。約 100 keV 以下のデータは標準断面積として使われるほど精度が良いが、100 keV 以上のエネルギーになるとデータのばらつきが大きくなる。この事実を反映して、Pre-JENDL-1^{*}、ENDF/B-V、および UKNDL 75 の各評価済みライブラリーに格納されているデータ間の差異もかなり大きい。また、これらの評価値は数 MeV 以上の高いエネルギー領域においては実験データを単に目のこで結んで得られただけのものであり、理論式を使って断面積を再現する試みがなされていない。一方、弾性散乱断面積の正確な値を知るための試みは (n, α) 反応の場合と比較して実験および理論のいずれにおいてもあまりなされていない。

こうした背景を考えて、我々は ${}^6\text{Li}$ の (n, α) 反応と弾性散乱の断面積を一組の一貫した理論式で再現することを試みた。その際特に注目したことは、1974 年の Ajzenberg-Selove と Lauritsen¹⁾ の励起準位のパラメータの compilation を見た限りでは、複合核 ${}^7\text{Li}$ の励起準位でパリティが偶のものが実験では見つかっていないということであった。 (n, α) 反応断面積が約 100 keV までのエネルギー範囲において現実に $1/v$ 断面積を示すのだから、s 波中性子によって作られる偶パリティ状態は必ず存在するはずである。 $1/v$ 断面積の再現を通じて偶パリティ状態のレベルを求めることは、これまでには 1972 年に Fort²⁾、1975 年に Hale³⁾、同じく 1975 年に Holt et al.⁴⁾ によって行われているが、彼らの求めたレベルのエネルギーは互いに非常に異なっている。彼らは高々数 MeV までの中性子エネルギー範囲における断面積の再現しか行わなかったため、大きな不一致が生じたものと思われる。我々は 20 MeV までの広いエネルギー範囲にわたる断面積の再現を通じて、偶パリティ状態のパラメータのより確かな値を得ることを試みた。

この報告書の第 2 章 1 節には評価の対象とした実験データをまとめ、2 節でそれらの信頼性を検討した。第 3 章には Kapur-Peierls の式⁵⁾とそれに適用した近似について述べ、第 4 章ではその式によって断面積を再現する際に必要な複合核 ${}^7\text{Li}$ の励起準位のエネルギー、スピン、パリティ、アイソスピン、および幅について述べた。第 5 章にはパラメータの値の決定の方法と得られた結果を示した。第 6 章では今回の計算値と前記の評価済みライブラリーのデータとの比較検討を行った。

2. 実験データの現状

2.1 入手した実験データ

CCDN (The NEA Neutron Data Compilation Center) の NEUDADA (NEU

*) 中川庸夫氏が JENDL-1 編集に先立ってあらかじめ用意したデータ。

1. 序 文

${}^6_3\text{Li}$ は天然リチウム中に 7.42% 含まれているが、その (n, α) 反応の断面積は核融合炉のための重要なデータのの一つであり、その測定は熱エネルギーから約 20 MeV までのエネルギー範囲にわたってかなり行われている。約 100 keV 以下のデータは標準断面積として使われるほど精度が良いが、100 keV 以上のエネルギーになるとデータのばらつきが大きくなる。この事実を反映して、Pre-JENDL-1^{*}、ENDF/B-V、および UKNDL 75 の各評価済みライブラリーに格納されているデータ間の差異もかなり大きい。また、これらの評価値は数 MeV 以上の高いエネルギー領域においては実験データを単に目のこで結んで得られただけのものであり、理論式を使って断面積を再現する試みがなされていない。一方、弾性散乱断面積の正確な値を知るための試みは (n, α) 反応の場合と比較して実験および理論のいずれにおいてもあまりなされていない。

こうした背景を考えて、我々は ${}^6\text{Li}$ の (n, α) 反応と弾性散乱の断面積を一組の一貫した理論式で再現することを試みた。その際特に注目したことは、1974 年の Ajzenberg-Selove と Lauritsen¹⁾ の励起準位のパラメータの compilation を見た限りでは、複合核 ${}^7\text{Li}$ の励起準位でパリティが偶のものが実験では見つかっていないということであった。 (n, α) 反応断面積が約 100 keV までのエネルギー範囲において現実に $1/v$ 断面積を示すのだから、s 波中性子によって作られる偶パリティ状態は必ず存在するはずである。 $1/v$ 断面積の再現を通じて偶パリティ状態のレベルを求めることは、これまでには 1972 年に Fort²⁾、1975 年に Hale³⁾、同じく 1975 年に Holt et al.⁴⁾ によって行われているが、彼らの求めたレベルのエネルギーは互いに非常に異なっている。彼らは高々数 MeV までの中性子エネルギー範囲における断面積の再現しか行わなかったため、大きな不一致が生じたものと思われる。我々は 20 MeV までの広いエネルギー範囲にわたる断面積の再現を通じて、偶パリティ状態のパラメータのより確かな値を得ることを試みた。

この報告書の第 2 章 1 節には評価の対象とした実験データをまとめ、2 節でそれらの信頼性を検討した。第 3 章には Kapur-Peierls の式⁵⁾ とそれに適用した近似について述べ、第 4 章ではその式によって断面積を再現する際に必要な複合核 ${}^7\text{Li}$ の励起準位のエネルギー、スピン、パリティ、アイソスピン、および幅について述べた。第 5 章にはパラメータの値の決定の方法と得られた結果を示した。第 6 章では今回の計算値と前記の評価済みライブラリーのデータとの比較検討を行った。

2. 実験データの現状

2.1 入手した実験データ

CCDN (The NEA Neutron Data Compilation Center) の NEUDADA (NEU

*) 中川庸夫氏が JENDL-1 編集に先立ってあらかじめ用意したデータ。

tron Data Direct Access)ライブラリーに格納されているデータのうち、 (n, α) 反応断面積のデータは1.038 keVから18.25 MeVまでのエネルギー範囲に全部で27件あったが、熱エネルギーのデータが無いことと3 MeV以上のエネルギーでのデータが少ないことから、これらのエネルギー領域についてはCINDA 76/77に掲載されている文献を調査した。その結果、新たに利用可能なデータが3件見つかった。一方、弾性散乱断面積のデータは1.0~1.42 MeVのエネルギー範囲に9件のデータしかNEUDADAには格納されていなかった。そこで、 (n, α) 反応の場合と同様にして20 MeV以下のエネルギーに対して文献を調査したところ、新たに利用可能なデータが3件見つかった。

最後に見落としを避けるためBNL-325(1976)と対照してみた。弾性散乱についてはBNL-325に含まれているデータを残らず含んでいたが、 (n, α) 反応については調査しなかった。エネルギー領域に2件のデータを見落していた。最終的に入手したデータは (n, α) 反応断面積については32件で、熱エネルギーから18.25 MeVまで1065点である。また弾性散乱断面積のデータは0.93 keVから1.42 MeVまでの12件、90点である。角度微分断面積のデータを角度について積分すれば、必要なデータの数がもう少し増えるのであるが、今回はそこまではしなかった。

第1表と第2表はそれぞれ入手した (n, α) 反応と弾性散乱の断面積の測定データの特徴を項目別に表わしたものであり、ともに測定年度の新しいものから順に並べた。表のローマ数字は本文との対応を示している。また、1 keV以上のデータは (n, α) 反応と弾性散乱の断面積についてそれぞれ第1図と第2図に示した。

2.2 実験データの検討

(n, α) 反応断面積の検討

熱エネルギーにおける測定はBecker et al.⁶⁾(IX)の944 bとMeadows⁷⁾(XI)の936 ± 4 bの2件しかない。なお、BNL-325(1973)の評価値は940 ± 4 bと、これらの平均値を採っている。

1970年以降のデータを見ると、Fort and Marquette⁸⁾による14 keV~1.7 MeVにおける絶対測定(VI)はPoenitz⁹⁾(IV)およびCoates et al.¹⁰⁾(V)とよく一致している。

Fortはこの測定以外にもFort¹¹⁾(X)とFort and Leroy¹²⁾(XV)の測定をしているが、(VI)が一番新しい測定である。また、Coates et al.の測定(V)は1.038~327 keVのエネルギー範囲にわたっているが、熱エネルギーでの (n, α) 反応断面積940 bを標準としている。このような事実から考えて、1 keVから1.7 MeVまでのエネルギー範囲にわたる(IV)、(V)、および(VI)のデータの信頼性は高いと思われる。Friesenhahn et al.¹³⁾の測定(III)は254 keVで3.766 ± 0.052 bという大きな値になっていて、この一因としてエネルギー分解能が良いということをあげているが、0.1~1.7 MeVの測定エネルギー領域全体を通じて(VI)よりも断面積の値が大き目になっている。

Bartle¹⁴⁾による測定(I)は絶対測定であり、2.16~9.66 MeVのエネルギー範囲にわたっていて、このデータを1.7 MeVまで外挿すると、Fort and Marquetteのデータ(VI)にうまくつながる。

Table 1 Experimental data for the ${}^6\text{Li}(n,\alpha)t$ reaction collected in this work

Institute and Facility	Neutron Source and Neutron Standard	Method and Detectors	Energy Range (MeV) and Data Points	Energy Resolution (%) and Cross Section Error (%)
(i) WIS (USA) Tandem Accelerator	$d(d,n)$ Absolute Measurement	Associated Particle ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ Scintillator	2.16 - 9.66 24	1.6 - 2.8 14) 2.2 - 5.2
(ii) MHD(USA)	Na-Be Photoneutron	Manganese Bath Silicon Surface Barrier	0.964 1	not given 17) 12
(iii) GRT(USA) Electron Linear Accelerator	$W(p,n)$ 148.88b-eV ² at 3.5 - 4.5 keV	Time of Flight ${}^{10}\text{B}$ Ionization Chamber	0.002443 - 1.711 152	not given 13) 1.3 - 5
(iv) ANL(USA) Tandem-Dynamitron	${}^7\text{Li}(p,n)$ 252Cf	Time of Flight ${}^6\text{Li}$ Glass Scintillator	0.091 - 1.5 67	0.6 - 8.1 9) 3 - 5
(v) HAR(UK) Electron Linear Accelerator	(Photo) Booster Target 149.5b-eV ² at 1.5 - 10 keV	Time of Flight ${}^6\text{Li}$ Glass Scintillator	0.001038 - 0.327 159	not given 10) 1 - 6
(vi) CAD (France) Van de Graaff	${}^7\text{Li}(p,n)$ Absolute Measurement	Manganese Sulfate Bath ${}^6\text{Li}$ Glass Scintillator	0.014 - 1.7 118	0.4 - 11 8) 3.2 - 8.4
(vii) HAR(UK) Van de Graaff	${}^7\text{Li}(p,n)$ at 0.16-0.6 MeV $t(p,n)$ at 0.3 - 2.4 MeV SEE COMMENT	Long Counter	0.15 - 3.9 78	2.2 - 17 15) 3 - 5
(viii) KTY(USA) Van de Graaff	${}^7\text{Li}(p,n)$ 2.8 ± 3b at the peak of 260 keV	Time of Flight ${}^6\text{Li}$ Glass Scintillator	0.01 - 0.287 31	not given 18) not given

