

話 題 (I)

原子力学会(核データ・炉物理)合同特別会合

1989年日本原子力学会秋の大会は、1989年10月17日(火)~19日(木)日本原子力研究所東海研究所において開かれた。標記の合同特別会合は2日目の午后に次のプログラムで行われた。

座 長 (東大) 中 沢 正 治

- (1) 加速器遮蔽における核データの諸問題 (60分) (東北大) 中村 尚司
- (2) 原研・高崎研の加速器整備計画と核データ (40分) (原研) 田中 進
- (3) 事務局報告 (20分)

以下に、中村氏に御講演の内容をまとめていただいたので掲載する。田中氏の御講演は、都合により本誌次号に掲載する予定である。

加速器遮蔽における核データの諸問題

(東北大・サイクロ) 中村 尚司

1. はじめに

加速器の遮蔽設計において必要な評価項目とその評価に必要な核データは次の通りである。

(1) 線源評価と必要な核データ

i) ビーム損失量の評価

ii) Thin Target Yield

中性子全断面積 (σ_{total}), 弾性外散乱断面積 (σ_{nonel})

中性子・ γ 線生成二重微分断面積 ($\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega}$)

iii) Thick Target Yield

中性子・ γ 線微分生成量 ($\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega}$), 全生成量 (Y)

これらは核外カスケードが無視できる約400 MeV以下の入射粒子エネルギーまでは、Thin Target Yield のエネルギー毎の重ね合せにより求めることもできる。

(2) 遮蔽評価と必要な核データ

i) 近似計算

減弱距離 (λ), ビルドアップ係数 (B)

ii) 精密計算

中性子・ γ 線群定数データ (σ_t , σ_{nonel} , $d^2\sigma/dEd\Omega$)

(3) スカイシャイン評価と必要な核データ

(2)と同じで物質は空気とコンクリートとなる。

土に対するアルベドデータ (α)

(4) 誘導放射能評価と必要な核データ

荷電粒子 (主に陽子) 放射化断面積 ($\sigma_{act}(p, x)$)

中性子放射化断面積 ($\sigma_{act}(n, x)$)

(5) 迷路及びダクトストリーミング

コンクリートに対するアルベドデータ

以上のデータは、加速器構成材 (スリット・ストッパー磁石・加速管・遮蔽など)、空気、水、建物 (コンクリート) を構成する主元素である、Be, C, Al, Fe, Cu, Pb, H, O, N, Si, Na などに対して必要である。紙面の都合上、以下にこれらの核データのうちのいくつかについて、その現状と問題点を概説する。

2. 中性子生成断面積データ

最も基本となるデータであり、種々の入射粒子 (e, p, d, α から重イオンまで) に対し、そのエネルギーをパラメータとして、各種ターゲット物質から放出される中性子の角度・エネルギー依存断面積 $d^2\sigma/dE d\Omega$ がえられねばならない。陽子に対してはこれまでにいくつかのエネルギーについて実験が報告されているが、それ以外の粒子に対してはデータが少なく、ことに重イオンに対するデータはほとんどない。

実験結果の一例として 585 MeV の陽子が各種のうすいターゲットに入射した時の 2 次中性子生成 2 重微分断面積データ $d^2\sigma/dE d\Omega$ を図 1 に示す⁽¹⁾。図中で実験値は核内カスケード・蒸発モデルに基づくモンテカルロコード HETC⁽²⁾ による計算値と比較されている。計算値は放出角度が大きくなる程、10 MeV 以上で過少評価を与えていることが分る。HETC コードは Fermi の自由ガスモデルに基づく核内カスケードコード MECC-7⁽³⁾ を含んでいるため、入射粒子のエネルギーが低くなる程、核構造の影響をうけて計算精度が悪くなる。一方前平衡統計核モデルに基づく GNASH⁽⁴⁾、ALICE⁽⁵⁾ コードも計算に用いられており、これらは主に 100 MeV 以下で適用できる。Alsmiller らは MECC-7 コードを用いて σ_{nonel} , $d^2\sigma/dE d\Omega$ を計算し、それらをパラメータフィッティングした近似解析式を与えている⁽⁶⁾が、最近 Pearlstein⁽⁷⁾ は、図 1 の Cierjacks らのデータ⁽¹⁾ をパラメータフィッティングした式

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega}(p, n) = \sum_{n=1}^4 a_n(\theta) E \exp\left(-\frac{E}{t_n(\theta)}\right)$$

$t_n(\theta)$: 核温度

$a_n(\theta)$: 係数

を導いている。この式 (PNEM コード) により計算したスペクトルを実験値と比較した結果

を図2に示す。E_p = 590 MeVでの実験値から求めたa_n, t_nを用いてE_p = 318, 800 MeVでの計算を行った結果は、実験値⁽⁸⁾とかなりよく一致している。

これらの計算コードによる計算結果の相互比較がBNLにおいて行われた⁽⁹⁾その結果の一例を図3に示すが、ALICE計算値はPNEMやHETCと比べて特に20MeV以上で非常に値が小さくなっていて、しかもその違いは160MeVより800MeVでより大きい。このように計算コードは現状では多くの問題点を含んでおり、その精度の向上が望まれる。

ガンマ線生成断面積に関するデータは皆無に近い。

3. 中性子生成量

中性子生成量d²Y/dEdΩは、厚いターゲット（入射粒子のエネルギーが完全に吸収される厚さでほぼ飛程の厚さ）からの角度依存2次中性子生成スペクトルである。この量は、i) 核外カスケードが無視できる位入射粒子のエネルギーが低い時（およそ400MeV以下）、ii) ターゲット中で生成した中性子の自己吸収や散乱が無視できる位のターゲット厚の時、には2重微分断面積d²σ/dEdΩの重ね合せにより求められる。

$$\frac{d^2 Y}{dE d\Omega} = N \int_0^T \frac{d^2 \sigma}{dE d\Omega} \left(E_0 - \int_0^t \left(\frac{dE}{dt} \right) dt \right) f(t) dt$$

