

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	非分離共鳴領域における重核の中性子捕獲ガンマ線スペクトルの研究
Title(English)	
著者(和文)	井頭政之
Author(English)	Masayuki Igashira
出典(和文)	学位:工学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:乙第1754号, 授与年月日:1987年12月31日, 学位の種別:論文博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:乙第1754号, Conferred date:1987/12/31, Degree Type:Thesis doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

非分離共鳴領域における重核の
中性子捕獲ガンマ線スペクトルの研究

昭和62年 6月

井頭 政之

概 要

Nb、Mo、Ag、In、Sn、Sb、I、Cs、Pr、Tb、Ho、Lu、Ta、及びAuの中性子捕獲ガンマ線スペクトルを、入射中性子エネルギー5~800 keV の範囲で、コンプトン抑止型 NaI(Tl) ガンマ線検出器を用いて測定した。測定結果を原子核の統計模型に基づき理論計算と比較した。その結果、NbとMoを除く全ての核種について、E 1 ガンマ線強度関数中に一つあるいわ二つのピグミー共鳴が存在することが分かった。また、ピグミー共鳴の共鳴エネルギー及び共鳴強度の系統性が、中性子数の関数として見いだされた。そして、これらの物理量は中性子魔法数 82 及び陽子魔法数 50 で顕著な殻効果を示すことが分かった。更に、少なくとも重核においては、E 1 ガンマ線強度関数のデプレッション因子が全ての核に共通した本質的なものであることが分かった。

目 次	頁
第一章 序 論	1
第二章 実験方法及び装置	10
第一節 実験の概要	10
第二節 パルス中性子源	14
1. 加速器及びビーム輸送系	14
2. 中性子ターゲット系	20
3. ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応中性子源	22
第三節 ガンマ線検出器の遮蔽体	27
1. 中性子遮蔽材の選択	27
2. 一次元輸送計算による遮蔽効果の検討	29
3. 遮蔽体の設計及び製作	34
第四節 ガンマ線検出器とその特性	39
1. ガンマ線検出器の構成と動作原理	39
2. 応答行列	42
(i) 応答関数の測定	44
(ii) 応答行列の作製と検討	47
第五節 測定回路系	61
1. ガンマ線検出器系	61
(i) 波高測定回路	61
(ii) 波高-TOF二次元測定回路	64
2. 中性子検出器系	64
第三章 中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定	67
第一節 ガンマ線スペクトルの測定	67

1. 試料	67
2. 中性子エネルギー等	67
3. デジタル・ウィンドウの設定	73
第二節 データ処理	76
1. 捕獲ガンマ線波高分布	76
2. アンフォールディング及びガンマ線自己吸収の補正等	78
3. 捕獲ガンマ線スペクトルの規格化	82
4. 捕獲ガンマ線スペクトルの誤差	83
第三節 測定結果及び他データとの比較	85
1. Nb	85
2. Mo	87
3. Ag	89
4. In	89
5. Sn	92
6. Sb	92
7. I	95
8. Cs	95
9. Pr	99
10. Tb	99
11. Ho	103
12. Lu	108
13. Ta	108
14. Au	112
第四節 測定結果に対する考察	118
第四章 中性子捕獲ガンマ線スペクトルの解析	123
第一節 統計モデルによる捕獲ガンマ線スペクトルの計算	123
1. 捕獲ガンマ線スペクトル計算の概要	123
2. ガンマ線強度関数の選択	128
(i) ガンマ線強度関数の定義とガンマ線吸収断面積との関係	128

(ii) E 1 ガンマ線強度関数	132
3. 原子核準位密度の選択	137
4. 計算と測定の比較	143
(i) Nb、Mo	143
(ii) Ag、In	146
(iii) Sb、I、Cs	146
(iv) Pr、Tb、Ho、Lu	152
(v) Ta、Au	152
第二節 E 1 ガンマ線強度関数の修正	159
1. 試行関数とパラメータ	159
2. 修正されたガンマ線強度関数を用いた計算と測定の比較	160
(i) Nb	160
(ii) Ag	175
(iii) In	175
(iv) Sb、I、Cs、Au	178
(v) Pr、Tb、Ho、Lu	178
(vi) Ta	188
第三節 ピグミー共鳴の系統性	191
1. 共鳴エネルギーと幅	191
2. 強度	191
第四節 考 察	196
1. ピグミー共鳴の解釈	196
2. デプレッション因子の解釈	202
3. その他	204
第五章 結 論	206
付録 1	208
参考文献	222
謝 辞	227

第一章 序論

中性子によって引き起こされる原子核反応からガンマ線が放出されることがあるが、このガンマ線に関するデータ（ガンマ線生成断面積とスペクトル等）はガンマ線生成核データと呼ばれ、高速炉や核融合炉の核設計に於けるガンマ線加熱の評価及び遮蔽設計の際に必要な核データである。我が国では現在、この様な設計の際には、ガンマ線生成核データ・ライブラリとしてPOPOP-4 [POPOP]やENDF/B-IV等が用いられている。しかし、POPOP-4は、実験値がそのまま格納されており、又、熱中性子捕獲ガンマ線スペクトルで代用されている箇所も多く、信頼性に乏しい。ENDF/B-IVは米国の評価済み核データ・ライブラリであるが、最近の実験データと大きく食い違っている部分も多々あり、問題となっている。ENDF/Bの最新版であるENDF/B-Vは非公開であり、その実体は明らかでない。この様な事情から、信頼性の高い、我が国独自のガンマ線生成核データ・ライブラリを作成する必要が生じた。そこで、我が国の次期核データ・ライブラリJENDL-3 (Japan Evaluated Nuclear Data Library) にガンマ線生成核データを格納すべく、昭和54年度に、シグマ特別委員会の中にガンマ線生成核データWG (ワーキング・グループ) を設置して評価活動を開始し、現在もなお評価を続けている。

約8年間、WGによってガンマ線生成核データの評価が行なわれてきたが、実験データが不十分なため、評価作業は容易なものではない。ガンマ線生成核データ測定の実状については我々の報告 [IGA82] に詳しいが、入射中性子エネルギー E_n の領域で分けて要約すると以下の様になる。

- (1) $E_n = \text{thermal}$: 十分とは言えないが、全核種域にわたって、評価に用いることのできる測定データがある。但し、ガンマ線スペクトル全体の形を与えているデータが比較的少なく、より良い評価のためには、今後この種の測定が望まれる。
- (2) $E_n < 1 \text{ MeV}$: 数核種を除いて、評価に用いることのできる測定データは非常に少なく、ガンマ線スペクトルの測定が切に望まれる。(但し後に述べる様に、本論文を書いている最中に、Voignier et al. [VOI86] が26核種についてかなり信頼性の高い測定データを発表したので、現時点では状況が多少異なる。)
- (3) $1 \text{ MeV} < E_n < 20 \text{ MeV}$: LiからPbまでの20数核種について、評価に用いることのできる信頼性の高い測定データがある。これらのデータによって、評価方法の全核種域にわたった検討が可能である。但し、より良い評価のためには、全核種についての測定データが必要である。

即ち、 $E_n < 1 \text{ MeV}$ の領域の測定データが少なく、評価作業のためには、このエネルギー領域で広い核種域にわたって測定を行なうことが特に重要である。この中性子エネルギー領域では、ガンマ線は主に中性子放射捕獲反応から生じるので、中性子捕獲ガン

マ線スペクトルの測定が重要となる。

次に、中性子捕獲ガンマ線スペクトル測定の歴史と現状を簡単に振り返ってみよう。熱中性子領域においては、1950年代から、原子炉からの中性子を用いた測定が盛んに行なわれた。この頃に用いられたガンマ線検出器は、NaI(Tl)検出器、magnetic Compton spectrometer、及びmagnetic pair spectrometer等であり、1960年代後半までに、ほぼ全核種にわたる測定が行なわれた。この結果、1967年と1968年に、Bartholomew et al. [BAR67]とGroshev et al. [GRO68]によるcompendiumが出版された。この一連のcompendiumには $Z < 94$ のほぼ全核種のデータが納められており、全体で約720ページにのぼるかなり膨大なものである。現在でも熱中性子捕獲ガンマ線の測定はかなり行なわれているが、ガンマ線検出器としてGe検出器を用い、原子核準位構造の研究を目的としたものが殆どである。

eV-中性子領域においては、1957年にLandon and Rae [LAND57]が、電子線形加速器で発生させた中性子を用いて、 ^{199}Hg の34 eV共鳴からの捕獲ガンマ線の測定に成功したのが最初である。これ以降、ある程度の測定はあるが、データ量としては極めて不十分であり、compilation等は出版されていない。近年、非統計的過程(non-statistical process)の研究のため、Ge検出器を用いた測定が幾つかあるが、これらは非常に限られた核種に対する測定であり、又、離散的ガンマ線(discrete gamma ray)のみに関するデータである。

keV-中性子領域においては、1962年にBergqvist and Starfelt [BER62]がAg~Pbの9核種について $E_n = 15 \sim 300 \text{ keV}$ で捕獲ガンマ線の測定を行なったのが最初である。彼らはVan de Graaffで加速したパルス陽子ビームによる $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ 反応からの中性子を用い、ガンマ線検出器としては $12.7 \text{ cm} \phi \times 12.7 \text{ cm}$ のNaI(Tl)検出器を用いた。又、1965年からは、Bird et al. [BIR65]による一連の測定が開始された。彼らは、ガンマ線検出器としては $20 \text{ cm} \phi \times 15 \text{ cm}$ のNaI(Tl)検出器あるいはGe(Li)検出器を用い、中性子源としては $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ 反応から発生する $E_n = 5 \sim 100 \text{ keV}$ の中性子を用いた。このBird et al.の一連の測定とBergqvist and Starfeltの測定を主にしたcompilationが、1973年にBird et al. [BIR73]によって出版された。このcompilationにはF~Uまでのデータが納められているが、質及び量共にまだ極めて不十分なものである。例えば、Ge(Li)のデータとしては高エネルギー・ガンマ線の相対強度のみが殆どであり、又、NaI(Tl)のデータとしては、スペクトラム・アンフォールディング等によってガンマ線スペクトルに変換されていない波高分布のままのデータがかなりの部分を占めている状態である。1970年代前半には、Brzosko et al. [BRZ71]、Earle et al. [EAR74]、及びMorgan et al. [MOR72, 75]の測定等がある。何れもNaI(Tl)検出器を用いた測定であり、スペクトラム・アンフォールディングによって得られたガンマ線スペクトルをデータとして与えて