Table 1 cont'd

(ix) GEL (Belgium)		Time of Flight Transmission Experiment	thermal 1	not given not given	6)
(x) CAD (France) Van de Graaff	$t(p,n)$ $Li(nat.)(n,\alpha)$ at thermal SEE COMMENT	Associated Particle 6Li Glass Scintillator	0.0818-0.517 40	not given 2.8-4.6	11)
(xi) ANL (USA)		Neutron Life Time Method	thermal 1	not given 0.4	7)
(xii) RBZ (Yugo.) Cockcroft Walton	$t(d,n)$ $H(n,n)$ SEE COMMENT	Silicon Surface Barrier	2.7 - 14.4 2	not given 12	19)
(xiii) ALD(UK) Van de Graaff	${}^7Li(p,n)$ outside the sphere ${}^5Li(p,n)$ inside the sphere Absolute Measurement	Spherical Shell Trans- mission	0.01C7-0.102 7	1.0-4.7 3.8-8.0	20)
(xiv) ALD(UK)	${}^{235}(n,f)$ 577b ${}^6Li(n,\alpha)$ 940b at 0.025 eV	Direct Detection Gas Ionization Chamber	0.025 - 0.10 3	13 - 24 4 - 7	21)
(xv) CAD(France) Van de Graaff	$t(p,n)$ Absolute Measurement	Associated Particle 6Li Glass Scintillator	0.150 - 0.282 12	not given 3.5-4.5	12)
(xvi) FOA (Sweden) Van de Graaff	${}^7Li(p,n)$ Absolute Measurement	Time of Flight 6Li Glass Scintillator	0.100 1	5 3.1	22)
(xvii) FOA (Sweden) Van de Graaff	${}^7Li(p,n)$ ${}^6Li(n,\alpha)t$ 945b at thermal $H(n,n)H$ above 150keV	Time of Flight 6Li Glass Scintillator	0.0029-0.588 83	not given 5	23)
(xviii) HAM (Germany, FR)		${}^6LiI(Eu)$ Crystal Scintillator	14.1 1	1.1 6	24)

Table 1 cont'd

(xix) USSR	t(d,n)	Nuclear Emulsion	14.1 1	not given 22	25)
(xx) HAM (Germany, FR) Cockcroft Walton	d(t,n) $^{127}\text{I}(n,2n)$ 1.2b at 14.1MeV	Coincidence of Particles $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ Crystal Scintillator	2.5 - 14.1 2	not given 8	26)
(xxi) USSR	d(d,n) d(d,p)t	Nuclear Emulsion	2.15 1	5 14	27)
(xxii) ORL(USA) Van de Graaff	t(p,n) below 4.13 MeV d(d,n) above 3.60 MeV $^{238}\text{U}(n,f)$ $^{237}\text{Np}(n,f)$ SEE COMMENT	Direct Detection $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ Scintillation Crystal	1.2 - 7.96 35	not given 4.9-9.2	28)
(xxiii) LAS (USA) Van de Graaff	$^7\text{Li}(p,n)$ $^{235}\text{U}(n,f)$	Long Counter $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ Scintillation Crystal	0.009-0.342 29	not given 8 - 15	29)
(xxiv) RIC (USA) Van de Graaff	$^7\text{Li}(p,n)$ below 0.60 MeV t(p,n) above 0.45 MeV Absolute Measurement at C.255 and 0.600 MeV	Direct Detection Long Counter $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ Scintillation Crystal	0.025 - 4.066 127	not given 8 - 10	30)
(xxv) NWU(USA)		Nuclear Emulsion	0.27 1	not given 11	31)
(xxvi) NRD(USA) Van de Graaff	t(d,n) Absolute Measurement	Direct Detection $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ Scintillation Crystal	12.5 - 18.25 35	1.1 - 3.2 3.8 - 5.7	16)
(xxvii) USSR	d(d,p)t		2.5 1	not given 12	32)

Table 1 cont'd

(xxviii) LAS (USA) Van de Graaff Cockcroft Walton	t(p,n) at 0.88, 2.90 MeV d(d,n) at 2.50, 4.44, 5.53, 6.52 MeV t(d,n) 14.1 MeV ²³⁵ U(n,f)	Direct Detection Long Counter Proportional Counter	0.88-14.1 11	0.3-2.7 10-19	33)
(xxix) USSR Electrostatic Generator	t(p,n) Absolute Measurement	Direct Detection Long Counter Ionization Chamber	0.0091-0.73 24	not given not given	34)
(xxx) NWU (USA) Electrostatic Generator	⁷ Li(p,n) ⁶ Li(n,α)t at 0.6 MeV	Nuclear Emulsion Long Counter	1.5-2.0 4	not given 15-19	35)
(xxxi) LAS (USA) Cockcroft Walton	t(d,n)	Nuclear Emulsion	14.1 1	4 15	36)
(xxxii) ANL(USA) Van de Graaff	⁷ Li(p,n) ²³⁵ U(n,f)580b (Re-evaluated by J.J. Delaney)	Direct Detection Ionization Chamber	0.142-0.624 13	2.2-18 2	37)

Comments

(vii) The experimental data were normalized to the following values of ⁶Li(n,α)t reaction cross section.

En(MeV)	0.332	0.376	0.384	0.392	0.422	0.442	0.446	0.468	0.470	0.490	0.493
σ _{n,α} (b)	1.000	0.640	0.600	0.565	0.465	0.420	0.410	0.370	0.365	0.340	0.335
	0.506	0.533	0.540	0.573							
	0.320	0.295	0.290	0.260							

(x) The (n,α) reaction cross section of natural lithium measured by Meadows and Whalen⁵⁸⁾

(xi) The value 938 ± 6 b by Meadows and Whalen⁵⁹⁾ were superseded.

(xii) The elastic scattering cross section of H measured by Nakamura⁶⁰⁾.

(xxii) The cross sections of ²³⁸U(n,f) and ²³⁷Np(n,f) reactions measured by Allen and Henkel⁶¹⁾ and Schmitt and Murray⁶²⁾, respectively.

Table 2 Experimental data for the elastic scattering of ${}^6\text{Li}$ collected in this work

Institute and Facility	Neutron Source and Neutron Standard	Method and Detectors	Energy Range (MeV) and Data Points	Energy Resolution and Cross Section Error (%)
(i) KYU(Japan) Cockcroft Walton	t(d,n) H(n,n)H SEE COMMENT	Time of Flight Liquid Scintillator	14.1 1	0.7 44) 5.6
(ii) HAR (UK)	Carbon SEE COMMENT	Time of Flight ${}^6\text{Li}$ Glass Scintillator	0.00093 - 0.11 26	not given 38) 9 - 25
(iii) TRI (Italy) Cockcroft Walton	t(d,n) ${}^{12}\text{C}(n,n){}^{12}\text{C}$	Time of Flight Liquid Scintillator	14.2 1	1.1 45) 11
(iv) LAS (USA) Van de Graaff	t(p,n) at 4.83 MeV d(d,n) at 5.74, 7.5 MeV H(n,n)H	Time of Flight Plastic Scintillator	4.83 - 7.5 3	0.97 - 4.0 41) 4.0 - 4.4
(v) GEL (Belgium) Van de Graaff	t(p,n) H(n,n)H	Time of Flight	1.0 - 2.3 14	3.2 - 6.2 40) 3.5
(vi) ALD (UK)	t(p,n) H(n,n)H	Time of Flight Liquid Scintillator	10 1	0.4 43) 9.7
(vii) GRE (France)		Time of Flight	14 1	not given 46) 11
(viii) LAS (USA)	t(p,n)	Nuclear Emulsion	14.1 1	0.7 47) 11
(ix) ALD (UK) Van de Graaff	t(p,n) below 4.83 MeV d(d,n) above 5.15 MeV H(n,n)H	Time of Flight	3.35 - 7.54 6	1.5 - 3.1 42) 3.1 - 7.8

Table 2 cont'd

(x)	LAS (USA)			14 1	not given 11	48)
(xi)	IRL (USA) Cockcroft Walton	t(d,n)	Time of Flight	14 1	not given not given	49)
(xii)	ANL (USA) Electrostatic Accelerator	⁷ Li(p,n)	BF ₃ Proportional Counter	0.05 - 2.24 34	not given 4 - 7	39)

Comment

- (i) The elastic scattering cross section of H from BNL-400 (1962).
- (ii) The cross section of C measured by Uttley and Diment⁶³.

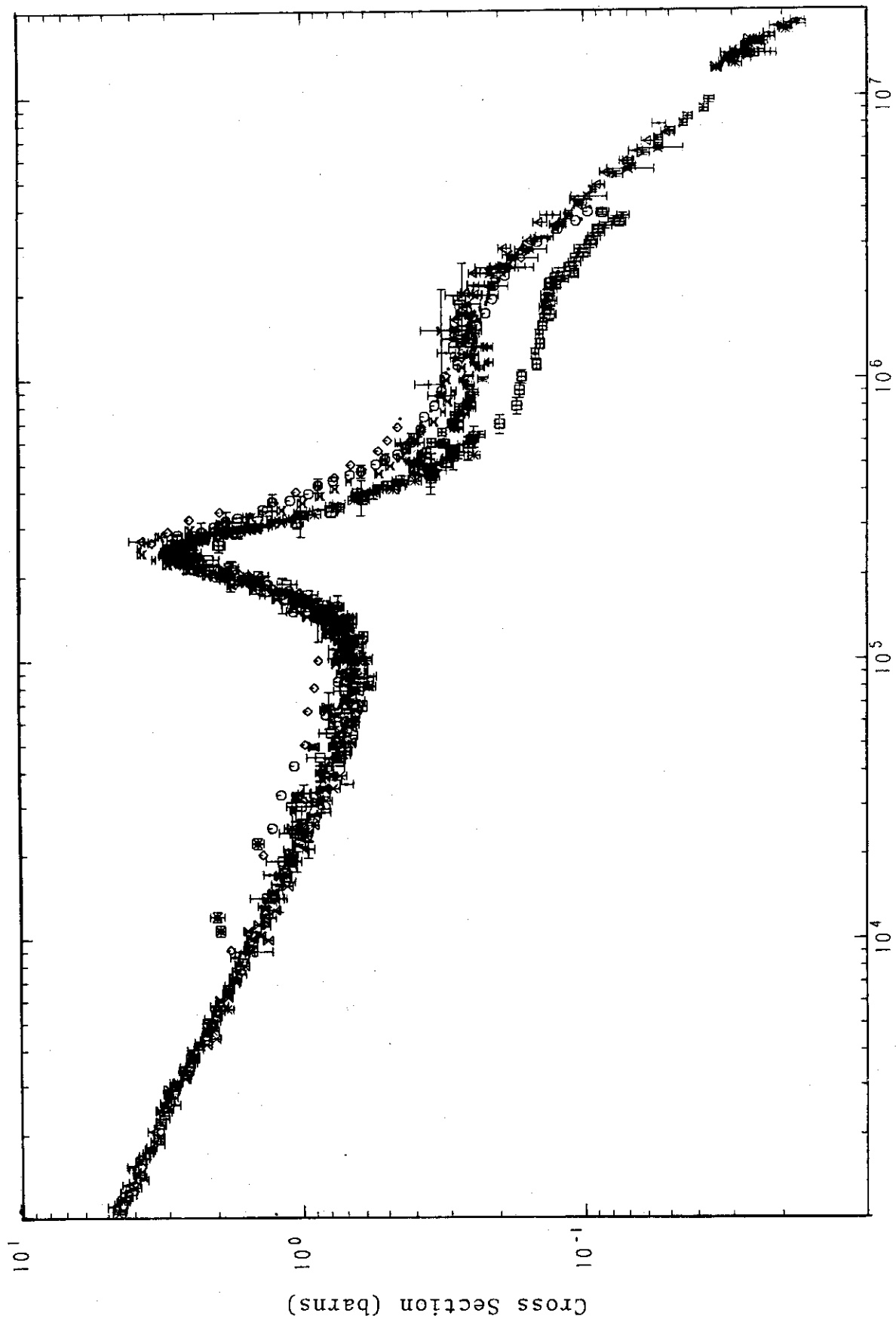


Figure 1. Experimental data for the ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ cross section in the energy range 0.001-20 MeV.