$\frac{dE}{dt}$: 阻止能

$$f(t) = e^{-N\sigma_{\text{none1}} \left(E_0 - \int_0^t \left(\frac{dE}{dt} \right) dt \right) t}$$

N : ターゲット核種数

T : ターゲット厚

ただしそのためにはd²σ/dEdΩの値が入射粒子エネルギーE₀の関数として与えられていなければならない。

中性子生成量d²Y/dEdΩの実験値の例として、113MeV陽子入射による各種ターゲットからの中性子生成を図4⁽¹⁰⁾に、710MeV⁴He入射による銅ターゲットからの中性子生成を図5⁽¹¹⁾に示す。いずれの場合もHETCコードによる計算値と比較されているが⁽¹²⁾、計算値は実験値に対し、後方の角度では高エネルギー成分を過少評価し、逆に前方では低エネルギー成分を過大評価する傾向を示している。入射粒子のエネルギーが100MeV以下になると、前述したようにこの傾向はより顕著になる。52MeV陽子による銅ターゲットからの放出中性子スペクトルの測定値⁽¹³⁾が、図6においてHETCの計算と比較されているが⁽¹⁴⁾が、前方方向で大きな過大評価を与えている。図よりGNASHによる計算値がこのエネルギー領域でははるかに計算値に近いことが分る。

これらの放出中性子スペクトルは、蒸発成分と前平衡成分に分けられ、これに対して中村ら

は近似解析式を与えている⁽¹⁵⁾ 蒸発中性子に対し、

$$\frac{d^2Y(E,\theta)}{dE d\Omega} = \int_{E_{th}}^{E_0} N \sigma_{none1}(E_i) \frac{K}{2} \frac{\sqrt{E \varepsilon}}{T^2} e^{-\frac{\varepsilon}{T}} \left(\frac{dE_i}{dx} \right)^{-1} dE_i$$

$$\varepsilon = E + E_c - 2 \sqrt{E E_c} \cos \theta \quad E_c = \frac{M_i M_n}{(M_i + M_n)} E_i$$

前平衡中性子に対し、

$$\frac{d^2Y}{dE d\Omega}(E, \theta) = k_1 \frac{E}{T_1^2(\theta)} e^{-\frac{E}{T_1(\theta)}} + k_2 \frac{E}{T_2^2(\theta)} e^{-\frac{E}{T_2(\theta)}}$$

である。ここで ε 、 E は各々 C 系、L 系での中性子エネルギー、 K は弾性外衝突当り全蒸発中性子数、 k_1 、 k_2 は定数、 M_i 、 M_x 、 M_t は各々入射粒子、中性子、ターゲットの質量数である。核温度 T 、 $T_1(\theta)$ 、 $T_2(\theta)$ のうち、蒸発核温度 T は放出角度 θ に無関係で入射粒子エネルギー E_0 の関数となる。図 7 に結果を示すが^(12, 15)、ターゲット核が軽い程その値が大きく、入射粒子の種類にはほとんど依存しないことが分る。前平衡核温度のうち $T_1(\theta)$ は θ にほとんど依存せず 7~8 MeV の値をとるのに対し、 $T_2(\theta)$ は θ に大きく依存し、前方ほどその値は大きく、10~50 MeV の間で変化している。

光中性子の場合、その発生機構により、i) 巨大共鳴領域からの放出中性子、ii) 疑似重陽子崩壊による放出中性子、iii) π 中間子生成に伴う放出中性子に分けられ、i) は光子エネルギー 10~30 MeV、ii) は 30~150 MeV、iii) は 150 MeV 以上で主に起る反応である。図 8 にその反応断面積の例を示す⁽¹⁶⁾

i) の巨大共鳴から放出される中性子はマクスウェル型分布を持ち等方的に放出される。その核温度 T を図 9 に電子エネルギーの関数として示した⁽¹⁶⁾が、図 7 のイオンの場合と違って値が 0.5~1.5 MeV の間に散在していて明確な傾向が見られない。ii)、iii) のより高エネルギー中性子スペクトルに対する実験データは非常に乏しいのが現状である。

4. 中性子透過と中性子群定数

遮蔽設計を行うには中性子の遮蔽体透過計算のための中性子群定数が不可欠である。しかし現在利用できる群定数としては D L C -87 / H I L O (熱群~400 MeV)⁽¹⁷⁾ 位しかない。このデータも 15 MeV 以上では前述の核内カスケード・蒸発モデルに基づく計算により作られているため、100 MeV 以下では精度が悪い。最近 L A N L では G N A S H コードに基づく新しい群定数を作成している⁽¹⁸⁾。一方、実験値の方も 15 MeV 以上の中性子透過のデータはごく少いし、ことに単色中性子のデータは皆無に近い。図 10 に秦らによる 75 MeV 陽子を銅ターゲットに照射し、前方に放出された中性子のコンクリート透過実験⁽¹⁹⁾の結果を示す。実験値は D L C -87 データを用いた M O R S E 計算値及び L A N L データを用いた M C N P 計算値と比較されているが、D L C -87 は明らかに過大評価を与えている⁽²⁰⁾。

このように中性子群定数データもまだまだ高エネルギー領域では精度が悪く、また実験データ自身も少ない。現在著者らは東北大学のサイクロトロンを用いて33MeV単色中性子の鉄・コンクリート透過実験を行っている。

5. 陽子・中性子の放射化及び核破砕断面積

放射化や核消滅の評価などに必要な情報である。陽子のデータもそれほど充分ではないが、中性子、なかでも20MeV以上の中性子のデータは限られた反応を除いて極めて乏しい。計算法としてはRudstamらによる半経験式⁽²¹⁾の他にALICE, GNASHコードなどが用いられる。例として、図11に陽子を照射した^{nat}Cuから⁵⁷Co及び⁵⁴Mnが作られる核破砕反応断面積の実験値と計算値の比較を示す⁽²²⁾。お互い値の不一致は大きい。また図12に²³Na(n, 2n)²²Na反応の断面積の実験値と計算値の比較を示す⁽²³⁾。20MeV以上の実験値は著者らのデータしかないが、20MeV以下で実験値に大きくない違いがあり、また計算値の間にも大きな違いがある。