いる。Morgan et al. の測定はかなり精度の良いものであるが、彼らの keV - 中性子領域のデータは数核種についてのみである。1977年に Barrett et al. [BAR77] によって、Ca~Uまでの30核種について $E_n = 40 keV \sim 1 MeV$ の領域で測定が行なわれた。彼らはBirdらと同じグループと考えて良く、ガンマ線検出器も前述の $20 cm \phi \times 15 cm NaI(Tl)$ 検出器を用いている。彼らはスペクトラム・アンフォールディングによって得られたガンマ線スペクトルを与えているが、ガンマ線エネルギー E_γ が $2.5 MeV$ 以下の情報は得られておらず、又、エネルギー分解能及びスペクトル精度共に不十分なものである。近年では、 $7.6 cm \phi \times 15.2 cm$ の anti-Compton $NaI(Tl)$ 検出器を用いた Joly et al. [JOL79] の比較的精度の良い測定、C. D. 有機液体シンチレーション検出器を用いた Yamamuro et al. [YAM83] の測定等があるが、夫々、数核種についての測定である。極く最近、Voignier et al. [VOI86] は、 $A = 63 \sim 209$ の26核種（天然核種：13核種、同位体分離核種：13核種）について $E_n = 0.5 \sim 3.0 MeV$ の範囲で捕獲ガンマ線を測定し、この入射中性子エネルギー領域での捕獲断面積と $E_n = 0.5 MeV$ に於ける捕獲ガンマ線スペクトルを発表した。彼らは前述のJolyらと同じグループで、実験装置等は全く同じものを使用している。ここで述べた測定は殆ど非分離共鳴領域の測定であるが、この他に、特定の共鳴準位からのガンマ線を測定して部分放射幅を求めている測定もある。しかし、この種の測定は、極めて少数の核種の幾つかの共鳴についてのみ行なわれているに過ぎない。

MeV - 中性子領域においては、 $E_n \approx 14 MeV$ を除いて、捕獲ガンマ線スペクトルの測定は極めて稀である。 $E_n \approx 14 MeV$ では、巨大 $E1$ 共鳴領域における direct 及び semi-direct 反応機構 [CLE65] の検証のため、Bergqvist et al. [BER72] 及び Drake et al. [DRA71] 等によってかなりの測定が行なわれており、非弾性散乱ガンマ線部分を除いた $E_\gamma > 14 MeV$ のスペクトルが報告されている。これらの結果から、巨大 $E1$ 共鳴領域においては、捕獲ガンマ線スペクトルは direct 及び semi-direct 反応機構でかなり良く説明できることが明らかになった。 $E_n \approx 14 MeV$ 以外での測定としては、前述の Joly et al. [JOL79] の $E_n < 3 MeV$ での測定、Lundberg and Starfelt [LUN65] の Ta と Au に対する $E_n < 4 MeV$ での測定、及び Bergqvist et al. [BER66] の Fe に対する $E_n = 7.4 MeV$ での測定等が極僅かあるのみである。しかし、 MeV - 中性子領域では、主なガンマ線発生機構は $(n, n'\gamma)$ 及び $(n, 2n'\gamma)$ 反応等であり、ガンマ線生成核データの評価という立場では、捕獲ガンマ線はさほど重要ではない。

以上述べて来たことから分かる様に、 eV - 及び keV - 中性子領域での捕獲ガンマ線スペクトル測定は、ガンマ線生成核データの評価及びライブラリの作成という工学的立場から、重要と言える。ところで、個々の共鳴からの捕獲ガンマ線スペクトルは、その共鳴が統計的である限り、Porter-Thomas fluctuation [POR56] を示す。従っ

て、個々の共鳴からのガンマ線スペクトルの測定値は、全ての（あるいは非常に多数の）共鳴についてのデータが揃わない限り、評価に反映させるのが難しい。全ての共鳴についての測定は実際上不可能と考えられるので、共鳴領域においては、むしろ共鳴平均したスペクトルの方が工学的には重要と考えられる。

共鳴平均した捕獲ガンマ線スペクトルは、第四章第一節で詳しく述べるが、ガンマ線強度関数と原子核準位密度関数を用いると、原子核統計模型によって計算することができる。ここで、ガンマ線強度関数とは、ガンマ線平均換算幅に関する情報を含んだガンマ線エネルギーに関する分布関数であり、各多重極型ガンマ線遷移に対して、夫々、定義されるものである。（即ち、ガンマ線強度関数は、原子核準位密度関数と同様に、各原子核について定義される平均的な物理量であり、原子核構造を反映する。）従って、逆に、原子核準位密度が既知であるならば、捕獲ガンマ線スペクトルの測定値からガンマ線強度関数に関する情報を得ることができる。ここで、共鳴平均した捕獲ガンマ線スペクトルは主に E 1 遷移ガンマ線によって形成されるので、E 1 ガンマ線強度関数の情報を得ることになる。即ち、平均捕獲ガンマ線スペクトルを測定することによって、E 1 ガンマ線強度関数という物理量の研究も行なうことができ、原子核構造の研究に役立つ。そして、一旦ガンマ線強度関数を精度良く知れば、この関数はガンマ線エネルギーのみに依存するので（厳密に言えば近似であるが）、統計模型の範囲内では、全ての入射中性子エネルギー領域において、平均捕獲ガンマ線スペクトルを精度良く計算できることになる。

図 1-1 と 1-2 は Bartholomew et al. の論文 [BAR 70] から転載したものであり、 (n, γ) 及び $(d, p\gamma)$ 反応からのガンマ線を NaI (Tl) 検出器で測定した際の波高分布を示している。図 1-1 は $182 < A < 206$ の核種についてのものであり、図 1-2 は $108 < A < 134$ の核種についてのものである。両方の図で、(b) が熱中性子による (n, γ) 反応、(a) が $(d, p\gamma)$ 反応からの波高分布である。 $(d, p\gamma)$ 反応は、中性子移行反応なので、一種の中性子捕獲反応と解釈でき、図に示したものは入射中性子エネルギー約 0 MeV に対応するものである。図の横軸は波高エネルギー（チャンネル）、縦軸はチャンネル当たりの計数に波高エネルギーを掛けたものであり、波高エネルギー 3 MeV の所で規格化してある。図 1-1 から、Tl、Au、及び Pt のスペクトル中には、波高エネルギー 5 MeV 付近にバンブが観測されており、又、Ta については、このバンブが観測されていないことが分かる。同様に、図 1-2 から、Cs 及び I については 5 MeV 付近にバンブが観測され、Ag 及び In については観測されていないことが分かる。又、両方の質量数領域で、質量数の増加と共にバンブの強度が増加している様に見える。このバンブは通常の E 1 ガンマ線強度関数（第四章第一節で詳しく述べる）を用いた統計模型計算では再現できず、アノマラス・バンブ (anomalous bump) と呼ばれている。このアノマラス・バンブのエネルギー位置及び強度等が入射中性子エネルギーによって変化するか否かが、主に Au と Ta について、

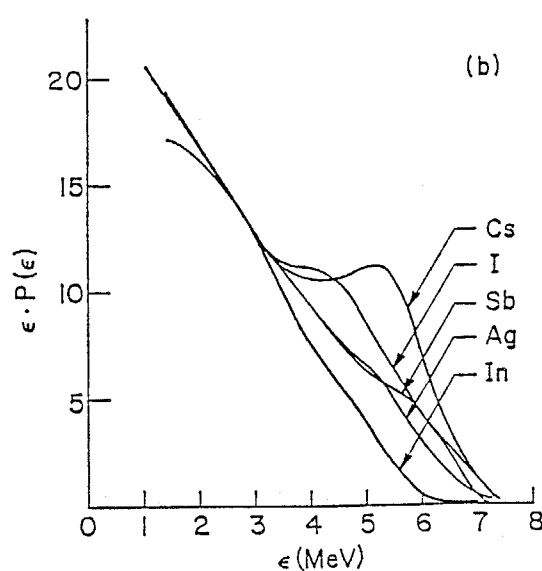
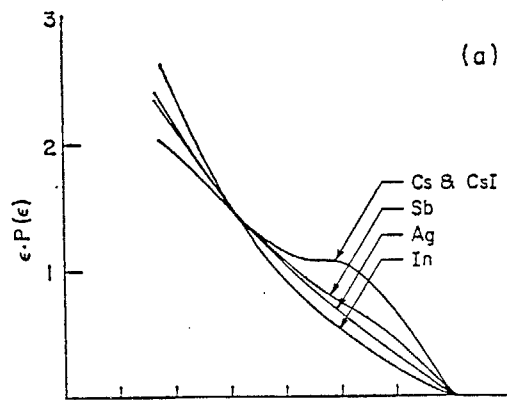
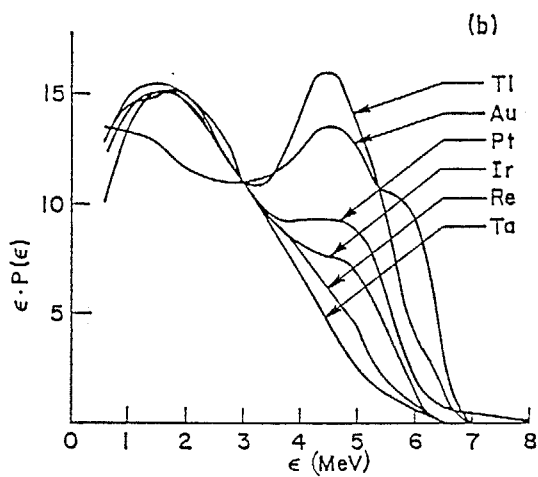
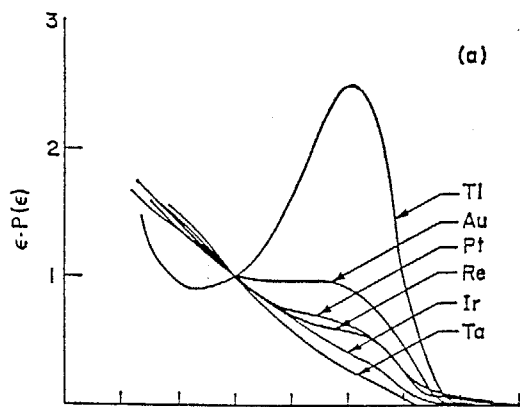


図 1 - 1 $182 \leq A \leq 206$ の核種についての中性子捕獲ガンマ線波高分布。(a)(d, p γ)反応と(b)(n, γ)反応からのガンマ線で、複合核の励起エネルギーは中性子分離エネルギー付近。図の横軸は波高エネルギーで、縦軸はチャンネル当りの計数に波高エネルギーを掛けたものである。尚、波高エネルギー3MeVの点で、各スペクトルは規格化されている。Bartholomew et al. [BAR70]の論文から転載した。

図 1 - 2 $108 \leq A \leq 134$ の核種の中性子捕獲ガンマ線波高分布。図 1 - 1の説明を見よ。

(n, γ) 反応及び ($d, p\gamma$) 反応の両方から調べられた [BER 62, LUN 65, BAR 70, EAR 74, 77, JOL 79]。(Ta はアノマラス・バンプが観測されていない代表として調べられた。) その結果、少なくとも入射中性子エネルギー 1.5 MeV から 4 MeV の範囲では、バンプのエネルギー位置及び強度共に入射中性子エネルギーに依存しないことが分かった。このことは、アノマラス・バンプは原子核準位密度の不規則性から生じたのではなく、ガンマ線強度関数の共鳴構造から生じていることを示している。即ち、Au の捕獲ガンマ線スペクトル中の約 5 MeV のバンプに代表されるアノマラス・バンプは、E1 ガンマ線強度関数中のガンマ線エネルギー約 5 MeV の位置の共鳴に対応すると考えられ、この共鳴はピグミー共鳴 (pygmy resonance) と呼ばれている。