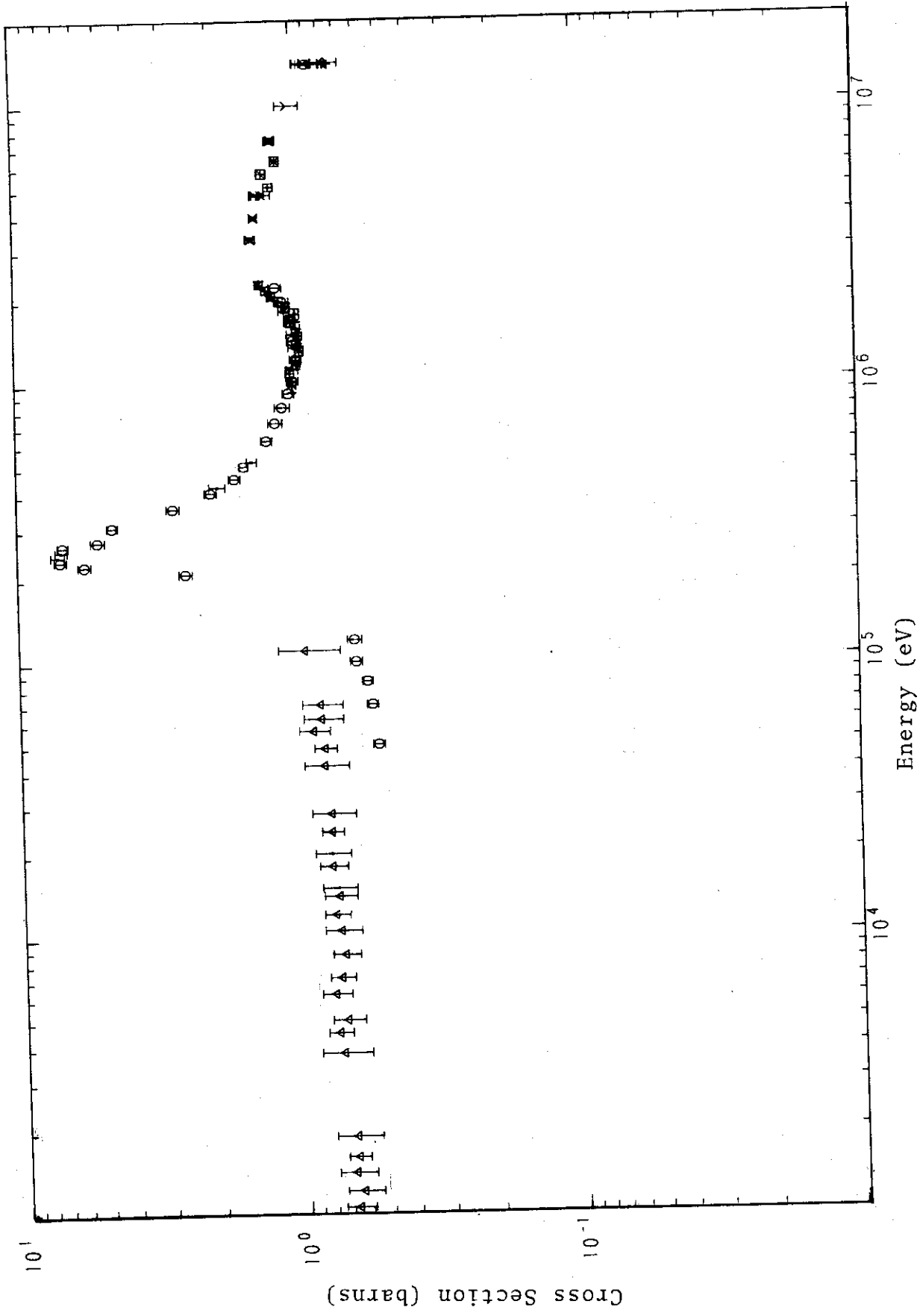


Figure 2. Experimental data for the elastic scattering cross section in the energy range 0.001-20 MeV.

0.15 ~ 3.9 MeVのエネルギー範囲にわたる Clements and Rickard¹⁵⁾(VII) のデータが (VI) および (I) よりもはるかに小さいのは、0.332 ~ 0.573 MeV のエネルギー範囲における測定値が Fort¹¹⁾(X) の値に一致するように規格化しているためである。(VI) と一致するように規格化を改めれば (VI) と (I) にかなり近づくが、1.0 ~ 1.7 MeV のエネルギー範囲では (VI) と違って断面積の値がほぼ一定にはならず、エネルギーの増加とともに単調に減少する。

Kern and Kreger¹⁶⁾ の絶対測定 (XXVI) は 1.25 ~ 1.825 MeV のエネルギー範囲にわたる貴重なデータであるが、1.42 MeV で 28.1 ± 1.6 mb という値は少し大き目である。

以上において議論しなかった測定についての概要を述べる。

(II) Stephany and Knoll¹⁷⁾, 0.964 MeV でのデータ 1 点だけで、 356 ± 43 mb は大き目である。

(VIII) McPherson and Gabbard¹⁸⁾, 254 keV での極大値が 2.78 b となるように規格化してある。(VI) とまずまずの一致を示す。

(XII) Rendic and Paic¹⁹⁾, 2.7 MeV で 166 ± 21 mb, 14.4 MeV で 26 ± 3 mb の 2 点だけである。2.7 MeV での値は (I) とよく一致する。

(XIII) Cox and Pontet²⁰⁾, 大き目である。

(XIV) Barry²¹⁾, 大き目である。

(XVI) Conde et al.²²⁾, 100 keV での絶対測定である。 640 ± 20 mb は (VI) とよく一致する。

(XVII) Schwartz et al.²³⁾, 150 keV 以下では (IV), (V), および (VI) とよく一致するが、150 keV 以上のエネルギーではむしろ (VII) とよく一致する。242 keV で極大値 2.54 ± 0.13 b は小さ目である。

(XVIII) Pollehn²⁴⁾, 14.1 MeV でのデータ 1 点だけで、 25.8 ± 1.5 mb である。

(XIX) Mikhajlina et al.²⁵⁾, 1.41 MeV でのデータ 1 点だけで、 27 ± 6 mb である。

(XX) Bormann et al.²⁶⁾, 2.5 MeV で 190 ± 15 mb, 1.4 MeV で 25 ± 2 mb の 2 点だけである。2.5 MeV でのデータは (I) とよく一致する。

(XXI) Pereygin and Tolstob²⁷⁾, 2.15 MeV でのデータ 1 点だけで、 215 ± 30 mb は (I) とよく一致する。

(XXII) Murray and Schmitt²⁸⁾, 1.2 ~ 1.7 MeV のエネルギー範囲では (VI) よりも大きく、むしろ (III) に近いが、2 MeV 以上では (I) とよく一致する。

(XXIII) Bame and Cubitt²⁹⁾, 260 keV での極大値 2.54 b は小さ目である。

(XXIV) Gabbard et al.³⁰⁾, 255 keV と 600 keV の 2 点でのみ絶対測定。255 keV では (VI) と、600 keV では (III) と、また 2 MeV 以上では (I) とよく一致する。

(XXV) Pardo and Roberts³¹⁾, 270 keV でのデータ 1 点だけで、 3.7 ± 0.4 b は大き目である。

(XXVII) Elpidinskii et al.³²⁾, 2.5 MeV でのデータ 1 点だけで、 170 ± 20 mb は (I) とよく一致する。

(XXVIII) Ribe³³⁾, 0.88 MeV と 1.40 MeV でのデータは (III) とよく一致し、2.39 ~ 6.52 MeV のエネルギー範囲では (I) とよく一致する。1.41 MeV では 26 ± 4 mb である。

(XXIX) Gorlov et al.³⁴⁾ 絶対測定であるが、9.1 ~ 730 keV の全エネルギー範囲で大き目である。

(XXX) Weddel and Roberts³⁵⁾ 1.5 MeV と 2.0 MeV での測定であるが、600 keV における (XXXII) のデータを標準にしているために大きすぎる。BNL-325 の再規格化した値は (III) とよく一致する。

(XXXI) Frye³⁶⁾ 14.1 MeV でのデータ 1 点だけで 26 ± 4 mb である。

(XXXII) Blair and Holland³⁷⁾ 大き目である。

弾性散乱断面積の検討

熱エネルギーでの測定値は見つからなかった。0.93 ~ 110 keV のエネルギー範囲にわたる Asami and Moxon³⁸⁾ の測定 (II) が最も低いエネルギーでの測定である。文献に 4π ($d\sigma/d\Omega$) の値が 4 つの角度について図示されていたので、それらの値を読み取った。このエネルギー領域では重心系等方散乱の近似がかなり良い精度で成り立っている。

50 keV から 2.24 MeV までのエネルギー範囲にわたる Lane et al.³⁹⁾ の測定 (XII) は角度微分断面積の値を測定したものであるが、AWRE Report O-60/64 にその積分値が図示されていたので、その値を読み取った。この測定は共鳴のピーク附近での断面積の値を求めることが主目的であつたらしく、50 ~ 100 keV でのデータは (II) よりもずっと断面積の値が小さくなっている。1 MeV 以上のデータは Knitter and Coppola⁴⁰⁾ (V) とよく一致する。

4.83 ~ 7.5 MeV のエネルギー範囲にわたる Hopkins et al.⁴¹⁾ の測定 (IV) は、3.35 ~ 7.54 MeV のエネルギー範囲にわたる Batchelor and Towle⁴²⁾ の測定 (IX) とまずまずの一致を示している。

(VI) の Cookson et al.⁴³⁾ の測定は 10 MeV のデータ 1 点だけであり、その断面積の値は 1030 ± 100 mb である。8 MeV 以上 14 MeV 未満のエネルギー範囲における唯一のデータで貴重である。

14.0 ~ 14.2 MeV のエネルギーでの測定は Hyakutake et al.⁴⁴⁾ (I), Abbondanno et al.⁴⁵⁾ (III), Merchez et al.⁴⁶⁾ (VII), Armstrong et al.⁴⁷⁾ (VIII), Armstrong et al.⁴⁸⁾ (X), および Wong et al.⁴⁹⁾ (XI) の 6 点があり、(III) の 754 ± 82 mb から (VIII) の 883 ± 95 mb までの間にばらついている。(XI) の測定は角度微分断面積についてであり、その積分値は (III), (VIII) および (IX) に与えられてはいるが、互いに大きく異なった値が求められている。(XI) を除いた残りの 5 つのデータを単純に平均すると 830 mb となる。

以上の考察の結果、信頼して良いと考えた (n, α) 反応と弾性散乱の断面積のデータをそれぞれ第 3 図と第 4 図に示した。pre-JENDL-1 の評価値も同時に示した。図から今回我々が信頼性が高く、採用して良いと考えた実験データが pre-JENDL-1 の評価値とかなり良く一致することが分る。