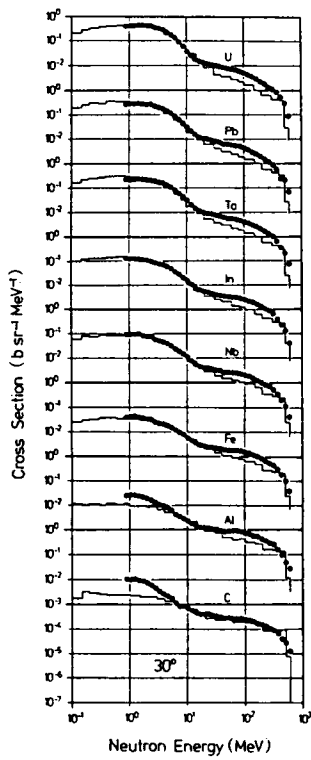
6. おわりに

以上のべてきたように、高エネルギー(20MeV以上)での核データには、まずデータが少いことと、あっても精度が悪いことなどの大きな問題が現存している。現在原研高崎研究所で建設が進められているサイクロトロン施設には、遮蔽実験用の単色中性子ビームラインが設けられるので、上にのべたような種々の中性子核データや遮蔽データを測定することが計画されており、近い将来この分野での飛躍的發展が期待できる。

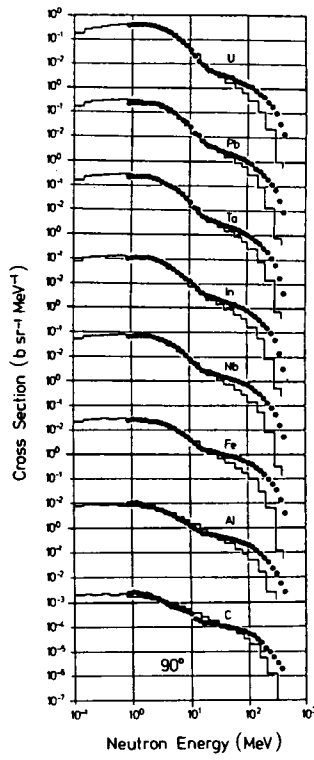
参 考 文 献

- 1) D. Filges et al.: Phys. Rev. C36, 1988 (1987).
- 2) P. Cloth et al.: KFA Jülich Report Jül - Spez - 196 (1983); K.C. Chandler and T.W. Armstrong: ORNL-4744 (1972); Nucl. Sci. Eng. 49, 110 (1972)
- 3) RSIC Computer Code Collection: CCC-156/MECC-7 Code Package, RSIC ORNL (1973)
- 4) P.G. Young and E.D. Arthur: LASL Report LA-6947 (1977)
- 5) M. Blann and J. Bisplinghoff: LLNL Report UCID-19614 (1982); M. Blann: Phys. Rev. C28, 1475 (1983)
- 6) R.G. Alsmiller, Jr., M. Leimdörfer and J. Barish: ORNL-4046 (1967)
- 7) S. Pearlstein: Nucl. Sci. Eng. 95, 116 (1987)
- 8) M.M. Meier et al.: Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Basic and Applied Science, Santa Fe, NM, May 13-17 (1985)
- 9) S. Pearlstein: BNL-NC S-52155 (1988)
- 10) M. Meier et al.: Nucl. Sci. Eng. 102, 310 (1989)
- 11) R.A. Cecil et al.: Phys. Rev. C21, 2471 (1980)

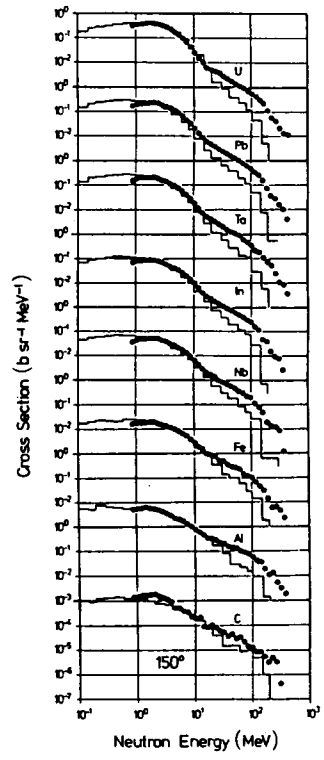
- 12) T.Kato, T.Nakamura and Y.Sato : Proc. 7th Int. Conf. Radiation Shielding ,
Bournemouth, UK, Sept. 12-16 (1988) Vol. III, 893.
- 13) T.Nakamura, M.Yoshida and K.Shin: Nucl. Instr. Methods 151, 493 (1978) ;
T.Nakamura , M.Fujii and K.Shin : Nucl. Sci. Eng. 83, 444 (1983)
- 14) W.B.Wilson et al. : LA-UR-88- 2370, LANL Report (1988)
- 15) T.Nakamura and Y.Uwamino: Phys.Rev.C29, 1317 (1984)
- 16) W. P. Swanson : "Radiological Safety Aspects of the Operation of Electron Linear
Accelerators", Technical Report Series No.188, IAEA, Vienna, 1979
- 17) R.G.Alsmler, Jr. and J.Barish : ORNL/TM-7818 (1981); R.G.Alsmler,
Jr., J.M.Barnes and J.D.Drischler : ORNL/TM-9801 (1986)
- 18) W.B.Wiloon : LA-7159-T (1978)
- 19) K.Shin et al. : Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology , May
30-June 4, Mito, Japan (1988) p.1153
- 20) W.B.Wilson et al. : LA-UR-88- 2874 -ReV Advances in Nucl. Eng. Computation
and Radiation Shielding, Topical Meeting ANS, April 9-13 (1989)
- 21) G.Rudstam : Z. für Naturforschung 21, 1027 (1966) ; R.Silberberg and C.H.
Tsao : Astrophys. J. Suppl. Series No.220 (I), 25, 315 and 335 (1973)
- 22) W.Amian et al. : KFA Jülich, Jül-2101 (1986)
- 23) T.Nakamura : Unpublished