次に、これまで提案されているピグミー共鳴の理論的解釈を振り返ってみよう。理論的アプローチの方法として、大別して二種類ある。一つは殻模型的アプローチで、原子核の双極子状態 (dipole state) を一粒子一空孔状態 (one-particle-one-hole state) から成る基底 (base) で記述するものである。この方法の最も単純化されたものは Brown and Bolsteri の schematic 模型 [BRO 59] で、この場合、基底状態からの E1 遷移強度は全て巨大 E1 共鳴状態 (giant electric dipole resonance : 第四章第一節で詳しく述べるが、殻模型的には、干渉性の一粒子一空孔状態で形成された状態と解釈される) に集中し、ピグミー共鳴は現われない。Lane [LAN 71] は、 35 の一粒子一空孔状態から成る基底と、二体相互作用力として、ゼロ・レンジの Wigner 力 (zero-range Wigner force) を用いた ^{208}Pb についての E1 強度分布 (基底状態からの E1 遷移強度分布) の計算から、E1 強度の約 90% が励起エネルギー $11.5 \pm 1 \text{ MeV}$ の領域の双極子状態に集まり、残り 10% の内 4.6% が 5.49 MeV の一つの状態で消費されることを示した。即ち、 11 MeV 領域の状態が巨大 E1 共鳴に対応し、 5.49 MeV 状態がピグミー共鳴に対応することになる。 5.49 MeV 状態の波動関数を調べると、($3p^{-1}4s$)、($3p^{-1}3d$)、及び ($2f^{-1}3d$) 中性子状態から成っており、これらの一粒子一空孔状態は実質的には巨大共鳴から decouple していた。核力としてゼロ・レンジの Rosenfeld 力を用いても、細部は異なるが、計算結果の全体的な様子はゼロ・レンジの Wigner 力を用いた場合と一致した。Harvey and K Hanna [HAR 74] は、Goswami and Pal [GOS 62] の schematic 模型及びより現実的なガウス型二体相互作用力を核力として用いて、 ^{56}Ni 、 ^{90}Zr 、 ^{132}Sn 、及び ^{208}Pb について E1 強度分布を計算した。(^{208}Pb の計算には 31 の基底を用いた。) その結果、彼らは、夫々の粒子一空孔の相互作用積分における動径部分積分値の違いによって、巨大共鳴より低励起エネルギー領域に数% の E1 強度が集まることを示した。これがピグミー共鳴に対応する。更に、この強度の localization は中性子の粒子一空孔状態と陽子の粒子一空孔状態の平均エネルギーの差に依存し、この平均エネルギーの差が大きくなると (質量数が大きくなると)、localization は二つのグループに分

かれることを示した。 ^{208}Pb の場合、一方は主に中性子の $(3p_{1/2}^{-1}4s_{1/2})$ 、 $(3p_{1/2}^{-1}3d_{3/2})$ 、及び $(3p_{3/2}^{-1}3d_{5/2})$ 粒子-空孔状態によって形成される双極子状態から成るグループで、他方は主に陽子の $(3s_{1/2}^{-1}3p_{1/2})$ 粒子-空孔状態に起因するグループである。前者は励起エネルギー約5 MeVに位置し、後者は約8 MeVに位置する。尚、平均エネルギーの差が小さくなると(質量数が小さくなると)、二つのグループに分かれなくなると同時に、この低励起エネルギー領域のE1強度が小さくなる。又、彼らの計算では、Laneの結果に反して、これらの双極子状態は真に集団的(collective)なものであった。

これらのE1強度分布の計算は、無限の深さの調和振動子ポテンシャル(infinite harmonic-oscillator potential)中で発生された単一粒子(空孔)波動関数を用いて、粒子-空孔相互作用行列の対角化計算を行なうことによってなされた。しかし、実際の原子核ポテンシャルは有限の深さであり、又、核表面ではdiffuseしている。従って、この様な基底関数を用いた場合、粒子放出しきいエネルギー付近以上の単一粒子状態が適切に記述されていないかもしれない。実際、粒子しきいエネルギー付近のs-及びp-軌道中性子状態に強く働く境界条件混合(boundary condition mixing)がピグミー共鳴の出現に重要な役割を演じると、幾つかの論文によって指摘されている[G Y A 7 4, C S E 7 8, B A R Z 8 0]。

理論的アプローチのもう一方は、原子核の流体力学模型(hydrodynamical model)を用いるものである。Mohan et al. [M O H 7 1]は、原子核中の中性子と陽子の密度分布、isotope shift、isospin impurity、及び巨大E1共鳴現象等を研究するため、三流体模型を提唱した。彼らの採用した三流体は、陽子(proton)、陽子と同じ軌道までの中性子(blocked neutron)、及び陽子より上の軌道の中性子(excess neutron)の三流体であり、三流体の密度の和は一定、即ち非圧縮性、とした。この模型を提唱した理由は、excess neutronとprotonの相互作用はblocked neutronとprotonの相互作用よりも弱いという事実を流体模型に取り入れるためである。彼らは理論と ^{208}Pb に対する計算例を示したが、E1共鳴に関する結果として、双極子振動モードが二種類生じることを示した。 ^{208}Pb の場合、13 MeVモードと4 MeVモードが生じ、E1強度比は600:1となった。(この比の値は計算間違いと考えられるが、4 MeVモードのE1強度が13 MeVモードの強度よりかなり小さいことは確かである。)固有エネルギーの高いモードはblocked及びexcess neutronがprotonと逆方向に動くことによって生じ、従来の二流体模型の場合と同じモードで、巨大E1共鳴に対応する。固有エネルギーの低いモードはprotonとblocked neutronがexcess neutronと逆方向に動くことによって生じており、ピグミー共鳴に対応することになる。即ち、excess neutronの存在によってピグミー共鳴が発生したことになる。(尚、彼らは4 MeVモードをピグミー共鳴に対応して捉えておらず、単に、二流体模型に無い新しい双極子振動モードが出現したと報告しているだけであることを、付け加えておく。)

以上が現時点でのピグミー共鳴の物理的解釈であるが、両模型による解釈は、同じ物理内容を夫々異なった言葉で表現したものと考えられる。即ち、殻模型においてピグミー共鳴の出現に重要な役割を演じている動径部分積分値の差異及び中性子と陽子の粒子-空孔状態の平均エネルギーの差は、流体模型における各流体間の相互作用力の差及び excess neutronの存在に夫々深く関連し、巨大E1共鳴からdecoupleした粒子-空孔状態によって形成された双極子状態は、excess neutron流体と他の二流体との間の双極子振動に対応していると考えられる。

一方、Joly et al. [JOL79]は、入射中性子エネルギー0.5 MeVから2.5 MeVの領域で ^{169}Tm の中性子捕獲ガンマ線スペクトルを測定し、スペクトル中の3.5 MeV付近にアノマラス・バンプを観測した。そして彼らは、このアノマラス・バンプはE1ガンマ線強度関数中の共鳴エネルギー3.5 MeV及び幅1.0 MeVのピグミー共鳴に対応することを示した。即ち、それまで $N=82$ 及び 126 の魔法数（質量数 A では夫々約140及び210に対応する）より少し軽い領域の核種にしか観測されていなかったピグミー共鳴が、その他の領域の核種について観測されたことになる。前述の三流体模型におけるexcess neutron流体の考え方からは、ピグミー共鳴が中性子魔法数より少し軽い領域の核種のみを観測される必然性はなく、 ^{170}Tm のガンマ線強度関数中にピグミー共鳴が観測されても不思議ではない。しかし、これまで、Ta等の核種について観測されていないのはなぜだろうか？単に捕獲ガンマ線スペクトルの測定精度が悪くて観測されていないだけなのか？更に、 ^{170}Tm の3.5 MeVピグミー共鳴と ^{198}Au に代表される5 MeVピグミー共鳴は同じ起源のものであろうか？

以上述べて来た工学的要求及び物理学的興味から、本研究では、重核の非分離共鳴領域における中性子捕獲ガンマ線スペクトルの実験的研究を目的とした。入射中性子エネルギー領域は10~800 keV程度、捕獲ガンマ線測定用試料としては、全て天然のもので、Nb、Mo、Ag、In、Sn、Sb、I、Cs、Pr、Tb、Ho、Lu、Ta、及びAu ($N=52\sim 118$ 、 $A=93\sim 197$)の14核種を選んだ。Mo、Ag、Sn、及びSb以外の10核種は、同位体の一つだけか、主な一同位体が95%以上を占める核種である。従って、同位体の一つとして扱えるので、測定結果を物理的に解析し易い。又、AgとSbは、夫々、ほぼ同じ同位体存在比を有する二つの同位体から成るので、両同位体の平均的な物理量（原子核準位密度等）を用いると、測定結果の物理的な解析も比較的容易に行なえる。MoとSnについては、Moは核融合炉用材の候補として挙げられている工学的に重要な核種であり、又、Snは $Z=50$ の陽子魔法数の核種であるので、測定試料に加えた。これら14核種について出来るかぎり精度良く測定を行ない、その測定データをガンマ線生成核データとして供給する。更に、測定データを解析することによって、夫々の核種のE1ガンマ線強度関数の情報（ピグミー共鳴の情報も勿論ふくむ）を得、これらを考察することによって、重核領域全般のE1ガンマ線強度関数に関する知見を得ることになる。

本論文は全部で五章から成り、第二章で実験方法の概要及び装置について述べられ、第三章では測定の詳細、データ処理、及び測定結果等が述べられる。第四章では捕獲ガンマ線スペクトルの解析及びE1ガンマ線強度関数についての記述と考察がなされ、第五章で結論が述べられている。

第二章 実験方法及び装置

第一節 実験の概要

この節では、本研究で行なわれた実験のあらまし及び次節以降で述べられる各実験装置の役割と関連について述べる。

実験は全て本学原子炉工学研究所に設置されている広領域線質放射線照射実験室で行なわれた。中性子捕獲ガンマ線スペクトル測定の際の実験配置略図を図2-1に示す。当実験室に設置されているペレトロン粒子加速装置（ペレトロンと略す）によって加速されたパルス陽子ビーム（パルス幅約1.5 ns、繰り返し周波数2 MHz）は、真空排気されたビーム延長管中を飛行し、キャパシティブ・ピックアップ（capacitive pick off）を通過し（パルス陽子ビームが通過するときに電気信号を発生し、この信号がパルス実験の時間基準となる）、延長管終端に取りつけられているリチウムターゲット（Li-target）に入射する。そして、Li-ターゲット内で、このパルス陽子ビームによる ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応によって、パルス化された中性子が発生する。中性子は、Li-ターゲットの下流（陽子ビームの流れに対して）約15 cmに置かれた測定用試料に入射し、試料中の原子核と (n, n) 反応や (n, γ) 反応等を起こす。 (n, γ) 反応から発生したガンマ線は、入射中性子に対して 125° 方向（ 90° の場合もある）、試料から約80 cmに置かれた $7.6\text{ cm}\phi \times 15.2\text{ cm}$ のNaI(Tl)検出器(A)で測定される。この検出器は、周りをコンプトン除去用大型環状NaI(Tl)検出器(B)で囲われており、anti-Compton spectrometerとして使用される。又、この検出器は、ハウ酸入りパラフィン、カドミウム、及び鉛で構成されている重遮蔽体内に設置されており、実験室中の中性子及びガンマ線のバック・グラウンドから遮蔽されている。尚、試料に入射する中性子の数及びエネルギー・スペクトルは、陽子ビームに対して -45° 方向に置かれた ${}^6\text{Li}$ -ガラス・シンチレーション検出器、及び 0° 方向、Li-ターゲットから約5 mの位置に置かれた ${}^6\text{Li}$ -ガラス・シンチレーション検出器によって、夫々、モニターされる。