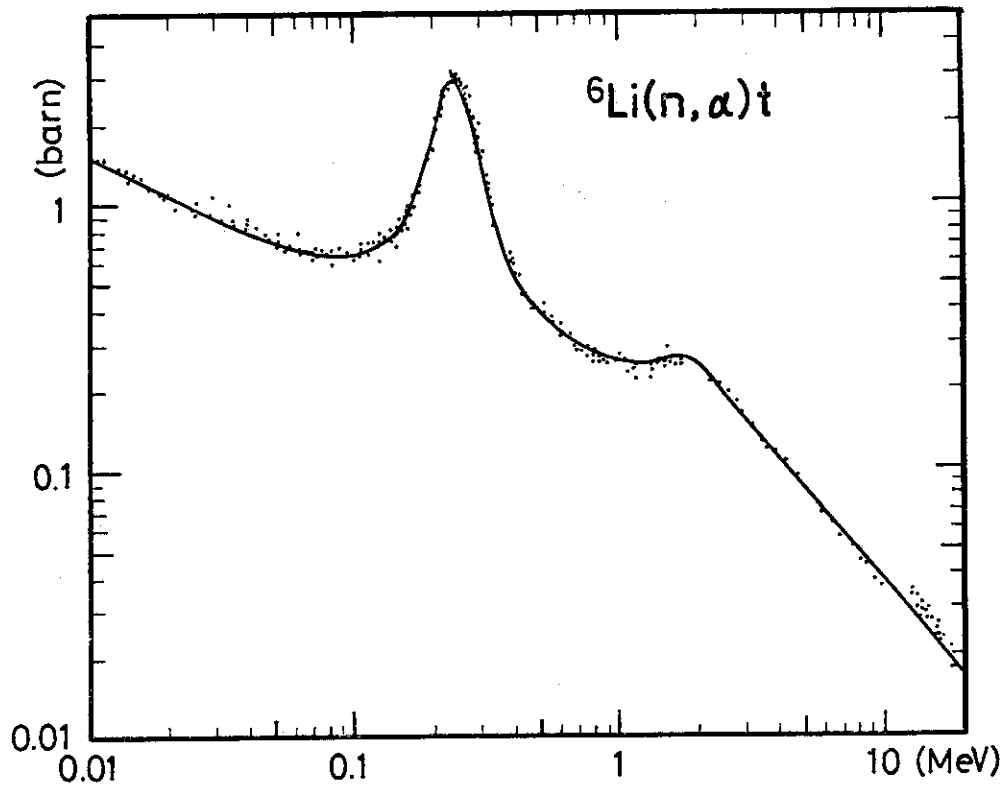


Figure 3. Comparison of the data of the pre-JENDL-1 with the experimental data selected in this work. The data of Fort and Marquette⁸⁾, Poenitz⁹⁾ Coates et al.¹⁰⁾, Bartle¹⁴⁾, and Kern and Kreger¹⁶⁾ are shown without distinction.

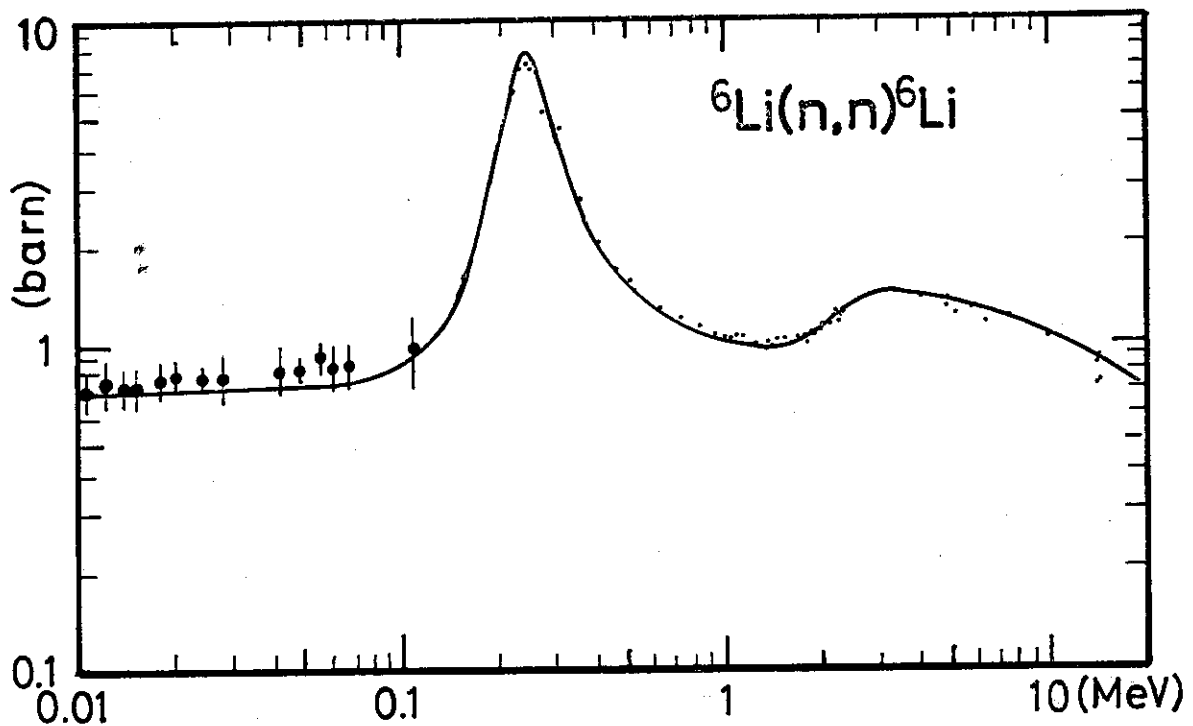


Figure 4. Comparison of the data of the pre-JENDL-1 with the experimental data selected in this work. Below 120 keV the data of Lane et al.³⁹⁾ are not shown. Error bars are given only to the data of Asami and Moxon³⁸⁾. The other data are shown without distinction.

3. Kapur-Peierls の式

20 MeV という高エネルギーまでの断面積を計算しようとする、⁷Li の共鳴準位間の干渉を考慮することが必要となる。そのためにはWigner-Eisenbud の理論は取扱いが困難であり、Kapur-Peierls の理論を適用することにした。Kapur-Peierls の理論⁵⁾では衝突行列 $U_{c'c}^{J\pi}$ は

$$U_{c'c}^{J\pi} = e^{2i\omega_c} \delta_{c'c} + i \sum_{\nu} \frac{g_{\nu c'} g_{\nu c}}{E_{\nu} - \frac{i}{2} \Gamma_{\nu} - E}, \quad (3-1)$$

で与えられる。 ν は同じスピン J とパリティ π をもつ共鳴準位についての和をとることを示す。 E_{ν} と Γ_{ν} はそれぞれKapur-Peierls の意味での、 ν 番目の共鳴エネルギーと全幅である。また、 $g_{\nu c}$ と ω_c の定義は

$$g_{\nu c} \equiv e^{i\omega_c} \sqrt{2P_c} \delta_{\nu c}, \quad (3-2)$$

$$\omega_c \equiv \sigma_c - \phi_c, \quad (3-3)$$

である。 P_c は penetration factor, σ_c は Coulomb phase shift, また ϕ_c は hard sphere phase shift である。 $\delta_{\nu c}$ は複素量であるが、複素直交変換行列 T によってWigner-Eisenbud の理論⁵⁾で定義される換算幅振幅 $r_{\lambda c}$ と、

$$\delta_{\nu c} \equiv \sum_{\lambda} T_{\nu\lambda} r_{\lambda c}, \quad (3-4)$$

で結ばれている。⁵⁾ $U_{c'c}^{J\pi}$ の共鳴準位による展開はWigner-Eisenbud の理論では ν と λ についての和になるが、Kapur-Peierls の理論では ν だけの和でよい。この簡単化の代償として、換算幅振幅が実数量から複素量へと拡張されている。チャンネルの記号 c は

$$c \equiv \{ a s l : J M \}, \quad (3-5)$$

を表している。ここに a, s, l はそれぞれ粒子の種類, チャンネルスピン, 相対軌道角運動量を表わす。断面積 $\sigma(a \rightarrow a')$ は衝突行列 $U_{c'c}^{J\pi}$ を使って、

$$\sigma(a \rightarrow a') = \frac{\pi}{2} \sum_{\mathbf{k}_a} \sum_{s_1} \sum_{s_1'} g_J \left| \delta_{a's'r'; a s l} - U_{a's'r'; a s l}^{J\pi} \right|^2, \quad (3-6)$$

と書くことができる。 k_a は入射粒子の波数, g_J はスピン統計因子である。Kapur-Peierls の理論における全幅 Γ_{ν} は

$$\Gamma_{\nu} \equiv 2 N_{\nu}^{-1} \sum_c P_c |\delta_{\nu c}|^2, \quad (3-7)$$

で定義される。⁵⁾ ここで N_{ν} は $T_{\nu\lambda}$ を使って

$$N_{\nu} \equiv \sum_{\lambda} |T_{\nu\lambda}|^2, \quad (3-8)$$

と表わされ、一般に 1 以上の値をとる。1 に等しくなるのは $\sum_{\lambda} \text{Im } T_{\nu\lambda} = 0$ が成り立つときに限られる。しかしながら、実際にKapur-Peierls の式によって断面積の再現を試みる

ときには、以下に述べるような近似を導入した。

我々は $N_\nu = 1$ がすべての共鳴準位 ν について成り立つ、すなわち、全幅 Γ_ν は部分幅の和に等しいとした。この近似が正当化されるためには、 $\delta_{\nu c}$ をほぼ実数量の範囲内に制限して断面積の再現ができなければならない。また、中性子放出チャンネルと α 粒子放出チャンネル以外のチャンネルは閉じているとした。実際、弾性散乱、非弾性散乱、および (n, α) 反応の各断面積の和は 2.75 MeV 以下で全断面積のほぼ 100% を、20 MeV 以下の全エネルギー範囲について見ても 90% 以上を占めている。また、 $\delta_{\nu c}$ は Σ の外へ出して 1, s , および残留核の準位についての、 P_c を重みとした平均量として取り扱った。以上の近似を式で表わすと次のようになる。

$$\Gamma_\nu = \Gamma_{\nu n} + \Gamma_{\nu \alpha}, \quad (3-9)$$

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_{\nu n} &= 2 |\delta_{\nu n}|^2 \sum_c P_c, \\ \Gamma_{\nu \alpha} &= 2 |\delta_{\nu \alpha}|^2 \sum_c P_c. \end{aligned} \right\} \quad (3-10)$$

さて、(3-10) を仮定したためにすべてのパラメータはチャンネルスピン s に依存せず、式(3-6)で s に依存する量は $\delta_{\alpha' s' l'; \alpha s l}$ だけである。 ${}^4\text{He}$ のスピンは 0 なので α 放出チャンネルのチャンネルスピンは $s = 1/2$ と一義的に決まるが、 ${}^6\text{Li}$ の基底状態のスピンは 1 であるので弾性散乱チャンネルのチャンネルスピンは $s = 1/2$ と $3/2$ の 2通りの値を取ることができる。しかしながら、 s 波中性子によってつくられる $s_{1/2}$, $s_{3/2}$ の各状態に対応するチャンネルスピンはそれぞれ $s = 1/2$, $3/2$ と一義的に決まる。また p 波中性子によってつくられる $p_{1/2}$, $p_{3/2}$, $p_{5/2}$ の各状態のうち、 $p_{5/2}$ 状態だけはチャンネルが $s = 3/2$ と一通りに決まる。したがって、 $s_{1/2}$, $s_{3/2}$, $p_{5/2}$ の各状態の弾性散乱断面積への寄与が他の状態の寄与と較べてずっと大きければ、式(3-6)において $\delta_{\alpha' s' l'; \alpha s l}$ を $\delta_{\alpha' l'; \alpha l}$ によって置き換える近似は正当化される。この近似のもとでは(3-6), (3-10)の両式におけるチャンネルスピン s についての和を省略することが許されて、式(3-6)は次のように簡単になる。

$$\sigma(\alpha \rightarrow \alpha') = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_J \sum_{l'} \sum_{l''} g_J \left| \delta_{\alpha' l'; \alpha l} - U_{\alpha' l'; \alpha l}^{J\pi} \right|^2 \quad (3-11)$$

4. ${}^7\text{Li}$ の 励 起 準 位

${}^6\text{Li}$ (g.s.) のスピン、パリティが 1^+ であるので、 s 波中性子の入射によって形成される複合核 ${}^7\text{Li}$ のスピン、パリティは $1/2^+$ または $3/2^+$ のいずれかである。 (n, α) 反応断面積が約 100 keV 以下のエネルギー領域で $1/v$ 則を示すという事実から、それらの偶パリティ状態が確かに存在することがわかる。1974年の Ajzenberg-Selove と Lauritsen の編集¹⁾を見た限りでは、これらの偶パリティ状態が実験では見つかっていないようである。しかし今までに偶パリティ状態を導入して (n, α) 反応の $1/v$ 断面積を再現しようとする試みがいくつかなされている。