(a) 30°

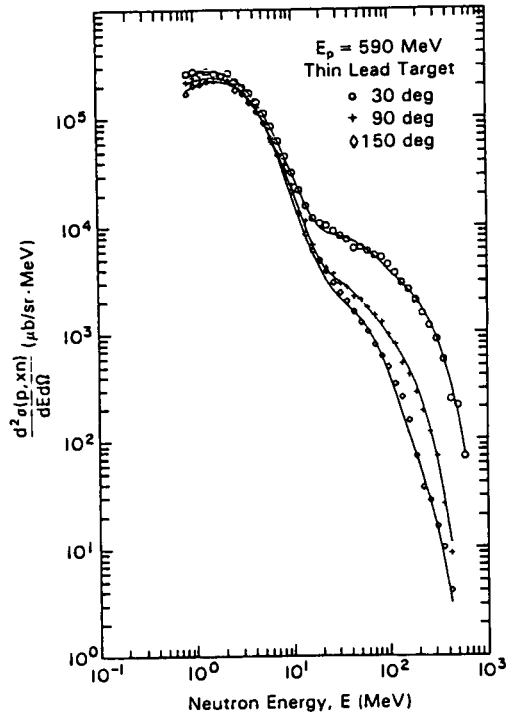


(b) 90°

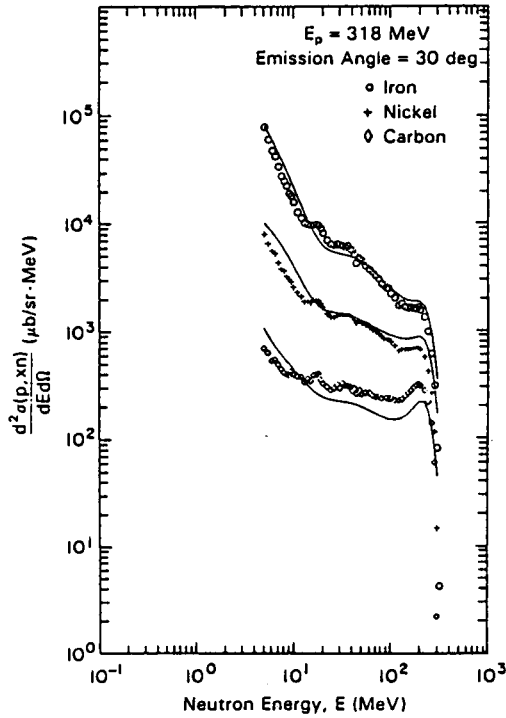


(c) 150°

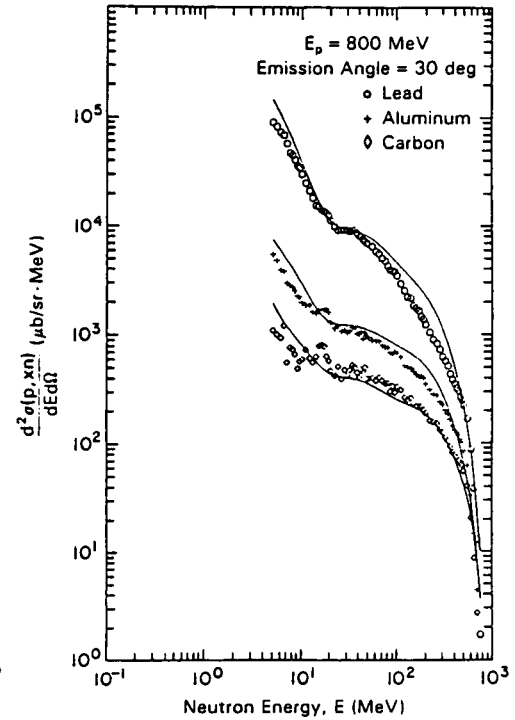
図1 585MeV陽子入射による各種ターゲットからの中性子生成2重微分断面積—実験値とHETC計算値の比較⁽¹⁾



(a) 590 MeV p



(b) 318 MeV p



(c) 800 MeV p

図2 陽子による2次中性子生成2重微分断面積の実験値とパラメータフィッティング (P N E M) による計算値の比較⁽⁷⁾ - 590 MeVの実験値にフィッティング