上で述べたように、今回の実験では、捕獲ガンマ線の測定は通常 125° 方向で行なったが、これは以下の理由による。

今回は非分離共鳴領域の実験なので、序論でも述べたように、一次(primary)捕獲ガンマ線は主にE1遷移によると考えられる。ところで、E1ガンマ線強度の角分布はLegendre多項式の P_0 と P_2 だけで表現できる。ここで、 P_0 は定数であり、又、 P_2 は 55° と 125° でゼロとなり、更に、角度積分もゼロである。従って、このいずれかの角度で捕獲ガンマ線の二重微分断面積（ガンマ線エネルギーと立体角について）を測定すれば、測定値に 4π を掛けることにより、精度良く、エネルギー・スペクトルを得ることができる。実験上、 125° の方がSN比が良いので、この角度を選択した。尚、Tb試料については、入射中性子エネルギー410 keVで、 125° と 90° の二つの角度で測定したが、これはアノマラス・バンプの角分布を調べるために行なった。

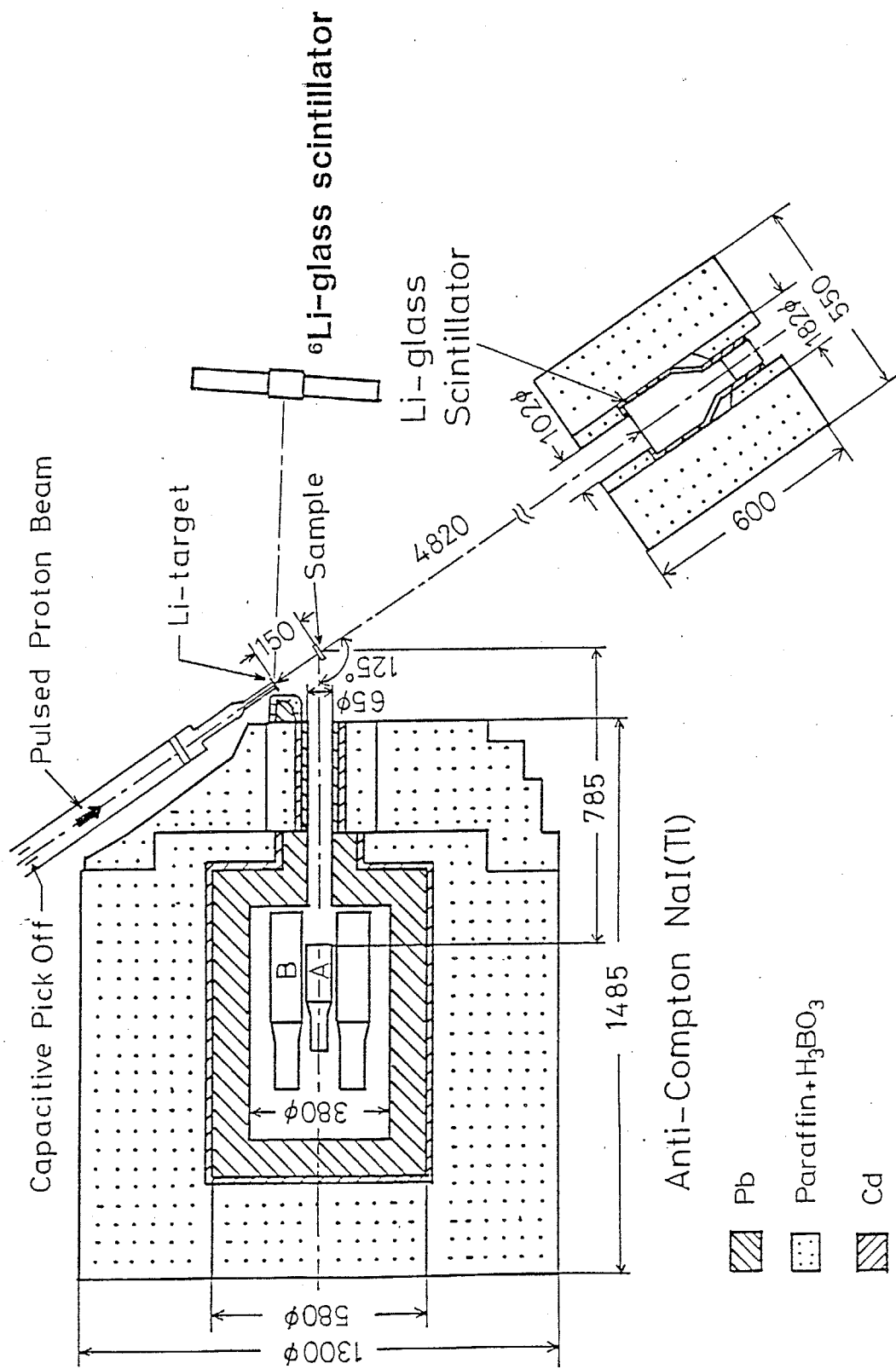


図2-1 中性子捕獲ガンマ線スペクトル測定実験の際の、各装置の配置略図。

一般に、高速中性子実験ではパルス実験がしばしば行なわれるが、本実験でもこれを採用した。keV領域の中性子捕獲ガンマ線スペクトル測定において一番問題になるのは、バック・グラウンドを如何に差し引くかである。Li-target中性子源から発生したkeV中性子は、床、壁、天井等で散乱されて減速し、実験室内は熱中性子の「海」となる。中性子捕獲断面積はkeV領域よりも熱領域の方が桁違いに大きいので、図2-1に示したような重遮蔽体を用いて如何にうまく遮蔽を行なっても、試料や実験室の構造物による熱中性子捕獲ガンマ線を完全に除去することはできない。又、ガンマ線検出器に入射するバック・グラウンド中性子も完全には除去できない（バック・グラウンド中性子がNaI(Tl)検出器に入射すると、主に、 $^{127}\text{I}(n, \gamma)^{128}\text{I}$ 反応によるガンマ線及び生成された ^{128}I （半減期25分）から放出されるベータ線によるバック・グラウンドが生じる）。しかし、熱中性子によるバック・グラウンド事象は、短い時間内ではランダムに起こると考えられるので、keV中性子をパルス状に発生させれば、主として試料内でkeV中性子捕獲反応が起こる時間領域とバック・グラウンド事象だけが起こる時間領域を分けることができる。そして、これら両方の時間領域内でガンマ線波高分布を測定し、前者の領域で得られた波高分布から後者の波高分布を差し引けば、試料によるkeV中性子捕獲ガンマ線波高分布を得ることができる。

又、パルス実験の場合、中性子源から発生させた中性子のエネルギーとエネルギー幅を容易に測定することができる。即ち、中性子が一定の距離を飛行する時間及びその幅を測定すれば、エネルギーと幅は夫々、

$$E_n = \left(\frac{72.3 L}{t} \right)^2 \quad (2-1)$$

$$\Delta E_n = 2 \frac{\sqrt{(\Delta t)^2 - (\Delta t_d)^2 - (\Delta t_p)^2}}{t} E_n \quad (2-2)$$

E_n : 中性子エネルギー (MeV)

L : 飛行距離 (m)

t : 飛行時間 (ns)

ΔE_n : 中性子エネルギーの幅 (MeV)

Δt : 測定された飛行時間の幅 (ns)

Δt_d : 中性子検出器系の時間分解能 (ns)

Δt_p : パルス陽子ビームの幅 (ns)

となる。この様にして中性子のエネルギーと幅等を測定する方法を、飛行時間法 (time-of-flight method) と呼ぶ (上記のバック・グラウンドの決定の際にも、具体的には、中性子源から試料までの中性子飛行時間を情報として用いるので、一種の飛行時間法を用いていると言える)。本実験でもこの方法で発生中性子のエネルギーと幅の測定を行

なったが、中性子検出器としては、図2-1の説明でも述べたように、 0° 方向約5 mの位置に置かれた ${}^6\text{Li}$ -ガラス・シンチレーション検出器を用いた。

本章の以下の節で、各装置について詳しく述べる。

第二節 パルス中性子源

1. 加速器及びビーム輸送系

パルス陽子ビームの加速には、米国 nec 社 (national electrostatic corporation) 製の 3UH-HC ペレットロン加速器を用いた。3UH は 3 ユニットの加速管から成る水平型の加速器であることを意味し、1 ユニットは約 1 MV の加速電圧を担うので、最大ターミナル電圧は約 3 MV である。又、HC は高ビーム電流型であることを意味する。ペレットロンは Van de Graaff 型加速器で、電荷の運搬に、ゴム・ベルトの代わりに、ステンレス製のペレットをナイロンでつなげたチェーンを用いている。加速管はチタン製電極とセラミックス (アルミナ製) の絶縁体から成っており、その接合には有機物が用いられていない。従ってアウト・ガスが少ないので、加速管内に高真空が得られ易く、重イオンの加速も容易に行なうことができる。又、本加速器の電圧分割には、ブリーダ抵抗の代わりに、約 100 個のコロナ・ポイント (金属製円盤に 3 本の金属製針を垂直に取りつけたもの) が用いられ、SF₆ 絶縁ガス中のコロナ放電の電圧-電流特性が利用されている。(通常の加速管コロナ電流は 10 μ A 程度である)

イオン源としては、nec 社製のデュオ・プラズマトロン (duoplasmatron) を我々で改良したものをを用いた。図 2-2 に示したイオン源の略図から分かる様に、デュオ・プラズマトロンは三個の電極とミラー磁場から構成されるが、我々の行なった改良は、主に、次の三点である。

- (1) 中間電極のアーク放電の通る部分の内径を、5 mm から 2 mm に小さくした。
- (2) 中間電極とアノードの距離を、5 mm から 3 mm に短くした。
- (3) タングステン線のフィラメントからニッケル・メッシュを担体とした酸化フィラメントに置き換えた。

(1) と (2) の改良により、イオン源の出力ビーム電流が約 5 倍に増加し、(3) の改良により、フィラメントの寿命が一桁以上のびた。現在では、イオン源のアーク電流 1 A で、約 100 μ A の直流陽子ビームを容易に加速することができる。又、水素ガスでイオン源を作動させた場合、フィラメントの寿命は 1000 時間以上である。