ときには、以下に述べるような近似を導入した。

我々は $N_\nu = 1$ がすべての共鳴準位 ν について成り立つ、すなわち、全幅 Γ_ν は部分幅の和に等しいとした。この近似が正当化されるためには、 $\delta_{\nu c}$ をほぼ実数量の範囲内に制限して断面積の再現ができなければならない。また、中性子放出チャンネルと α 粒子放出チャンネル以外のチャンネルは閉じているとした。実際、弾性散乱、非弾性散乱、および (n, α) 反応の各断面積の和は 2.75 MeV 以下で全断面積のほぼ 100% を、20 MeV 以下の全エネルギー範囲について見ても 90% 以上を占めている。また、 $\delta_{\nu c}$ は Σ の外へ出して 1, s , および残留核の準位についての、 P_c を重みとした平均量として取り扱った。以上の近似を式で表わすと次のようになる。

$$\Gamma_\nu = \Gamma_{\nu n} + \Gamma_{\nu \alpha}, \quad (3-9)$$

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_{\nu n} &= 2 |\delta_{\nu n}|^2 \sum_c P_c, \\ \Gamma_{\nu \alpha} &= 2 |\delta_{\nu \alpha}|^2 \sum_c P_c, \end{aligned} \right\} \quad (3-10)$$

さて、(3-10) を仮定したためにすべてのパラメータはチャンネルスピン s に依存せず、式(3-6)で s に依存する量は $\delta_{\alpha' s' l'; \alpha s l}$ だけである。 ${}^4\text{He}$ のスピンは 0 なので α 放出チャンネルのチャンネルスピンは $s = 1/2$ と一義的に決まるが、 ${}^6\text{Li}$ の基底状態のスピンは 1 であるので弾性散乱チャンネルのチャンネルスピンは $s = 1/2$ と $3/2$ の 2 通りの値を取ることができる。しかしながら、 s 波中性子によってつくられる $s_{1/2}$, $s_{3/2}$ の各状態に対応するチャンネルスピンはそれぞれ $s = 1/2$, $3/2$ と一義的に決まる。また p 波中性子によってつくられる $p_{1/2}$, $p_{3/2}$, $p_{5/2}$ の各状態のうち、 $p_{5/2}$ 状態だけはチャンネルが $s = 3/2$ と一通りに決まる。したがって、 $s_{1/2}$, $s_{3/2}$, $p_{5/2}$ の各状態の弾性散乱断面積への寄与が他の状態の寄与と較べてずっと大きければ、式(3-6)において $\delta_{\alpha' s' l'; \alpha s l}$ を $\delta_{\alpha' l'; \alpha l}$ によって置き換える近似は正当化される。この近似のもとでは(3-6), (3-10)の両式におけるチャンネルスピン s についての和を省略することが許されて、式(3-6)は次のように簡単になる。

$$\sigma(\alpha \rightarrow \alpha') = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_J \sum_{l'} \sum_{l''} g_J \left| \delta_{\alpha' l' l''; \alpha l} - U_{\alpha' l' l''; \alpha l}^{J\pi} \right|^2 \quad (3-11)$$

4. ${}^7\text{Li}$ の 励 起 準 位

${}^6\text{Li}$ (g.s.) のスピン、パリティが 1^+ であるので、 s 波中性子の入射によって形成される複合核 ${}^7\text{Li}$ のスピン、パリティは $1/2^+$ または $3/2^+$ のいずれかである。 (n, α) 反応断面積が約 100 keV 以下のエネルギー領域で $1/v$ 則を示すという事実から、それらの偶パリティ状態が確かに存在することがわかる。1974年の Ajzenberg-Selove と Lauritsen の編集¹⁾を見た限りでは、これらの偶パリティ状態が実験では見つかっていないようである。しかし今までに偶パリティ状態を導入して (n, α) 反応の $1/v$ 断面積を再現しようとする試みがいくつかなされている。

1972年にFort²⁾は20 keVから1700 keVまでのエネルギー範囲における(n, α)反応断面積を, one level and two open channels approximation を施したR-matrix formalism で再現している。その際, ⁷Liの励起準位のエネルギーとして, Intermediate Coupling Shell-Modelに基づいてBarker⁵²⁾によって計算された値を使ったといっている。Fortは1/2⁺と3/2⁺の各準位を中性子エネルギーで, それぞれ2.973 MeVと4.256 MeVに採っているが, Barkerはそれらの準位のパリティを奇としている。1975年にHolt et al.⁴⁾はtwo open channels approximation を施したR-matrixのreduced formを使って, 5 MeVまでのエネルギー範囲における(n, α)反応断面積の再現を試みている。彼らは⁷Liの励起エネルギーで6.68 MeVに位置する, すなわち中性子の分離エネルギーよりも低い所にある準位のスピン, パリティが1/2⁺だと考えており, また3/2⁺の準位を同じく励起エネルギーで9.65 MeVの位置に仮定しているが, 1 MeV以上での断面積の再現性は良くない。また, 1975年にHale³⁾はmulti-level and multi-channel R-matrix analysisによって, 0.1~1 MeVのエネルギー範囲にわたる(n, α)反応断面積を再現している。彼は1/2⁺の準位が考えているエネルギー領域からずっと離れた所にあると考え, 遠方の準位からの寄与を表わす項を付け加えることによって1/2⁺の準位のエネルギーの値を与えることを回避している。3/2⁺の準位は励起エネルギーで12~13 MeVの位置に導入している。

このように, 高々数MeVまでの(n, α)反応断面積の再現を通じて得られた偶パリティ状態の励起エネルギーの各値は互いに大きく異なっているので, 彼らの得た値をそのまま今回の計算に利用することはできないと判断して, 偶パリティ状態のエネルギーの値が核構造理論からはどのように予測されるかを調べてみた。

1963年にChesterfieldとSpicer⁵³⁾はRotational-Modelを適用して, ⁷Liの励起準位のエネルギー, スピン, およびパリティを計算した。偶パリティ状態は⁷Liの励起エネルギーで9.43 MeVに初めて現われ, そのスピン, パリティは1/2⁺である。1/2⁺の準位は12.27 MeVにも予測されていて, また3/2⁺の準位は13.53, 15.57, 17.95 MeVの3個が予測されている。中性子の分離エネルギー7.2506 MeVを基準にして云えば, 2.18 MeVから10.70 MeVまでの間に1/2⁺または3/2⁺の準位が5個存在する。彼らの奇パリティ状態についての結果はAjzenberg-Selove and Lauritsenとよく一致することから, 偶パリティ状態のエネルギーについての予測も信頼性が高いと考えられる。また1973年にAswad et al.⁵⁴⁾はShell-Modelに基づいて, ⁷Liの偶パリティ状態のエネルギー, スピン, およびアイソスピンを求めた。アイソスピンの1/2でスピン, パリティが1/2⁺または3/2⁺の準位は, ⁷Liの励起エネルギーで11.52~17.24 MeVの間に7個予測されている。中性子と⁶Li(g.s.)のアイソスピンはそれぞれ1/2と0であり, また³Hと⁴Heのアイソスピンはそれぞれ1/2と0である。それゆえ, アイソスピンが3/2であるような複合核⁷Liの励起状態は, ⁶Li(g.s.)+n, および⁴He+³Hのいずれのチャンネルに崩壊することもアイソスピンの禁じられているので, (n, α)反応, および弾性散乱の断面積を計算するときには考慮する必要がない。

Chesterfield and SpicerとAswad et al.の予測に共通して云えることは, ⁷Liの

励起エネルギーで9 MeV以下には偶パリティ状態が存在しないということであり、やはり Ajzenberg-Selove and Lauritsen のように 6.68 MeV の準位のパリティは奇だと考えるべきであろう。また、20 MeV までという高いエネルギーまでの断面積を計算するときには、Hale のように遠方の準位からの寄与を表わす項を付け加えることによって、 $1/2^+$ の準位の存在を考慮するという方法は使えない。我々は上に述べた理論的予測からだけではなく、Bartle¹⁴⁾ の 2.16 ~ 9.66 MeV のエネルギー範囲にわたる (n, α) 反応断面積の測定値からも判断して、中性子エネルギーで 2 ~ 12 MeV の間にアイソスピン 1/2, スピン, パリティが $1/2^+$ または $3/2^+$ の準位が数個存在しているに違いないという予想を立てた。このエネルギー範囲において、断面積の値はエネルギー変化に対してゆるやかに変わるだけであってはっきりした共鳴構造をもっていないので、s 波共鳴の重ね合せによって再現できると考えた。Holt et al. はこのエネルギー範囲に $3/2^+$ の準位を 1 個導入しただけなので、Bartle の測定値よりもずっと小さな値しか得られなかった。これまで、偶パリティ状態の励起エネルギーの値は (n, α) 反応の $1/v$ 断面積を再現するという視点からのみ決められてきたために、異なる評価者間においてその値の一致性が非常に悪かったのだと考えられる。今回の研究においては、約 1 MeV から 20 MeV までの (n, α) 反応断面積の値をも同時に再現することができるような値を見つけ出すのであるから、得られる偶パリティ状態のエネルギーの値の信頼性が高いと考えてよい。

一方弾性散乱断面積のデータを見ると、(n, α) 反応断面積の場合と同様に 245 keV 附近に p 波共鳴のピークが存在する。このピークは $5/2^-$ 状態の準位の存在のためであることが実験で確認されているが、それ以外にも 2 ~ 5 MeV のエネルギー範囲にゆるやかなピークが存在している。このエネルギー領域に存在する準位は Ajzenberg-Selove and Lauritsen によれば、励起エネルギー 9.61 MeV, スピン, パリティ $7/2^-$ の準位, 10.25 MeV, $3/2^-$ の準位, および 11.25 MeV, $3/2^-$ の準位の 3 個である。前の 2 個の準位の存在は不確かであり、また最後の準位はアイソスピンが $3/2$ であるので、弾性散乱への寄与はあまりない。したがって、このエネルギー範囲に導入すべき準位についても考える必要がある。我々はこのピークは p 波共鳴の重なりによって生じているのではないかと考えた。というのは s 波共鳴ならば hard-sphere scattering との間の干渉が見られるはずなのに、それが見られないということと、このエネルギー領域には p 波共鳴を引き起すような奇パリティ状態の存在が Chesterfield と Spicer によって予測されているからである。p 波共鳴を引き起すような準位のスピン, パリティは $1/2^-$, $3/2^-$, または $5/2^-$ のいずれかであるので、これらの準位を 2, 3 個導入することにした。ただし、これらの準位は (n, α) 反応断面積のデータから判断して α 放出幅を持たないとした。p 波共鳴の重ね合せでゆるやかなピークを再現しようとするのだから、いくつかのピークに分れることが予想できる。