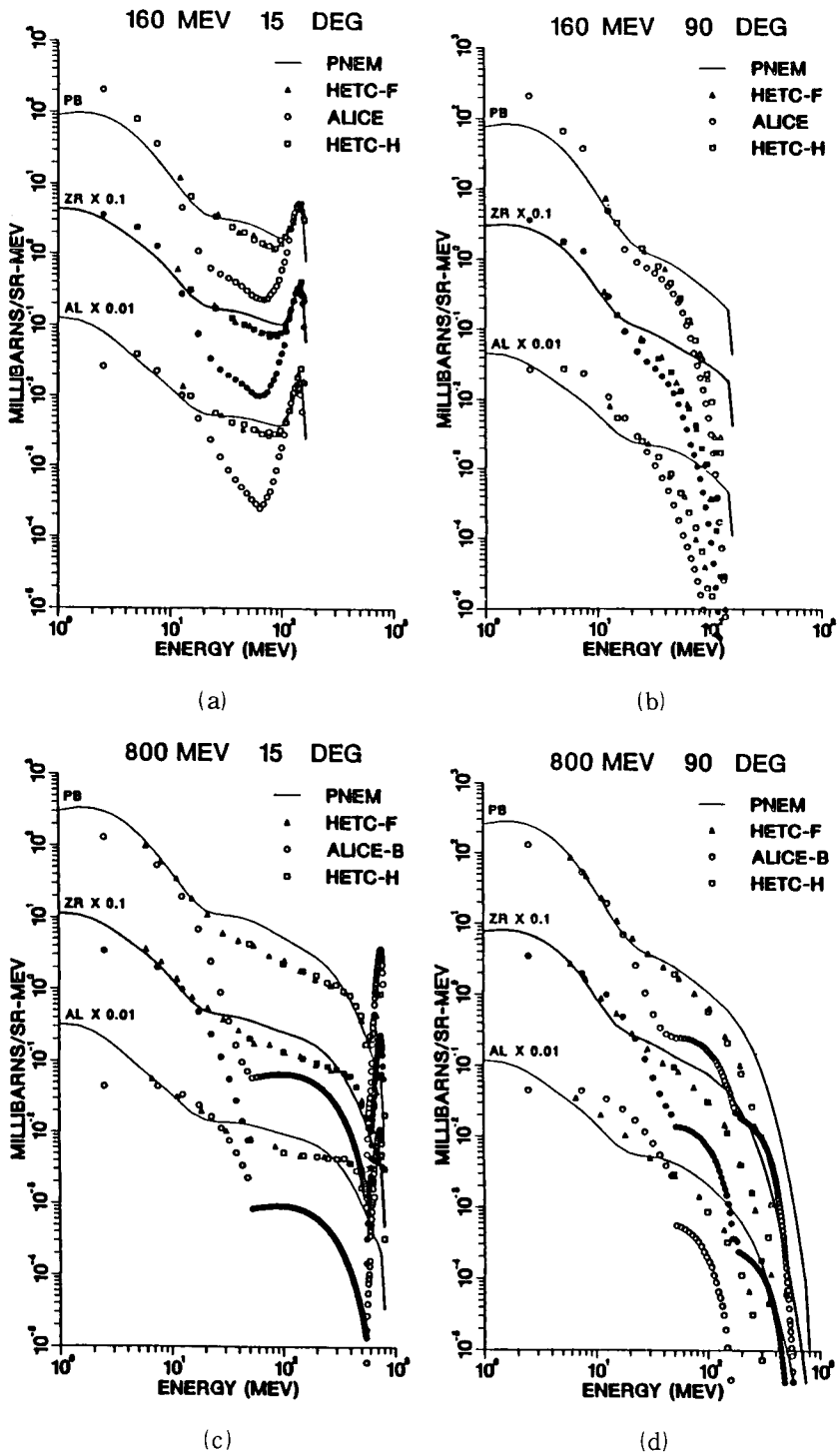
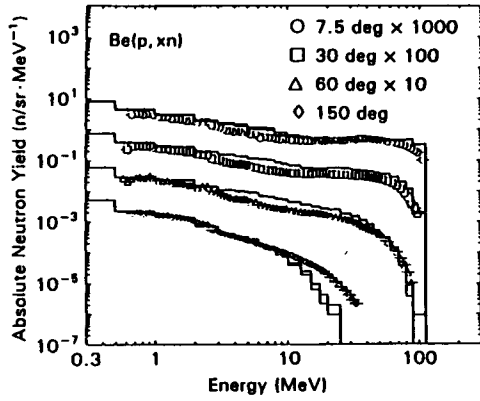
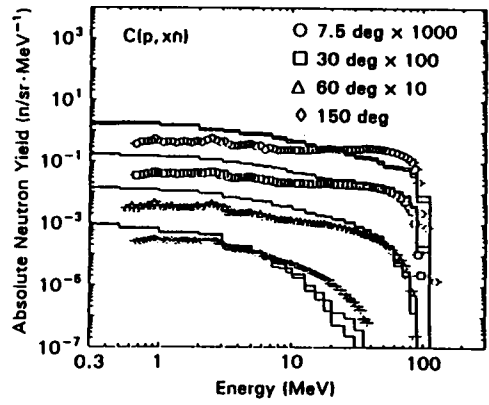


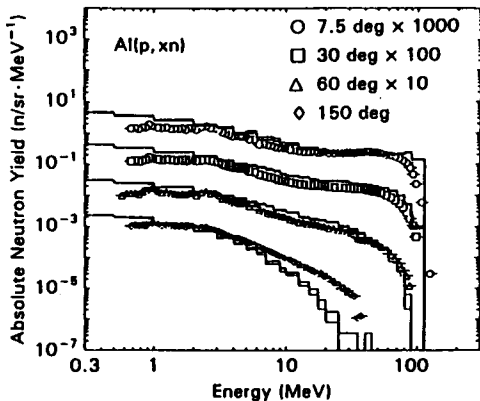
図3 陽子による中性子生成2重微分断面積の計算コードの相互比較
 — PNEM, HETC, ALICE⁽⁹⁾



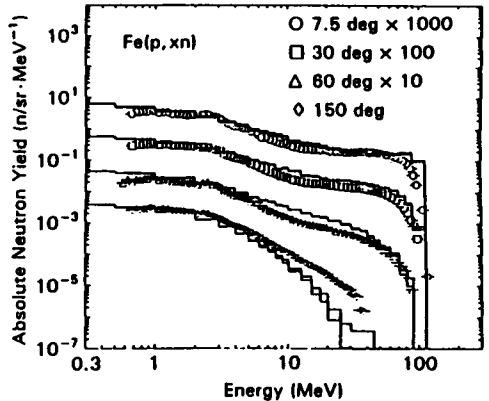
(a)



(b)



(c)



(d)