イオン源と加速管の間には、図 2-3 に示す様に、アインツェル・レンズ (einzellens)、パルス化装置、速度弁別器、2 mm ϕ アパーチャー及びドリフト管 (drift tube) 等が設けられている。

速度弁別器は、イオンの入射方向に対して垂直で、且つ、互いに垂直な磁場と電場を組み合わせたものである。磁場 B は、永久磁石を用いて与えられており、一定である。電場 V は、電源の出力電圧を制御することにより変えることができる。イオンの速度と電荷を夫々 v 及び q とすれば、磁場と電場によってイオンが受ける力は、夫々、 $q(v \times B)$ と qV で、互いに反平行 (V の符号をうまく選べば) である。従って、磁場と電場のかかる区間が同じと仮定すると、両方の力が釣り合った時のみ、入射イオンは下流側の 2 mm ϕ アパーチャーを通過することができる。釣り合いの条件から、 $V = Bv =$

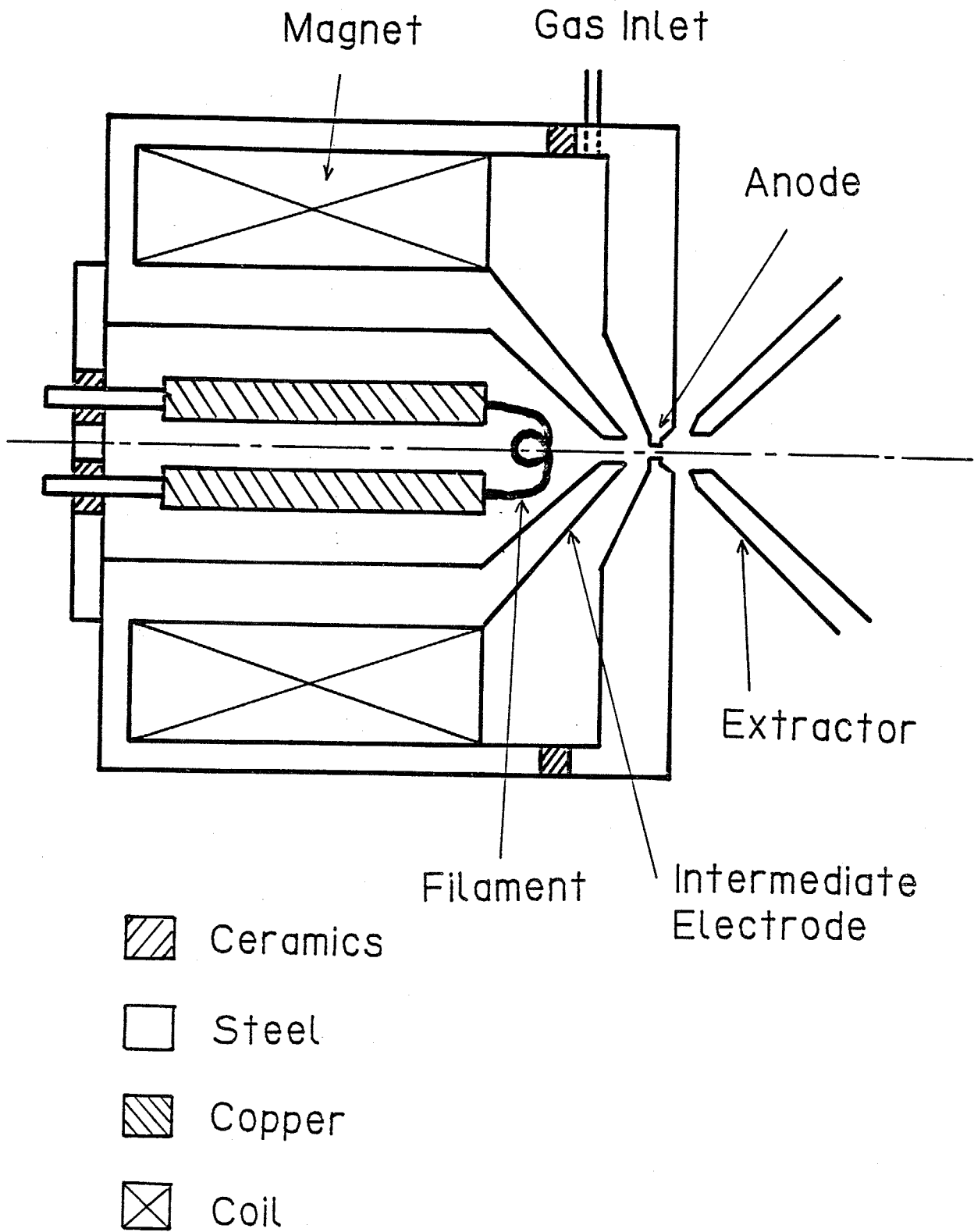


図 2 - 2 ペレトロン加速器に搭載されているデュオプラズマトロン・イオン源の略図。

$B(2 \times E_i / m_i)^{1/2}$ を得る。ここで、 E_i は入射イオンのエネルギーで、イオンが単電荷の場合、エクストラクター (extractor) にかかる引き出し電圧に等しい。本ペレトロンの場合、引き出し電圧は通常約 20 kV に固定である。(この理由はパルス化装置の説明の所でのべる) 又、 m_i は入射イオンの質量である。従って、入射イオンの質量の 1/2 乗に反比例した電圧を速度弁別器の電極に印加することにより、希望のイオンのみを通過させることができる。イオン源を水素ガスで作動した場合を例にとると、イオン源で発生した H^+ 、 H_2^+ 、及び H_3^+ は全て速度弁別器に入射するが、弁別器への印加電圧を調整することにより、(p, n) 反応を起こすのに用いられる H^+ イオンのみを (勿論、他のイオンも選択できるが) 通過させて加速管に導く事ができる。イオン源内の水素ガス圧にもよるが、我々のイオン源でアーク電流 1 A の場合、この三種類のイオンは大雑把に言って同程度発生するので、他の二種類のイオンを加速しなくてすむ事は加速管の負荷を軽減するという意味で好都合であり、加速器の長時間運転安定性を得やすい。

パルス化装置は、図 2-3 に各電極が示されている様に、スイープ (sweep)、DC バイアス (bias)、ポップ (pop)、及びバンチャー (buncher) の各ユニットから成り、クライストロン・バンチング (klystron bunching) 法によりパルス化が行なわれている。DC バイアス電極は +280 ~ +430 V まで可変の直流電源に接続されており、他の電極は夫々のパルス回路に接続されている。各ユニットの働きと関連を図 2-4 に示す。パルス回路の基準信号は、16 MHz 水晶発振器によって発生させられる。16 MHz 論理信号は二つに分けられ、一つは 0 ~ 100 ns で可変のディレイ (delay) を通りバンチャー・アンプに入り、他方はダウン・カウンター (down counter) に入る。ダウン・カウンターの出力は二つあり、一つは 2 MHz で固定であるが、他方は 62.5 kHz ~ 2 MHz の間で可変である。固定 2 MHz 出力は 0 ~ 1 μ s で可変のディレイを通り、スイープ・アンプにはいる。可変出力 (今回は実験の調整時以外は常に 2 MHz としたが) は、ディレイを通らず直接、ポップ・アンプに入る。即ち、時間的にはポップ・アンプの出力が基準となっており、スイープ・アンプ及びバンチャー・アンプの出力の位相の調整は、夫々の可変ディレイによって行なわれている。スイープ・アンプの出力はコンデンサーとコイルから成るタンク回路 (2 MHz で共鳴する様に調整されている) にはいり、サイン波 (sine wave) で電圧増幅され、図 2-3 中の電極に接続される。バンチャー・アンプの出力も、同様に、タンク回路 (16 MHz で共鳴する様に調整される) に入った後に電極に接続される。DC バイアス及びポップ・アンプの出力は電極に直接に接続される。

エクストラクターによってイオン源から引き出された H^+ イオンは、スイープによって左右に振られ、更に、通常 +280 V に設定されている DC バイアスによって下方に偏向される。又、ポップ電極は DC バイアス電極に相対しており、2 MHz の打ち抜きの時以外は +930 V がかかっている。従って、理想的には、 H^+ ビームは図 2-5 に