5. 断面積の再現

断面積を再現するためには、前章において述べた ${}^7\text{Li}$ の励起準位のエネルギー、スピン、パリティ、幅だけではなく、相互作用半径の大きさも決める必要がある。中性子放出チャンネルの相互作用半径は残留核 ${}^6\text{Li}$ の大きさだけによって決まると考え、半径パラメータ r_1 を使って、

$$a_n = r_1 \sqrt[3]{6} \quad (5-1)$$

と書くことができるとした。一方、 α 粒子放出チャンネルの相互作用半径は放出粒子 ${}^3\text{H}$ の大きさも無視できないと判断し、半径パラメータ r_2 ($r_2 < r_1$) も導入することによって、

$$a_\alpha = r_1 \sqrt[3]{4} + r_2 \sqrt[3]{3}, \quad (5-2)$$

の形に書いた。低エネルギーにおける弾性散乱は s 波中性子だけによって引き起されるが、もし共鳴準位が全く存在しないならばその断面積は hard sphere scattering cross section $4\pi a_n^2$ に等しくなる。このうち 75% が $J = 3/2$ 状態から、25% が $J = 1/2$ 状態からの寄与である。現実には、(n, α) 反応断面積の再現のために導入する偶パリティ状態が引き起す s 波共鳴が存在して、hard sphere scattering と干渉する。 $\delta_{\nu\alpha}$ を実数量に制限して予備計算を行ったところ、その干渉効果は断面積の値を小さくすることが分った。それゆえ、Asami and Moxon の低エネルギー弾性散乱断面積を再現するために都合がよいように、 $r_1 = 1.5$ 、すなわち $4\pi a_n^2 = 934$ mb と決めた。また r_2 は $r_2 = 0.5$ と一先ず定めた。これらの r_1 、 r_2 の値を変更するまでもなく、断面積の再現がほぼできてしまった。

${}^6\text{Li}$ と ${}^4\text{He}$ の励起準位についてのデータは、それぞれ Ajzenberg-Selove and Lauritsen と Fiarman and Meyerhof⁵⁵⁾ から引用した。換算幅振幅の大きさと部分幅の関係 (3-10) を明確にするためには、残留核の準位のデータとして何を用いたかを明示しておく必要がある。

相互作用半径と残留核の準位に関するパラメータを以上のように固定し、 ${}^7\text{Li}$ の励起準位のエネルギー、スピン、パリティ、 $\Gamma_{\nu n}$ 、 $\Gamma_{\nu\alpha}$ 、 $\arg \delta_{\nu n}$ 、および $\arg \delta_{\nu\alpha}$ を try and error によって求めた。その際、部分波は $\ell = 4$ まで計算しておけば断面積の値は上 4 桁まで正確に求まることが分った。まず、 $\arg \delta = 0$ という制限のもとに、(n, α) 反応の断面積だけを再現することを試みた。 $1/2^+$ の準位 2 個と $3/2^+$ の準位 3 個を導入することによってこれは成功した。導入した各準位の個数は Chesterfield and Spicer⁵³⁾ の予測にしがた。次に、中性子幅しかもたない奇パリティ状態の準位を 3 個導入して 10 MeV までの弾性散乱断面積も同時に再現することができた。しかし、10 MeV より高いエネルギーにおける弾性散乱断面積がどうしても小さくなってしまふという問題が残った。 δ を実数量に保っておいては断面積の再現が不可能なことが分ったので、最もエネルギーの高い 3 個の $3/2^+$ の準位についてだけ δ を複素量に拡張した。そうしたところ、20 MeV までの (n, α) 反応および弾性散乱の断面積を同時に、ほぼ再現することができた。得られたパラメータセットは断面積を再現するために一意的に決まったとは言えないが、その値を第 3 表に、断面積の計算値と測定値の比較を第 5 図と第 6 図に示した。図で実線が最終結果であり、破線は $\arg \delta = 0$ とし残りのパラメ

Table 3. The best fit values of parameters.
MeV and radian are used for
energy and phase, respectively.

E_L	J^π	Γ_n	Γ_α	$\arg\delta_n$	$\arg\delta_\alpha$
0.25	$5/2^-$.0599	.0193	0	0
2.3	$1/2^+$	1.92	1.02	0	0
2.9	$3/2^-$	0.867	0	0	/
4.1	$1/2^-$	0.943	0	0	/
4.7	$3/2^-$	1.53	0	0	/
4.7	$1/2^+$	6.06	0.44	0	0
7.6	$3/2^+$	5.23	0.98	-2.31	+0.78
9.3	$3/2^+$	6.35	1.68	-2.11	-0.96
12.8	$3/2^+$	6.86	2.28	-1.61	-1.59

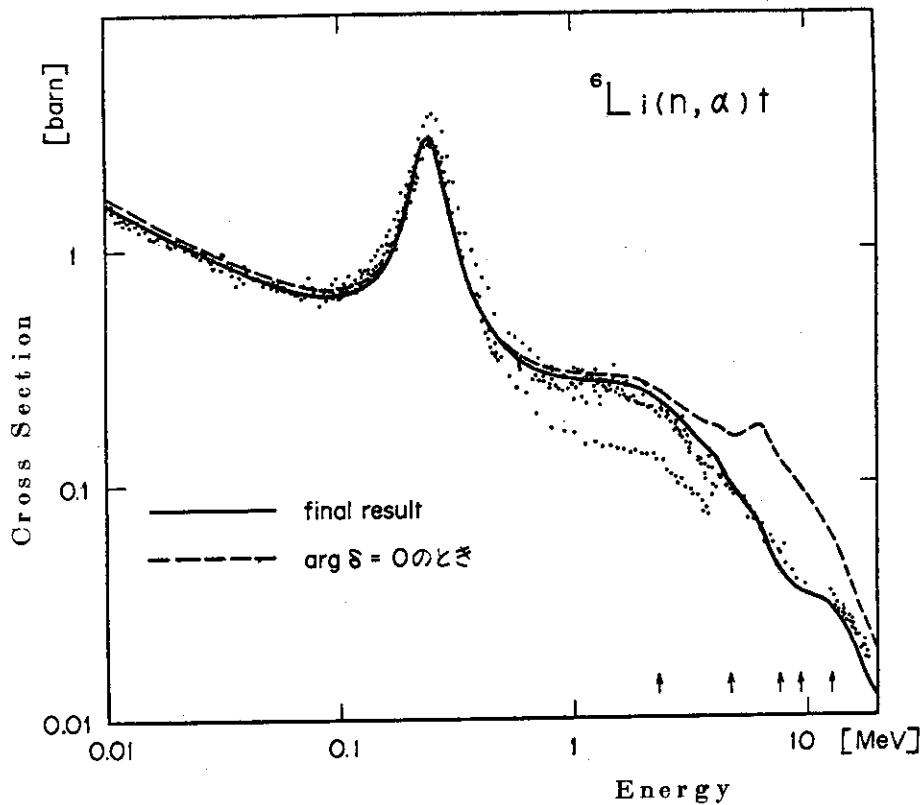


Figure 5. Comparison of the present result with the experimental data for the ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ cross section. The arrows show the locations of even-parity levels.

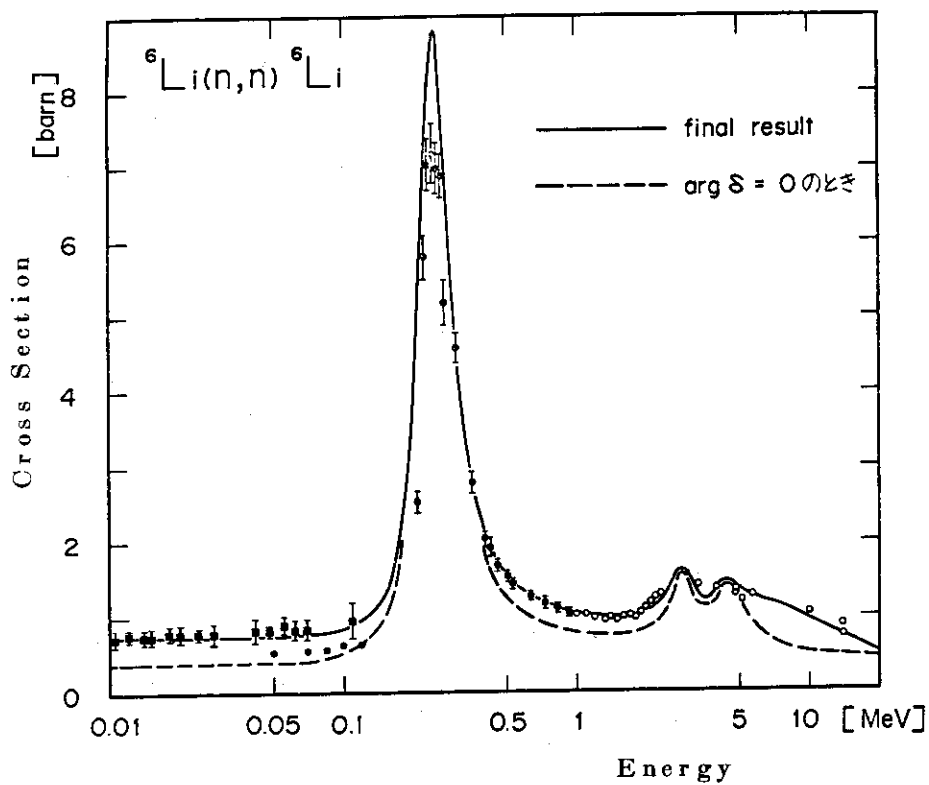


Figure 6. Comparison of the present result with the experimental data for the elastic scattering cross section of ${}^6\text{Li}$.

ータの値を全く同じにしたときの計算値である。

熱エネルギーにおける (n, α) 反応断面積の計算値は 936.3 b で, Meadows⁷⁾ の測定値とよく一致する。このうち 92.75% が $s_{1/2}$ 状態から, 7.25% が $s_{3/2}$ 状態からきている。

1965年に Mahaux and Robaye⁵⁶⁾ は (n, α) 反応角度微分断面積の解析から $s_{1/2}$ 状態の $1/v$ 断面積への寄与は $s_{3/2}$ 状態のその約3倍であるという結論を得ており, $1/v$ 断面積の大部分が $s_{1/2}$ 状態からの寄与によるという今回の結果とはほぼ一致する。一方, 弾性散乱断面積は 736.0 mb という値が得られた。熱エネルギーでの測定値はないが, BNL-325 (1973) の評価値 720 ± 20 mb の誤差範囲内である。 $s_{1/2}$ 状態からの寄与は 0.06% で, 残りはすべて $s_{3/2}$ 状態からの寄与によっている。

p波共鳴ピークについては (n, α) 反応断面積は 240 keV で 3.008 b となり, Fort and Marquette⁸⁾ の測定値とよく一致した。しかし, その代償として弾性散乱断面積は 8.826 b となり, Lane et al.³⁹⁾ の測定値より約 20% 大きくなった。1975年の Harvey and Hill⁵⁷⁾ の測定によると全断面積は 246 keV で 11.0 ± 0.06 b となっており, やはり今回の計算値 11.8 b は少し大きすぎる。

14 MeV での断面積の計算値は (n, α) 反応については 25.68 mb となり, 測定値とよく一致する。 $s_{1/2}$, $s_{3/2}$, および $p_{5/2}$ の各状態の寄与はそれぞれ 12.45%, 86.27%, および 1.28% である。また弾性散乱については 709.1 mb で少し小さいようにも思えるが, Abbondanno et al.⁴⁵⁾ の測定の誤差範囲 754 ± 82 mb に含まれる。s波の寄与が 52.42%, p波の寄与が 43.12% であり, s波のうち $s_{1/2}$ 状態は 6.72%, $s_{3/2}$ 状態は 45.70% の寄与をしている。

6. 評価ずみライブラリーとの比較検討

10 keV までの断面積の今回の計算値と評価ずみライブラリーのデータとの比較を第4表に示した。また, 10 keV よりも高いエネルギーについては第7図と第8図で比較した。ENDF/B-N と UKNDL 75 の (n, α) 反応断面積はともに 240 keV で極大値をとり, その値 3.513 b と 3.435 b はよく一致している。弾性散乱断面積についても, ENDF/B-N は 247 keV で極大値 7.3962 b, UKNDL 75 は 245 keV で 7.373 b というよく一致した値になっている。pre-JENDL-1 の 400 keV までの評価値のうち, (n, α) 反応断面積は 1974 年の Poenitz⁹⁾ と 1972 年の Coates et al.¹⁰⁾ の測定データに重点を置いて最小自乗法の fitting を行うことによって得られたものであり, 242 keV で極大値 2.8924 b をとっている。一方, 弾性散乱断面積は pre-JENDL-1 の (n, α) 反応断面積との和が ENDF/B-N の全断面積と等しくなるように逆算した値になっていて, 245 keV で極大値 7.9801 b をとっている。