図4 113MeV陽子によるBe, C, Al, Fe の厚いターゲットからの中性子生成量の
実験値とHETC計算値の比較⁽¹⁰⁾

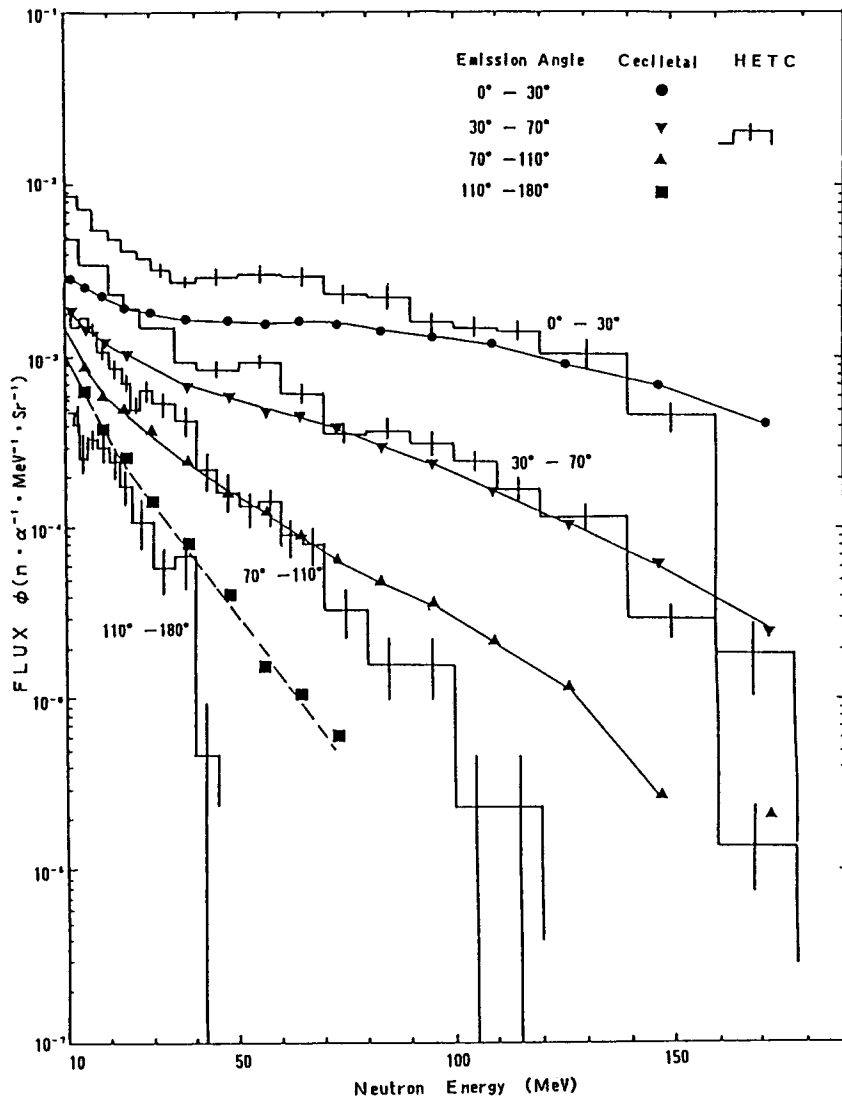


図5 710 MeV ^4He によるCuの厚いターゲットからの中性子生成量の実験値⁽¹¹⁾とHETC計算値の比較⁽¹²⁾

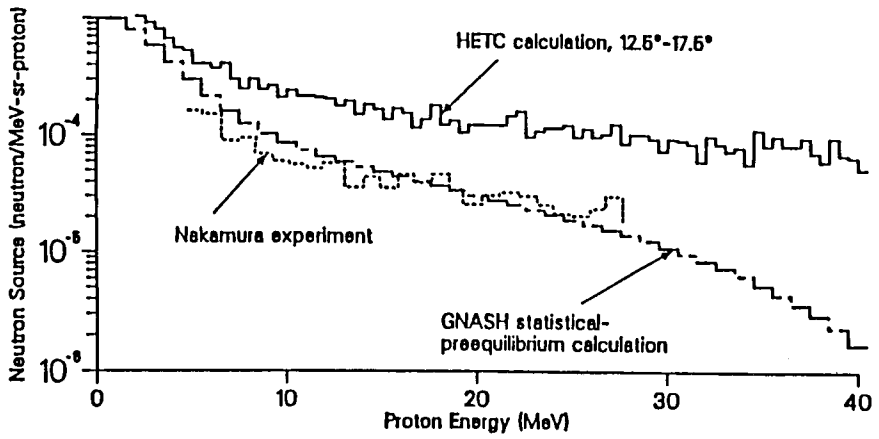


図6 52MeV陽子によるCuの厚いターゲットからの中性子生成量実験値⁽¹³⁾とHETC⁽¹³⁾及びGNASH⁽¹⁴⁾計算値の比較

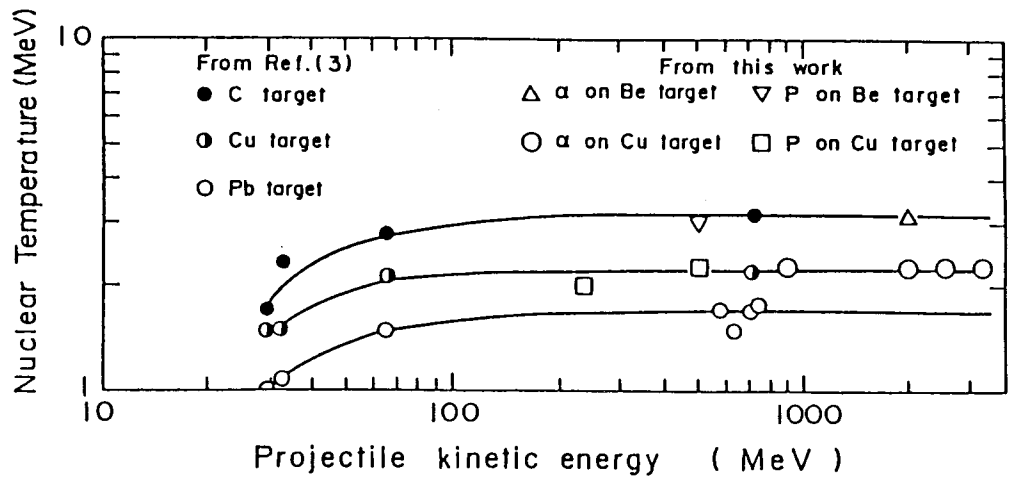


図7 入射粒子エネルギーの関数としての蒸発中性子の核温度^(12, 15)