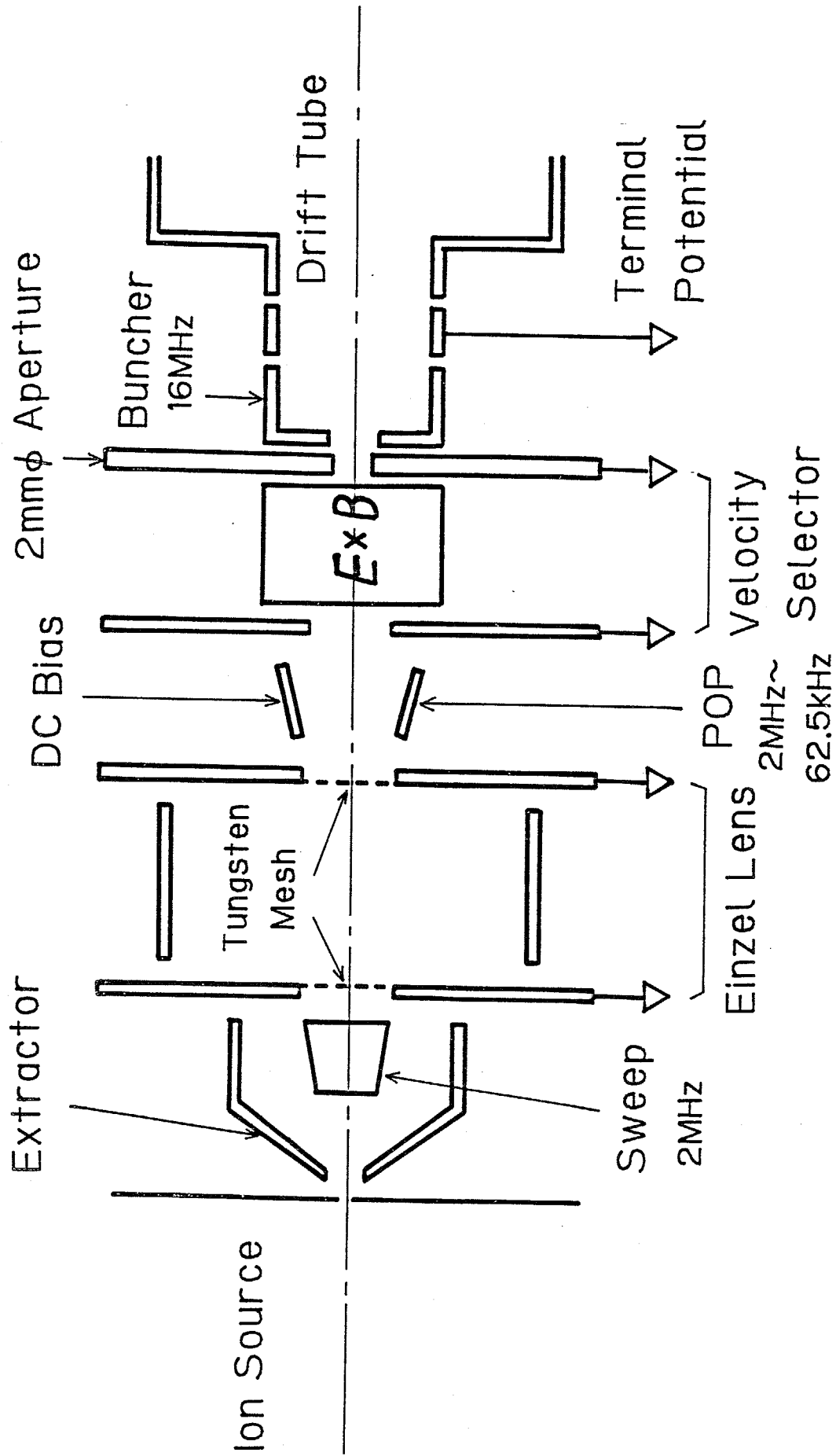


図 2-3 ペレトロン加速器に搭載されているパルス化装置の概念図。

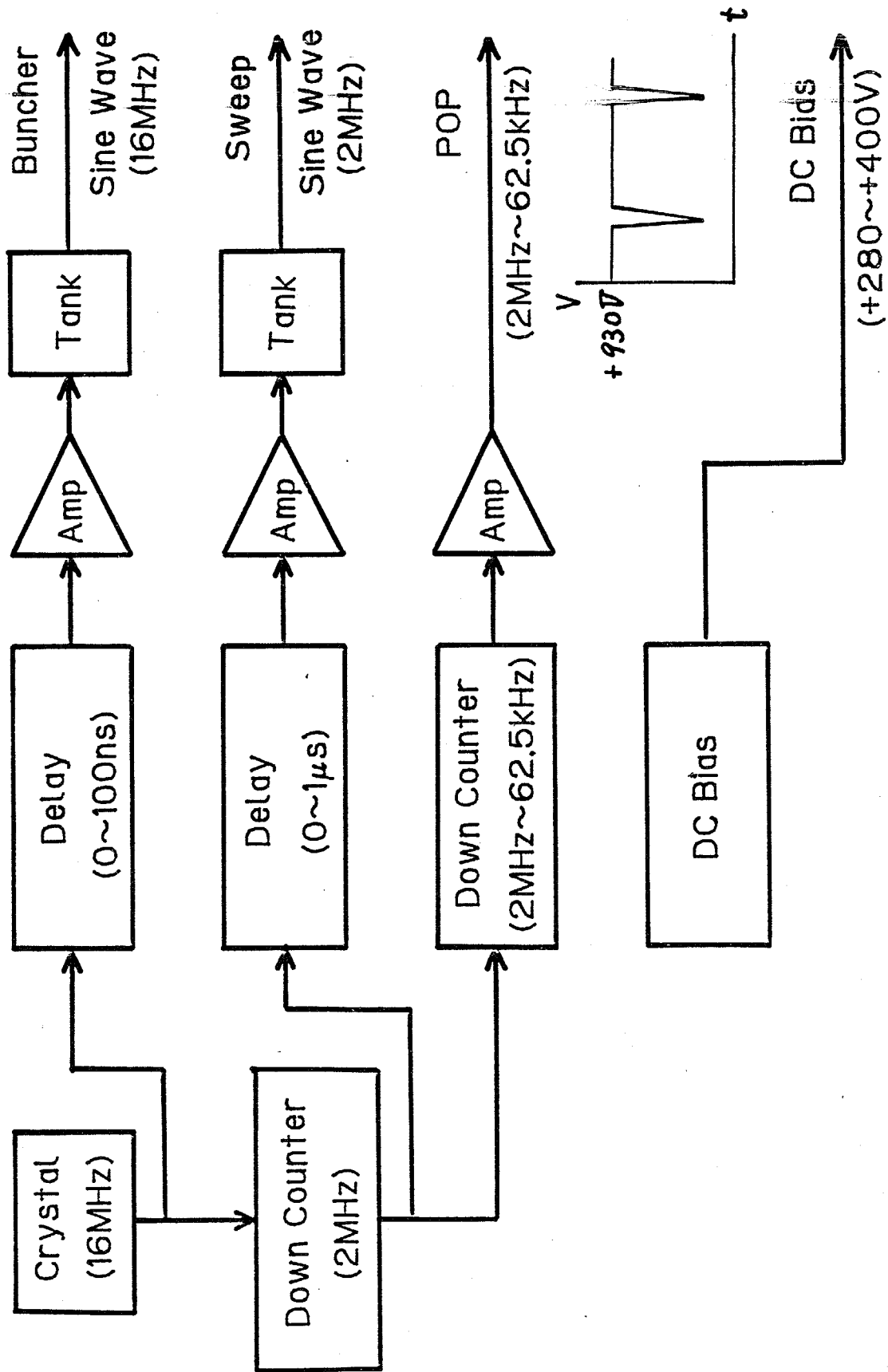


図2-4 パルス化装置用エレクトロニクスブロック・ダイアグラム。

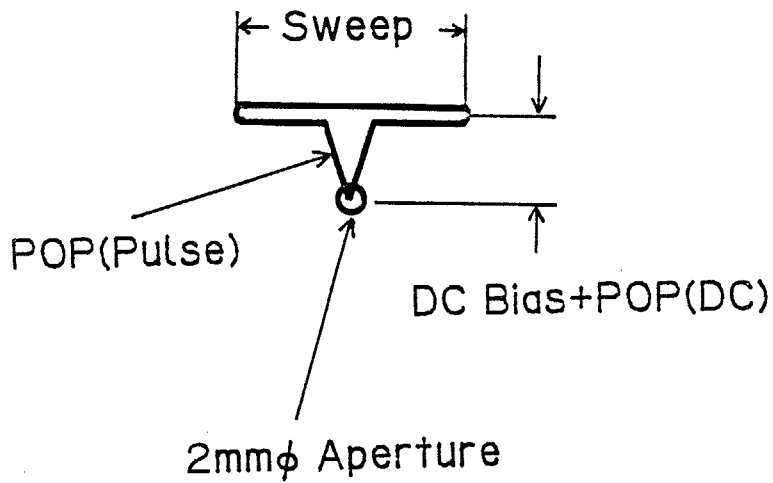


図 2 - 5 パルス化装置を作動させた場合の、2mmφアパーチャー上に於けるH⁺ビーム軌跡（太い実線）の略図。

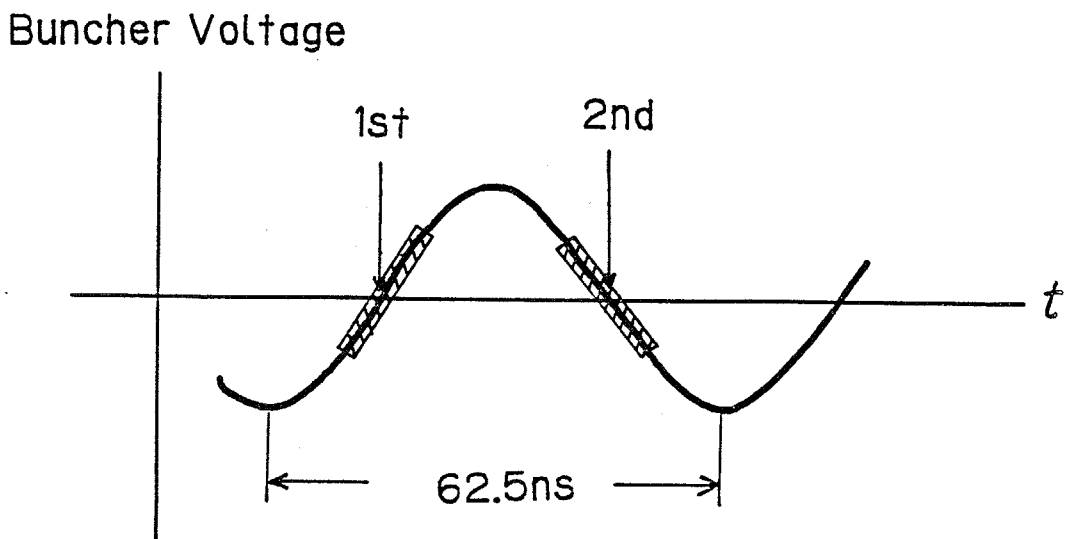


図 2 - 6 クライストロン・バンチングの概念図。横軸は時間、縦軸はバンチャー・カップの電位（サイン波）、ハッチの部分にビームを示す。バンチャー・カップの入口と出口でビームの速度変調が行われる。

示す様な軌跡を2 mm φアパーチャー板上に描く。この軌跡上でH⁺ ビームが2 mm φアパーチャーを通過する際、速度弁別器によって他のH₂⁺及びH₃⁺ビームはこのアパーチャーを通過できないので、H⁺ ビームのみが約15 nsにチョップ(chop)されてアパーチャーの下流側に進むことができる。チョップされたH⁺ ビームの先頭がアパーチャーから出て来るとき、バンチャー・カップには正の電圧がかかり、又、ビームの尾が出て来るとき、バンチャー・カップに負の電圧がかかる様になっている。即ち、チョップされたビームの頭に負の速度変調、尾には正の速度変調がかかる。更に、ビームがバンチャー・カップから出る時にも同様の速度変調がかかる様になっている。この様子を図2-6に示す。バンチャー・アンプの周波数は16 MHzであり、バンチャー・カップの長さは約5 cmなので、カップの入り口と出口でH⁺ ビームを二回速度変調するためには、入射H⁺ ビームの速度に条件が必要となる。この条件を満たすため、エクストラクターの印加電圧を通常約20 kVとしている。

バンチャー・カップを通過したH⁺ ビームは、レンズ作用の殆どないドリフト管によって約70 keVまで加速された後、加速管に入射する。H⁺ ビームがバンチャー・カップを通過してからビーム延長管の終端に取りつけられているLi-ターゲットに到達するまでの時間の約7割がドリフト管内で消費されるので、チョップされたビームのバンチング(bunching)の殆どはドリフト管内で行なわれるが、最終的にLi-ターゲット上ではH⁺ ビームは約1.5 ns(FWHM)にバンチングされる。

加速管を出てからLi-ターゲットまでの約20 mの間はビーム延長管でつながっており、ビーム延長管内は、三台の軸流分子ポンプと二台のチタン・ゲッター・ポンプによって、高真空に保たれている。又、この間、レンズとして二台の二連四重極電磁石、ビームの軌道修正用として四台のステアリング(steering)電磁石、ビームのエネルギー分析のための電磁石が設けられており、これらを制御することによって、ビームを終端のLi-ターゲットまで導くことができる。尚、ビーム延長管の途中には、ビームの形状を測定するビーム・プロフィール・モニター(beam profile monitor)、ビーム電流を測定するリムーバブル・ファラデー・カップ(removable Faraday cup)、ビームの径を制限するスリット slit)等も幾つか設けられている。Li-ターゲットに入射するパルス陽子ビーム電流は、実験を行なった時期(本実験は約5年間にわたって行なわれた)及びイオン源の調子によって異なるが、2~8 μAであった。