今回, p波共鳴ピークを再現するに際して, 1961年の Lane et al.³⁹⁾ の弾性散乱断面積の実験データの信頼性が低いと考えて, 1972年の Fort and Marquette⁸⁾ の (n, α) 反応断面積の測定値の再現に重点を置いた。その結果, (n, α) 反応断面積の極大値は 3.008

一タの値を全く同じにしたときの計算値である。

熱エネルギーにおける (n, α) 反応断面積の計算値は 936.3 b で、Meadows⁷⁾ の測定値とよく一致する。このうち 92.75% が $s_{1/2}$ 状態から、7.25% が $s_{3/2}$ 状態からきている。

1965年に Mahaux and Robaye⁵⁶⁾ は (n, α) 反応角度微分断面積の解析から $s_{1/2}$ 状態の $1/v$ 断面積への寄与は $s_{3/2}$ 状態のその約 3 倍であるという結論を得ており、 $1/v$ 断面積の大部分が $s_{1/2}$ 状態からの寄与によるという今回の結果とほぼ一致する。一方、弾性散乱断面積は 736.0 mb という値が得られた。熱エネルギーでの測定値はないが、BNL-325 (1973) の評価値 720 ± 20 mb の誤差範囲内である。 $s_{1/2}$ 状態からの寄与は 0.06% で、残りはすべて $s_{3/2}$ 状態からの寄与によっている。

p 波共鳴ピークについては (n, α) 反応断面積は 240 keV で 3.008 b となり、Fort and Marquette⁸⁾ の測定値とよく一致した。しかし、その代償として弾性散乱断面積は 8.826 b となり、Lane et al.³⁹⁾ の測定値より約 20% 大きくなった。1975年の Harvey and Hill⁵⁷⁾ の測定によると全断面積は 246 keV で 11.0 ± 0.06 b となっており、やはり今回の計算値 11.8 b は少し大きすぎる。

14 MeV での断面積の計算値は (n, α) 反応については 25.68 mb となり、測定値とよく一致する。 $s_{1/2}$ 、 $s_{3/2}$ 、および $p_{5/2}$ の各状態の寄与はそれぞれ 12.45%、86.27%、および 1.28% である。また弾性散乱については 709.1 mb で少し小さいようにも思えるが、Abbondanno et al.⁴⁵⁾ の測定の誤差範囲 754 ± 82 mb に含まれる。 s 波の寄与が 52.42%、 p 波の寄与が 43.12% であり、 s 波のうち $s_{1/2}$ 状態は 6.72%、 $s_{3/2}$ 状態は 45.70% の寄与をしている。

6. 評価ずみライブラリーとの比較検討

10 keV までの断面積の今回の計算値と評価ずみライブラリーのデータとの比較を第 4 表に示した。また、10 keV よりも高いエネルギーについては第 7 図と第 8 図で比較した。ENDF/B-N と UKNDL 75 の (n, α) 反応断面積はともに 240 keV で極大値をとり、その値 3.513 b と 3.435 b はよく一致している。弾性散乱断面積についても、ENDF/B-N は 247 keV で極大値 7.3962 b、UKNDL 75 は 245 keV で 7.373 b というよく一致した値になっている。pre-JENDL-1 の 400 keV までの評価値のうち、 (n, α) 反応断面積は 1974 年の Poenitz⁹⁾ と 1972 年の Coates et al.¹⁰⁾ の測定データに重点を置いて最小自乗法の fitting を行うことによって得られたものであり、242 keV で極大値 2.8924 b をとっている。一方、弾性散乱断面積は pre-JENDL-1 の (n, α) 反応断面積との和が ENDF/B-N の全断面積と等しくなるように逆算した値になっていて、245 keV で極大値 7.9801 b をとっている。

今回、p 波共鳴ピークを再現するに際して、1961年の Lane et al.³⁹⁾ の弾性散乱断面積の実験データの信頼性が低いと考えて、1972年の Fort and Marquette⁸⁾ の (n, α) 反応断面積の測定値の再現に重点を置いた。その結果、 (n, α) 反応断面積の極大値は 3.008

Table 4. Comparison of the present results with the existing evaluated data for the (n, α) and (n,n) cross sections of ${}^6\text{Li}$ at low energies.

	${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ cross section [barns]			
	thermal	1 eV	1 keV	10 keV
present work	936.30	148.92	470.47	1504.6
pre-JENDL-1	939.87	149.47	470.24	1486.9
ENDF/B-W	940.	149.51	471.88	1508.5
UKNDL 75	940.31	149.57	471.30	

	${}^6\text{Li}(n, n)$ cross section [barn]			
	thermal	1 eV	1 keV	10 keV
present work	0.73597	0.75783	0.75588	0.74798
pre-JENDL-1	0.720	0.720	0.720	0.73193
ENDF/B-W	0.72124	0.72115	0.71772	0.71031
UKNDL 75	0.7231	0.7230	0.7190	

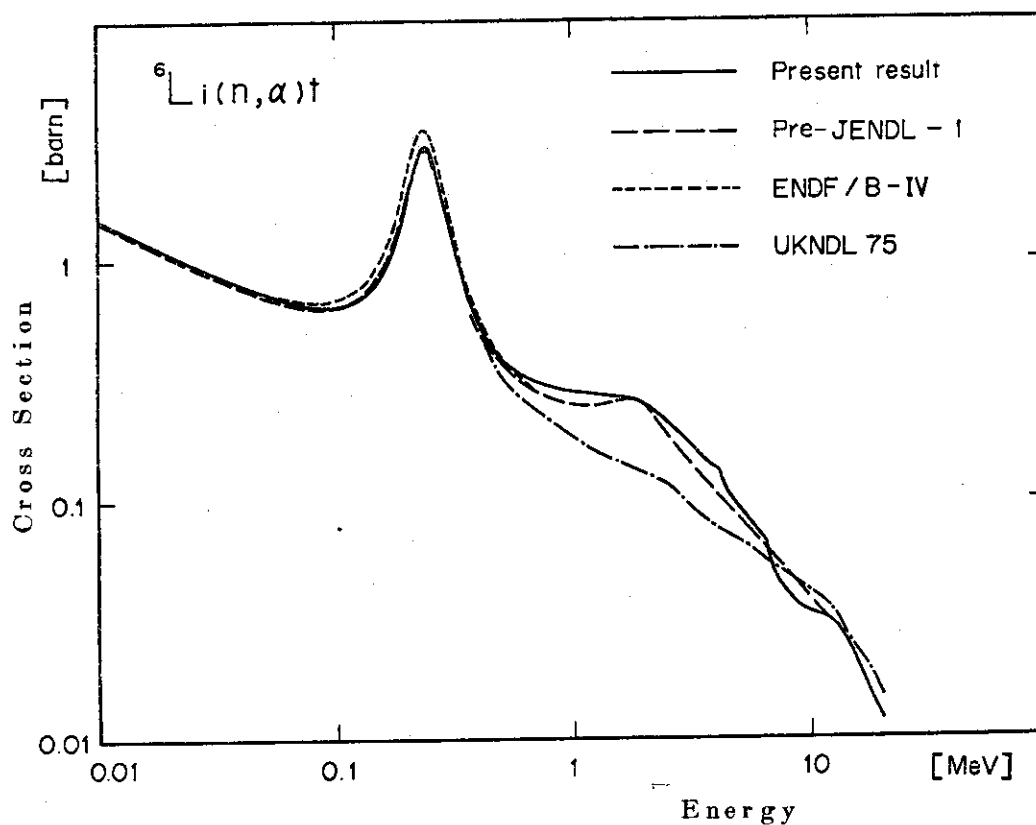


Figure 7. Comparison of the present result with the existing evaluated data for the ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ cross section in the energy range 0.01-20 MeV.

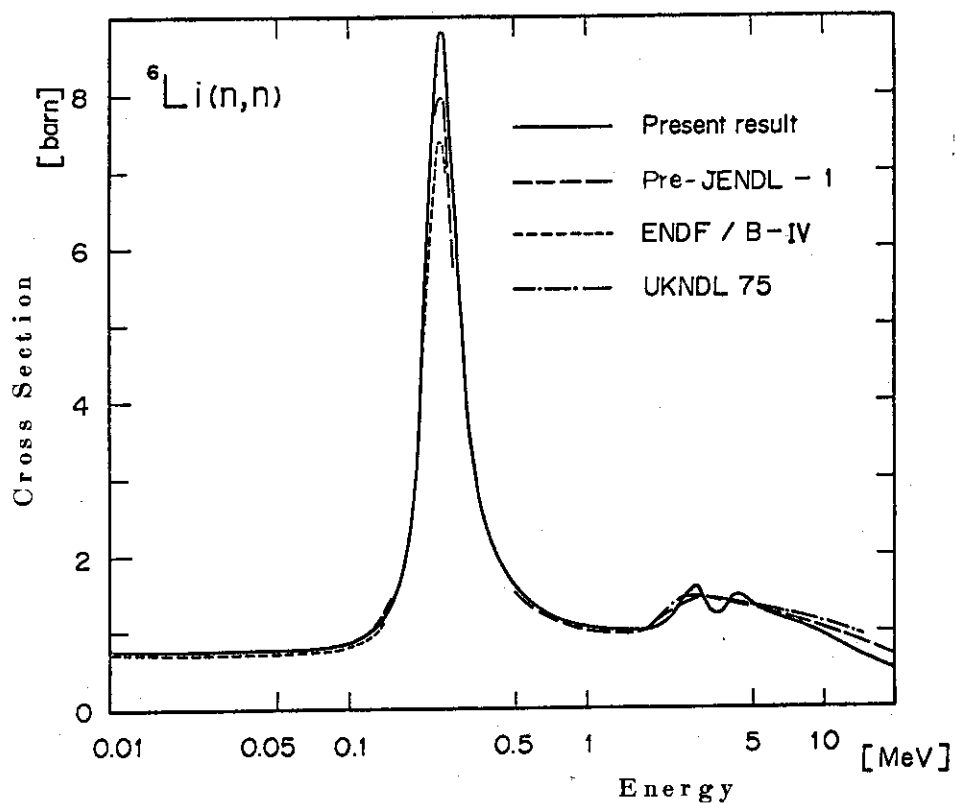


Figure 8. Comparison of the present result with the existing evaluated data for the elastic scattering cross section of ${}^6\text{Li}$ in the energy range 0.01-20 MeV.

bとなり, pre-JENDL-1より約0.1 b大きいだけでほぼ一致したが, 弾性散乱断面積の極大値は8.826 bとなって, pre-JENDL-1よりもまだ0.8 bほど大きくなった。

pre-JENDL-1は400 keVより高いエネルギー範囲において, 弾性散乱および (n, α) 反応の断面積の評価値としてENDF/B-Vのそれをそのまま採用している。ENDF/B-Vは (n, α) 反応断面積の評価値として, Bartle¹⁴⁾のデータを, 一方, UKNDL 75は2 MeV以上のClements and Rickard¹⁵⁾のデータをそれぞれ採用しているようである。そのため, 500 keVから5 MeVまでの (n, α) 反応断面積の評価値は互いに大きく異なっている。400 keVより高いエネルギー範囲において, 我々の計算値はENDF/B-Vのデータにかなり近い。

14 MeVでの (n, α) 反応断面積の評価値は, ENDF/B-VとUKNDL 75とでほぼ一致していて, 今回の計算値ともよく一致している。14 MeVでの弾性散乱断面積はENDF/B-Vでは850 mb, UKNDL 75ではそれよりも少し大きく, 今回の計算値710 mbはそれらと較べて小さくなっている。