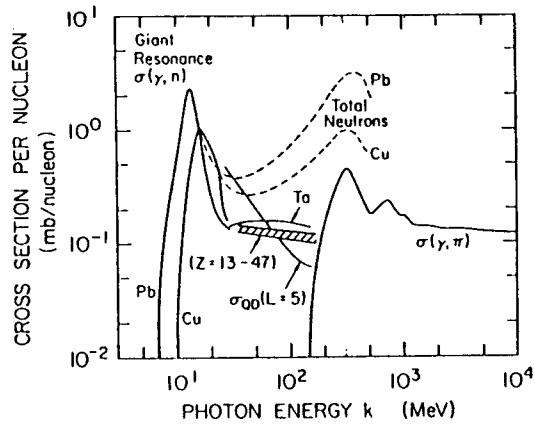


図8 光中性子生成機構と断面積⁽¹⁶⁾

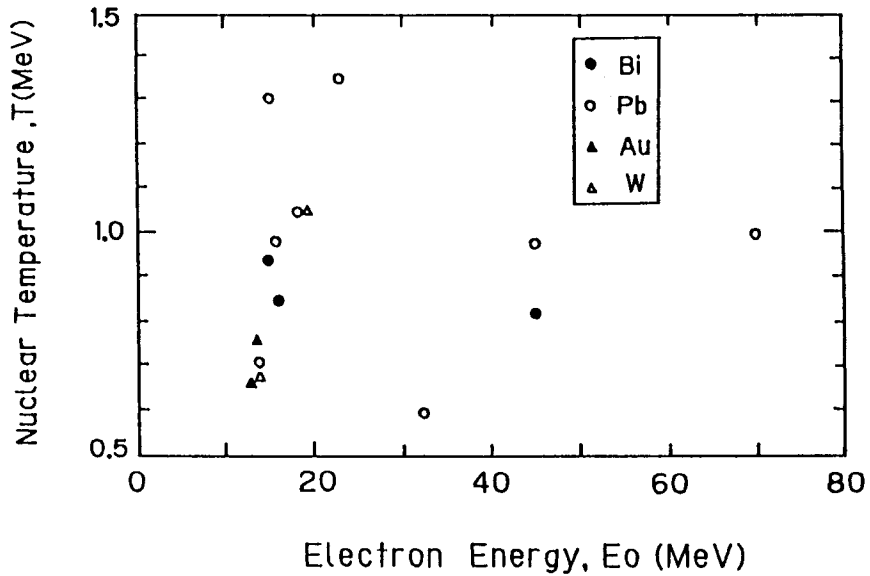


図9 入射電子エネルギーの関数としての蒸発中性子の核温度⁽¹⁶⁾

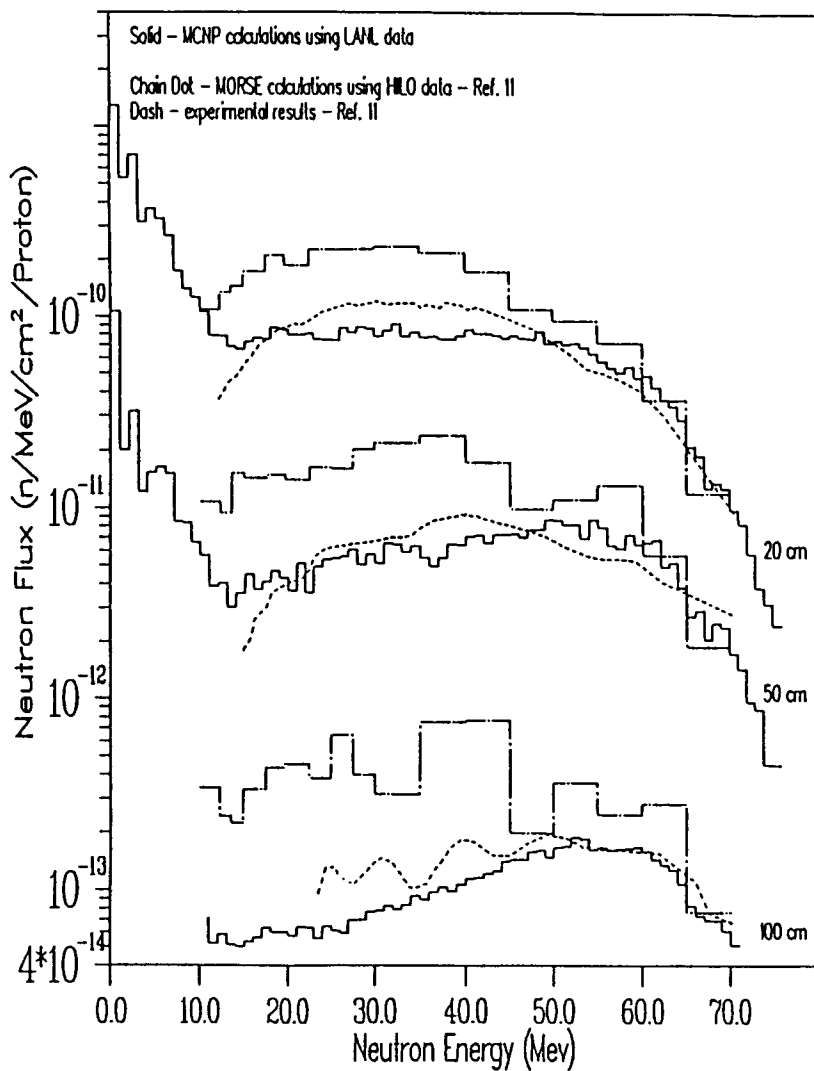
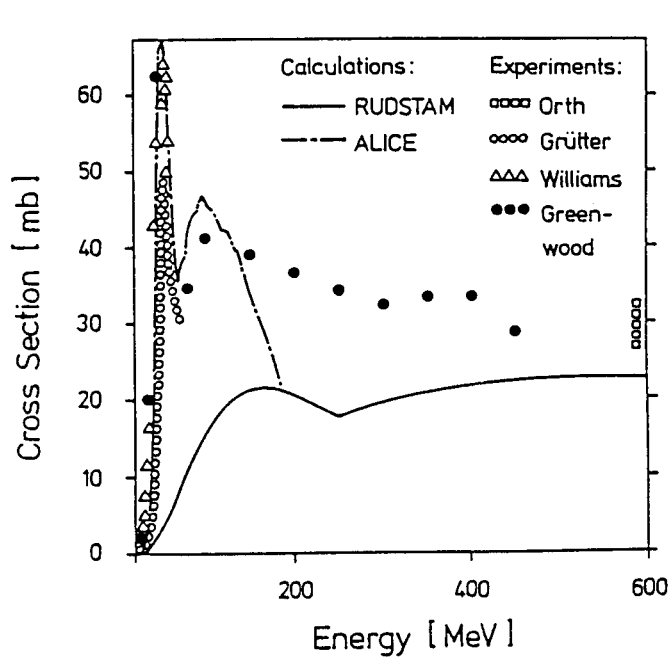
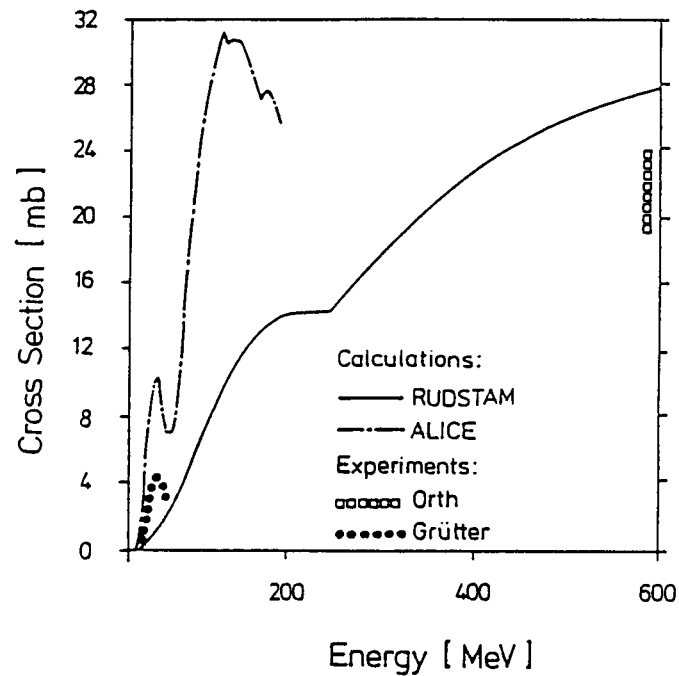