2. 中性子ターゲット系

中性子ターゲット系はLi-ターゲットとターゲット・ホルダー(target holder)から構成されるが、その様子を図2-7に示す。ターゲット系は絶縁フランジによってビーム延長管から電氣的に浮いており、又、絶縁フランジの上流側には5 mm φのタンタル製アパーチャーが取り付けられて、Li-ターゲットに入射する陽子ビームの幾何学的範囲が制限されている。全体として良いファラデー・カップとなっており、電流計

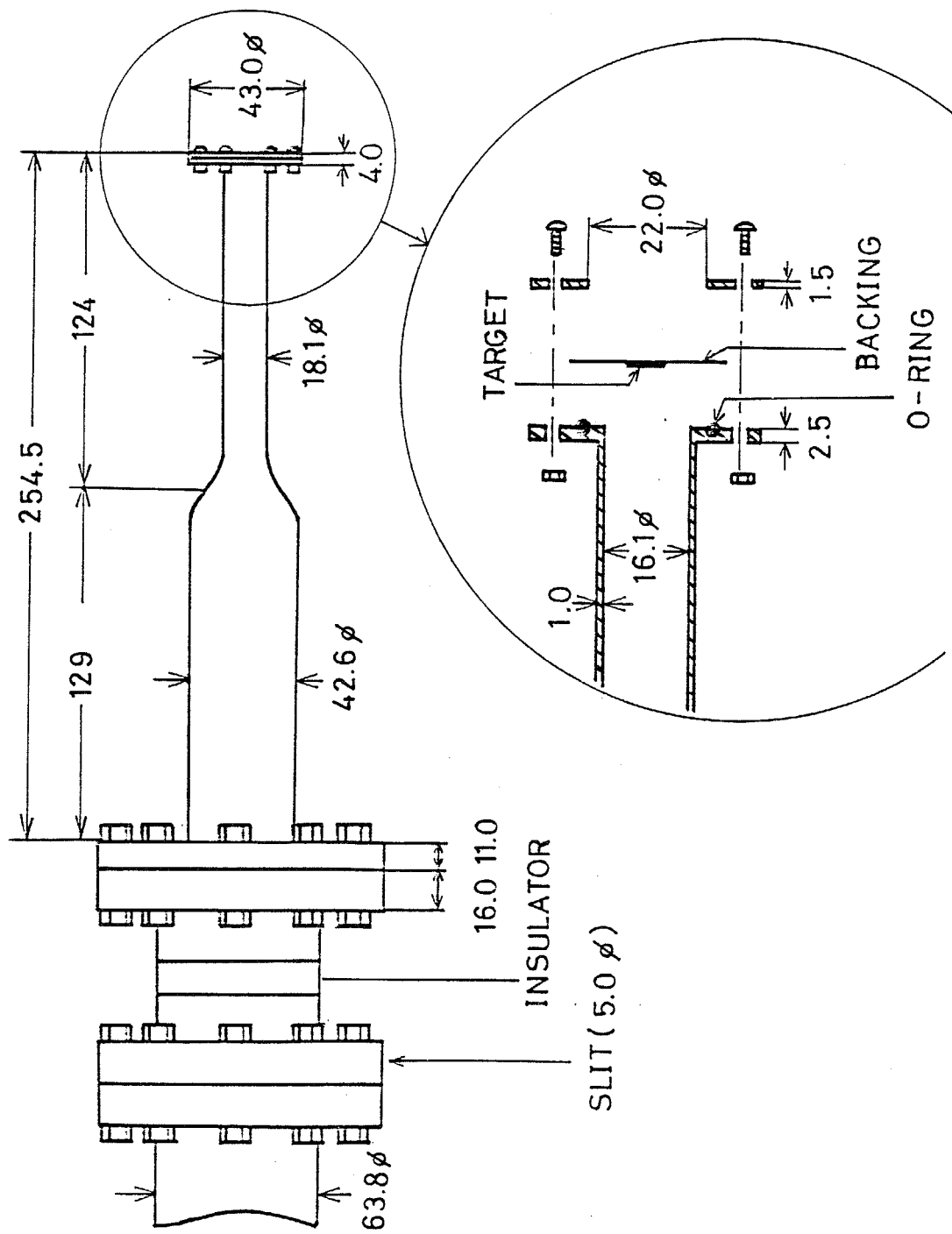


図 2-7 中性子ターゲット系の略図。ターゲット系は絶縁フランジによって電
 氣的に浮いており、全体で良いファラデー・カップに成っている。

に接続され、Li-ターゲットに入射するパルス陽子ビーム電流は常にモニターされている。散乱中性子の発生を極力防ぐため、ターゲット・ホルダーの主要部分は1mm厚のステンレス・スチールで製作した。又、構造材の全体の量を減らすためと、Li-ターゲットからタンタル製スリット板を見る立体角を小さくするために（エレクトロン・サプレッション電圧をかけなくても良いファラデー・カップであるために）、ホルダーの直径を極力小さくした。

Li-ターゲットは、金属リチウムを0.5mm厚の銅板バックリングに真空蒸着したものである。金属リチウムの真空蒸着は実験室の試料作成室中にある真空蒸着装置を用いて行ない、蒸着後は真空のまま十分冷やし、その後、乾燥窒素ガスで蒸着装置の真空を破り、乾燥窒素ガス雰囲気のまま素早くLi-ターゲットを運び、そして、ターゲット・ホルダーに装着しながら素早くターゲット系を真空に引く。この様にすると、Li-ターゲットの厚さを入射陽子のエネルギー損失（keV）で計った場合（このエネルギー損失が発生中性子のエネルギー幅におよそ比例する）、同じ厚さのターゲットで比較して、最も単位面積当たりのLi原子核数が多く、結局中性子発生量が最も多くなる。例えば、Li-ターゲットを空気中に暫く晒すと、リチウムは酸化リチウムあるいは水酸化リチウムにすぐに変化し、ターゲットの厚さは数倍に増してしまい、発生中性子のエネルギー幅も数倍になる。

バックリング材としてタンタルも検討したが、タンタルの熱伝導率は銅の約1/7で、又、リチウムの融点と沸点は低いので（一気圧で融点は179℃、沸点は1317℃）、タンタル・バックリングを用いる場合、ターゲットの冷却を水冷等によって十分に行なう必要がある事が分かった。事実、ベビー・コンプレッサーからの空気によるターゲットの冷却では、タンタル製のLi-ターゲットに約7μAの陽子ビーム（エネルギーは約2MeV）をあてたところ、リチウムが蒸発してすぐに中性子が発生しなくなった。

Li-ターゲットの冷却は、上で述べた様な空冷方式を採用した。水冷の方が良く冷却できるが、keV領域の中性子は水によってすぐに減速されるという欠点がある。実際に、水の層の厚さ約1mmの水冷ターゲット系を製作して試験してみたが、水によって減速された中性子が観測されたので、その使用を断念した。銅バックリングを用いた場合、空冷でも、陽子ビーム電流10μA以内では、リチウムの蒸発によりターゲットの寿命は短くならない事が確認された。

3. ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応中性子源

この反応のしきいエネルギーは1.881MeVであり、又、残留核 ${}^7\text{Be}$ が第一励起状態（478keV）に励起する ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}^*$ 反応のしきいエネルギーは2.378MeVである。ここで、前者の反応から発生する中性子を n_0 、後者の反応からのものを n_1 と呼ぶことにする。入射陽子エネルギーが1.881MeVのとき、簡単な運動学から分かるが、エネルギー30keVの n_0 が陽子ビームに対して0°方

向のみに発生する。入射陽子エネルギーを上げていくと、 n_0 は 0° 軸を中心軸としたコーン (cone) 内に発生するようになり、陽子エネルギーの増加と共にコーンの頂角は広がってゆく。Li-ターゲットが無限に薄い場合は、このコーン内の任意の角度方向 (θ) には二種のエネルギー (夫々を E_{01} と E_{02} 、但し $E_{01} > E_{02}$ とする) の n_0 が発生する。Li-ターゲットが厚い場合は、ターゲット内で陽子エネルギーが連続的に減少するので、 θ 方向にはエネルギー分布が $E_{01} \sim E_{02}$ で連続的な n_0 が発生する。陽子エネルギーが 1.921 MeV になると、 n_0 は全角度に発生するようになり、エネルギーは角度によって定まったものになる。従って、陽子エネルギーが $1.921 \sim 2.378 \text{ MeV}$ の範囲では、Li-ターゲットの厚さを適切に選ぶことにより、任意の角度方向に単色エネルギーの中性子を発生させることができる。このときの中性子エネルギー幅は、勿論、Li-ターゲットの厚さによって決まる。この陽子エネルギー範囲は、 0° 方向の中性子エネルギーでは $120 \sim 650 \text{ keV}$ の範囲に対応する。更に陽子エネルギーを上げていくと、上記の ${}^7\text{Be}^*$ (478 keV) を残留核とする反応のチャンネル (channel) が開き、 n_1 が発生するようになる。 n_1 の空間及びエネルギー分布も、 n_0 について上で述べたのと同様な状況をたどる。従って、例えば、入射陽子エネルギーが 2.5 MeV で Li-ターゲットが薄いとき、 0° 方向には 786 keV の n_0 と 260 keV の n_1 が発生する。

${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応の 0° 方向の微分断面積 (重心系) を図 2-8 に、この反応と ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}^*$ 反応の微分断面積 (実験室系) を図 2-9 に、又、 0° 方向における n_0 と n_1 の発生量の比 (重心系) を図 2-10 に、文献 [LIS 75] から引用して示す。図 2-8 から、断面積は陽子エネルギー 2.1 MeV で最低値を示し、 2.3 MeV で最高値を示し、後者は前者の約 5 倍であることが分かる。夫々、 0° 方向の中性子エネルギー 350 keV と 570 keV に対応する。(2.3 MeV のピークは 3^+ の共鳴であることが知られている。) 図 2-9 からは、 n_0 は前方に多く発生するが、 n_1 はほぼ等方的に発生し、 n_1 は n_0 よりも全角度について発生量が少ないことが分かる。両中性子の発生量を 0° 方向で比較すると、図 2-10 から分かるように、陽子エネルギーが 3 MeV 以下の範囲では n_1 は n_0 の 10% 程度以下である。