7. 結 言

Chesterfield and Spicer⁵³⁾とAswad et al.⁵⁴⁾の理論的予測から, 我々は中性子エネルギーで2 MeV以上になってはじめて偶パリティ状態が現れると考えた。この仮定のもとで20 MeVまでのエネルギー範囲にわたって, Bartle¹⁴⁾のデータを含む (n, α) 反応断面積と弾性散乱断面積の実験値を同時に再現することができるような複合核⁷Liの励起準位のパラメータを求めた。このfittingの過程を通じて, (n, α) 反応の低エネルギーにおける $1/v$ 断面積を再現し, かつBartleのデータと明らかに矛盾するClements and Rickard¹⁵⁾のデータをも同時に再現することは不可能に近いことが分った。

約245 keVに位置するp波共鳴ピークに関して, Fort and Marquette⁸⁾の (n, α) 反応断面積の測定値の信頼性が高いと考え, 彼らの値を再現したところ, 全断面積の計算値は11.8 bとなってHarvey and Hill⁵⁷⁾の測定値 11.0 ± 0.06 bよりも大きくなった。14 MeVでの弾性散乱断面積の測定値は大きくばらついているが, 我々の計算した断面積はAbbondanno et al.⁴⁵⁾の測定値の誤差範囲内であり, ENDF/B-VとUKNDL 75のいずれの評価値よりもかなり小さい。

今回得たパラメータセットの信頼性は, 非弾性散乱断面積と角度微分断面積の計算をすることによって評価する予定である。

著者の一人(孤田)は日本原子力研究所の核融合特別研究生として当研究所からの援助を受け, 物理部原子核データ室においてこの研究を行った。ここに厚く感謝の意を表す。

bとなり, pre-JENDL-1より約0.1 b大きいだけでほぼ一致したが, 弾性散乱断面積の極大値は8.826 bとなって, pre-JENDL-1よりもまだ0.8 bほど大きくなった。

pre-JENDL-1は400 keVより高いエネルギー範囲において, 弾性散乱および(n, α)反応の断面積の評価値としてENDF/B-Vのそれをそのまま採用している。ENDF/B-Vは(n, α)反応断面積の評価値として, Bartle¹⁴⁾のデータを, 一方, UKNDL 75は2 MeV以上のClements and Rickard¹⁵⁾のデータをそれぞれ採用しているようである。そのため, 500 keVから5 MeVまでの(n, α)反応断面積の評価値は互いに大きく異なっている。400 keVより高いエネルギー範囲において, 我々の計算値はENDF/B-Vのデータにかなり近い。

14 MeVでの(n, α)反応断面積の評価値は, ENDF/B-VとUKNDL 75とでほぼ一致していて, 今回の計算値ともよく一致している。14 MeVでの弾性散乱断面積はENDF/B-Vでは850 mb, UKNDL 75ではそれよりも少し大きく, 今回の計算値710 mbはそれらと較べて小さくなっている。

7. 結 言

Chesterfield and Spicer⁵³⁾とAswad et al.⁵⁴⁾の理論的予測から, 我々は中性子エネルギーで2 MeV以上になってはじめて偶パリティ状態が現れると考えた。この仮定のもとで20 MeVまでのエネルギー範囲にわたって, Bartle¹⁴⁾のデータを含む(n, α)反応断面積と弾性散乱断面積の実験値を同時に再現することができるような複合核⁷Liの励起準位のパラメータを求めた。このfittingの過程を通じて, (n, α)反応の低エネルギーにおける $1/v$ 断面積を再現し, かつBartleのデータと明らかに矛盾するClements and Rickard¹⁵⁾のデータをも同時に再現することは不可能に近いことが分った。

約245 keVに位置するp波共鳴ピークに関して, Fort and Marquette⁸⁾の(n, α)反応断面積の測定値の信頼性が高いと考え, 彼らの値を再現したところ, 全断面積の計算値は11.8 bとなってHarvey and Hill⁵⁷⁾の測定値 11.0 ± 0.06 bよりも大きくなった。14 MeVでの弾性散乱断面積の測定値は大きくばらついているが, 我々の計算した断面積はAbbondanno et al.⁴⁵⁾の測定値の誤差範囲内であり, ENDF/B-VとUKNDL 75のいずれの評価値よりもかなり小さい。

今回得たパラメータセットの信頼性は, 非弾性散乱断面積と角度微分断面積の計算をすることによって評価する予定である。

著者の一人(孤田)は日本原子力研究所の核融合特別研究生として当研究所からの援助を受け, 物理部原子核データ室においてこの研究を行った。ここに厚く感謝の意を表す。

References

- 1) Ajzenberg-Selove F. and Lauritsen T. : Nucl. Phys. A227 (1974)1.
- 2) Fort E. : Proc. of IAEA Panel on Neutron Standard Reference Data, Vienna (1972)119.
- 3) Hale G. M. : Proc. of 4th Conference on Nuclear Cross Sections and Technology, Washington (1975)302.
- 4) Holt R. J., Firk F. W. K., Hickey G. T. and Nath R. : Nucl. Phys. A237 (1975)111.
- 5) Kapur P. L. and Peierls R. E. : Proc. Roy. Soc. (London) A166 (1938) 277.
- 6) Becker W., Deruytter A. J. and Wartena J. : Proc. of EANDC Symposium on Neutron Standards and Flux Normalization, Argonne (1970)125.
- 7) Meadows J. W. : Proc. of EANDC Symposium on Neutron Standards and Flux Normalization, Argonne (1970)129.
- 8) Fort E. and Marquette J. P. : EANDC E148(1972).
- 9) Poenitz W. P. : Z. Phys. 268 (1974) 359.
- 10) Coates M. S., Hunt G. J. and Uttley C. A. : EANDC(UK)151, 10(1973).
- 11) Fort E. : Proc. of 2nd IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors, Helsinki (1970)253.
- 12) Fort E. and Leroy J.L. : Proc. of 1st IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors, Paris (1966)1, 267.
- 13) Friesenhahn S. J., Carlson A. D., Orphan V. J. and Fricke M. P. : INTEL-RT-7011-001(1974).
- 14) Bartle C. M. : Proc. of 4th Conference on Nuclear Cross Sections and Technology, Washington (1975)688.
- 15) Clements P. J. and Rickard I. C. : AERE-R7075 (1972).
- 16) Kern B. D. and Kreger W. E. : Phys. Rev. 112(1958)926.
- 17) Stephany W. P. and Knoll G. F. : Bull. Am. Phys. Soc. 20(1975)163.
- 18) McPherson M. R. and Gabbard F. : Proc. of 3rd Conference on Neutron Cross Sections and Technology, Knoxville (1971)2, 611.
- 19) Rendic D. and Paic G. : ZFK-130, 143 (1967).
- 20) Cox S. A. and Pontet F. R. : J. Nucl. Energy 21(1967)271.
- 21) Barry J. F. : Proc. of Conference on Neutron Cross-Section Technology, Washington (1966)763.
- 22) Conde H., Schwartz S. and Starfelt N. : Arkiv for Fysik 29(1965)45.
- 23) Schwartz S., Stroemberg L. G. and Bergstroem A. : Nucl. Phys. 63 (1965)593.

- 24) Pollehn H. : Ph. D. Thesis, University of Hamburg (1961): through EUR-122e.
- 25) Mikhajlina K. M., Nomofilcv A. A., Romanova T. A., Sviridov V. A. Tikhomirov F. A. and Tolstov K. D. : "Soviet Progress in Neutron Physics (1961)", 185.
- 26) Bormann V.M., Jeremie H., Andersson-Lindstroem G., Neuert H. and Pollehn H. : Z. Naturforsch A15(1960)200.
- 27) Pereygin B. P. and Tolstov K. D. : At. Energ. 9(1960)488.
- 28) Murray R. B. and Schmitt H. W. : Phys. Rev. 115(1959)1707.
- 29) Bame, Jr. S. J. and Cubitt R. L. : Phys. Rev. 114(1959)1580.
- 30) Gabbard F., Davis R. H. and Bonner T. W. : Phys. Rev. 114(1959)201.
- 31) Pardo W. B. and Roberts J. H. : Bull. Am. Phys. Soc. 4(1959)218.
- 32) Elpidinskii A. B., Shapiro F. L. and Shtranif I. B. : A. Energ. Suppl. 5(1957)75 : through A. Energ. 9(1960)488.
- 33) Ribe F. L. : Phys. Rev. 103(1956)741.
- 34) Gorlcv G. V., Gokhberg B. M. and Morozov V. M. : Sov. Phys. Doklady 1(1957)705.
- 35) Weddel J. M. and Roberts J. H. : Phys. Rev. 95(1954)117.
- 36) Frye, Jr. G. M. : Phys. Rev. 93(1954)1086.
- 37) Blair J. M. and Holland R. E. : ANL4515, 7(1950).
- 38) Asami A. and Moxon M. C. : Proc. of 2nd IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors, Helsinki(1970)1, 153.
- 39) Lane R. O., Langsdorf, Jr. A. S., Monahn J. E. and Elwin A. J. : Adv. Phys. 12(1961)135.
- 40) Knitter H. H. and Coppola M. : EUR-3454e(1967).
- 41) Hopkins J. C., Drake D. M. and Conde H. : Nucl. Phys. A107(1968)139.
- 42) Batchelor R. and Towle J. H. : Nucl. Phys. 47(1963)385.
- 43) Cookson J. A., Dandy D. and Hopkins J. C. : Nucl. Phys. A91(1967)273.
- 44) Hyakutake M., Sonoda M., Katase A., Wakuta Y., Matoba M., Tawara H. and Fujita I. : J. Nucl. Sci. Technology(Tokyo)11(1974)407.
- 45) Abbondanno U., Giaccmich R., Granata L., Lagonegro M. and Poiani G. : Nuovo Cimento A66(1970)139.
- 46) Merchez F., Sen N. V., Regis V. and Bouchez R. : C.R. A260(1965)3922.
- 47) Armstrong A. H., Gammel J. and Rosen L. : Nucl. Phys. 52(1964)505.
- 48) Armstrong A. H., Rosen L. and Frye, Jr. G. M. : Bull. Am. Phys. Soc. 8(1963)320.
- 49) Wong C., Anderson J. D. and McClure J. W. : Nucl. Phys. 33(1962)680.
- 50) Wigner E. P. and Eisenbud L. : Phys. Rev. 72(1947)29.

- 51) Lane A. M. and Thomas R. G. : Rev. Mod. Phys. 30(1958)257.
- 52) Barker F. C. : Nucl. Phys. 83(1966)418.
- 53) Chesterfield C. M. and Spicer B. M. : Nucl. Phys. 41(1963)675.
- 54) Aswad A., Kissener H. R., Jagur H. U. and Eramzhian R. A. : Nucl. Phys. A208(1973)61.
- 55) Fiarman S. and Meyerhof W. : Nucl. Phys. A206(1973)1.
- 56) Mahaux C. and Robaye G. : Nucl. Phys. 74(1965)161.
- 57) Harvey J. A. and Hill N. W. : Proc. of 4th Conference on Nuclear Cross Sections and Technology, Washington(1975)244.
- 58) Meadows J.W. and Whalen J.F.: Nucl. Sci. Eng. 9(1961)132.
- 59) Meadows J.W. and Whalen J.F. : Nucl. Sci. Eng. 40(1970)12.
- 60) Nakamura T. : J. Phys. Soc. Jpn 15(1960)1359.
- 61) Allen D.W. and Henkel R.L. : LA-2114 (1957).
- 62) Schmitt H. W. and Murray R. B. : Phys. Rev. 116(1959)1575.
- 63) Uttley C.A. and Diment K.M. : AERE-PR/NP13(1968).