図10 75MeV陽子入射のCuターゲットから生成された中性子のコンクリート透過後のエネルギースペクトル——実験値⁽¹⁹⁾とMORSE-HILLO計算値⁽¹⁹⁾及びMCNP-LANL計算値⁽²⁰⁾の比較



(a) $\text{Cu}(p, \text{spal.})^{57}\text{Co}$



(b) $\text{Cu}(p, \text{spal.})^{54}\text{Mn}$

図11 陽子による $\text{Cu}(p, X)^{57}\text{Co}$ 及び $\text{Cu}(p, X)^{54}\text{Mn}$ 反応断面積の実験値と計算値の比較⁽²²⁾

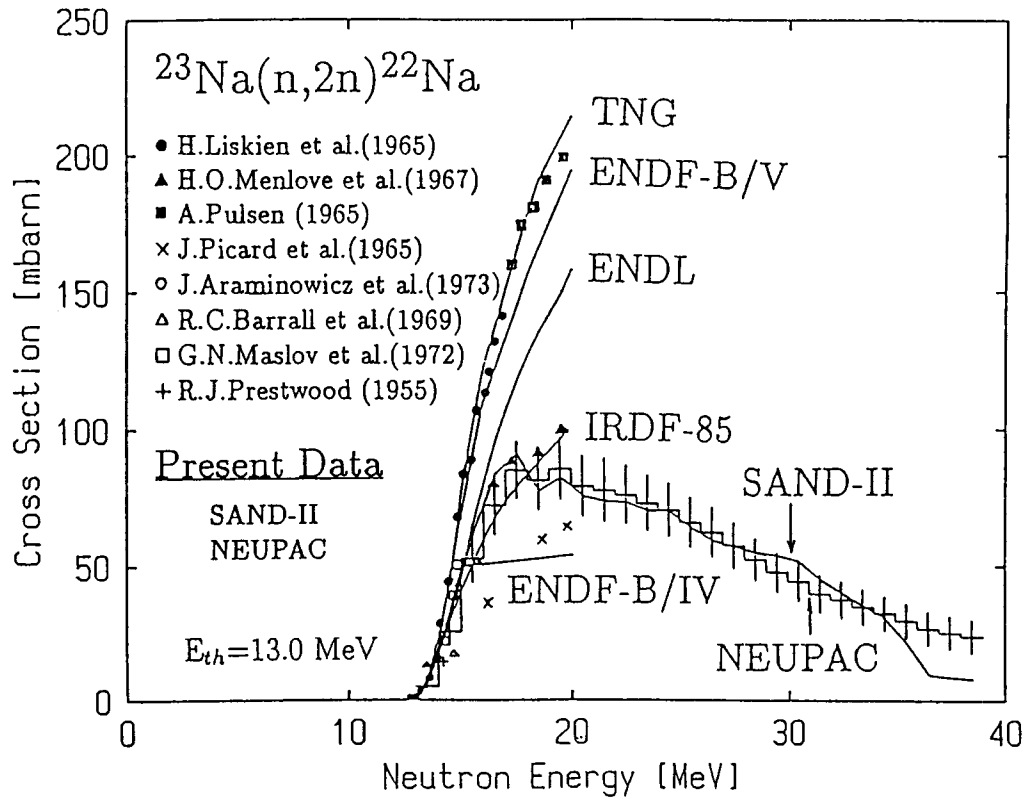


図12 中性子による $^{23}\text{Na}(n,2n)^{22}\text{Na}$ 反応断面積の実験値と計算値の比較⁽²³⁾