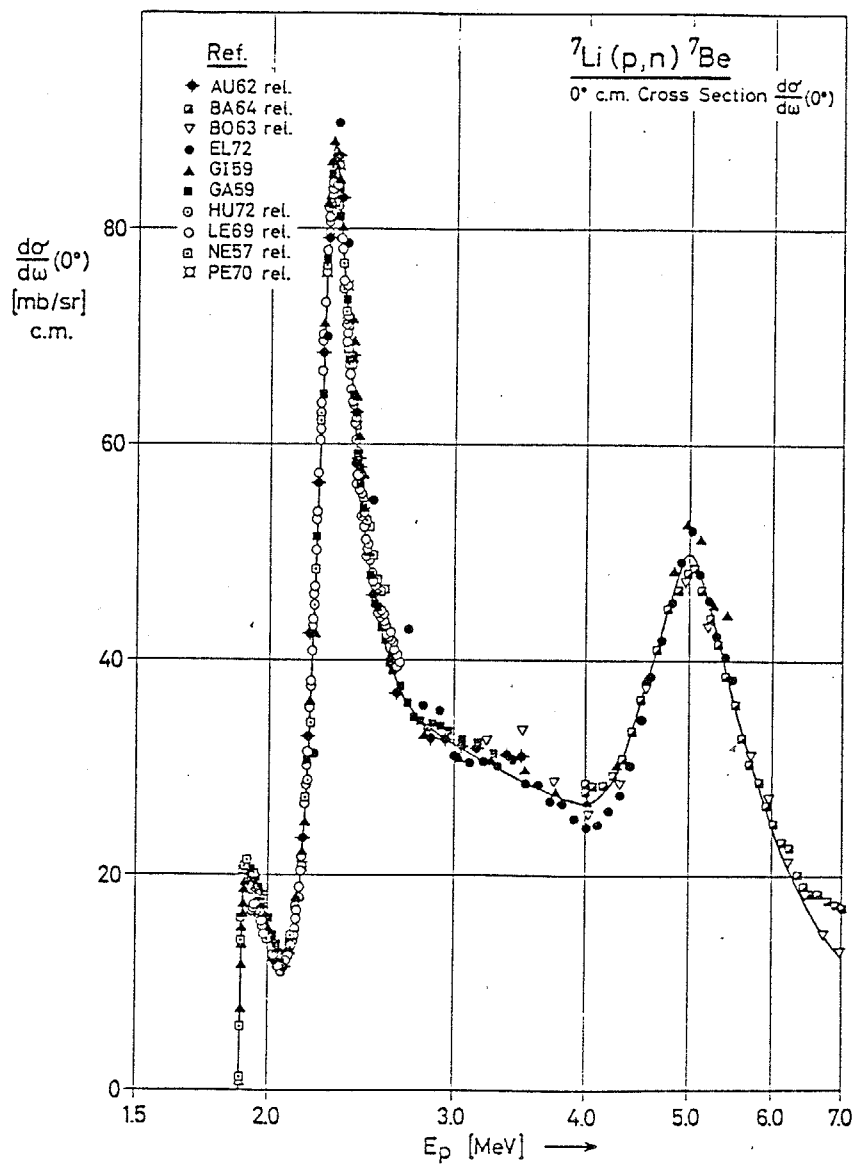


図 2 - 8 0° 方向の ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 反応微分断面積 (重心系)。Liskien and Paulsen[LIS75]から転載した。

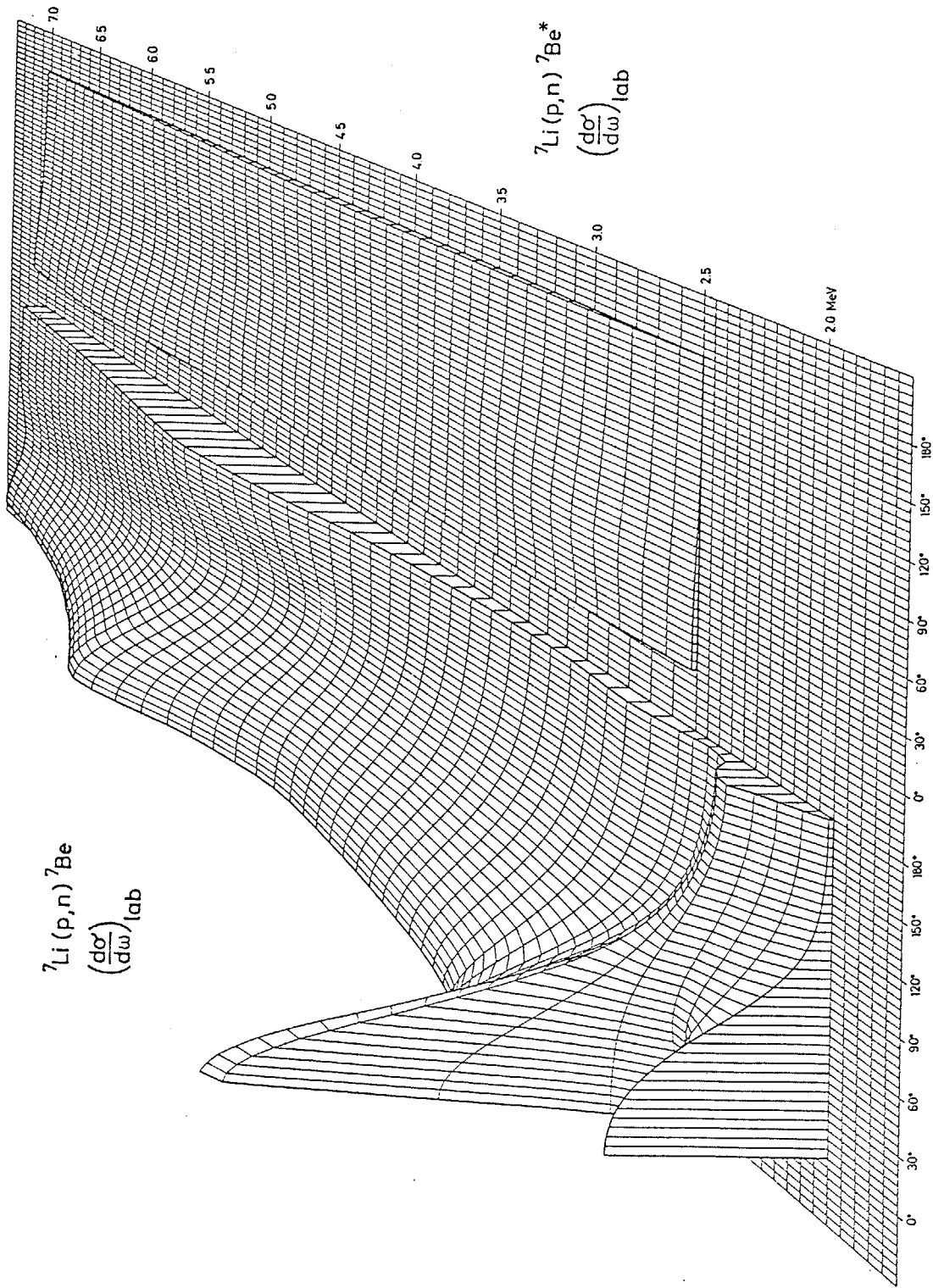


図 2-9 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ と ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}^*$ 反応の微分断面積 (実験室系)。Liskien and Paulsen [LIS75] から転載した。

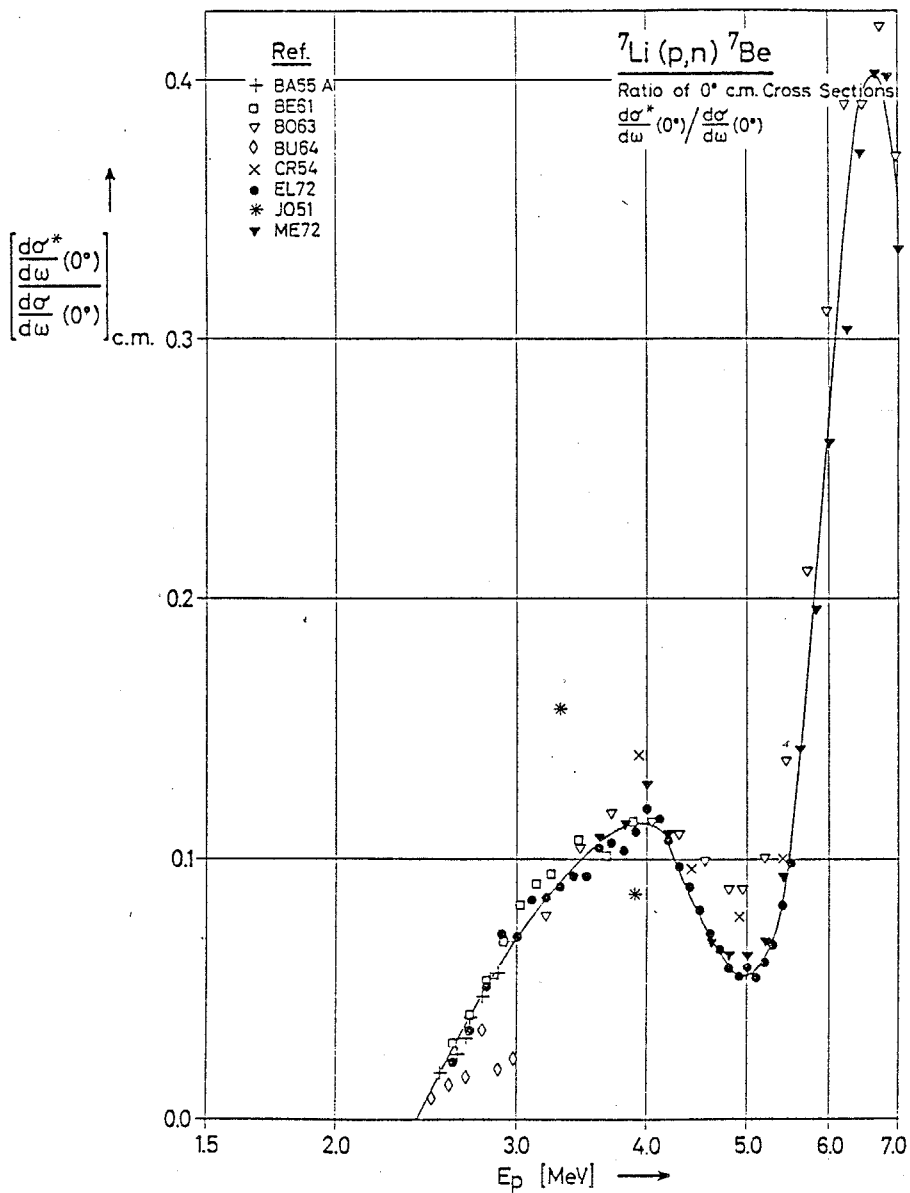


図 2 - 1 0 0° 方向に於ける n_3 と n_1 の発生量の比 (重心系)。Liskien and Paulsen[LIS75]から転載した。

第三節 ガンマ線検出器の遮蔽体

1. 中性子遮蔽材の選択

本章第一節で述べた様に、高速中性子実験では、ガンマ線検出器のバック・グランド信号を低減させるため、実験室内に充満している散乱中性子や中性子源から直接ガンマ線検出器に入射する中性子を十分に遮蔽する必要がある。又、自然バック・グランドのガンマ線や構造材の散乱中性子捕獲ガンマ線も遮蔽する必要がある。

バック・グランド中性子に対する遮蔽材の適切な選択は、実験に用いられる中性子のエネルギー範囲に依存するが、経済的理由 [GLA 74] によって、水素化合物を含んだ遮蔽材 (含水素遮蔽材と略す) がしばしば用いられている [GLA 74, SMI 75, JOL 78]。含水素遮蔽材中では、中性子は水素の原子核である陽子と衝突を繰り返して減速され、そして、遮蔽材にまぜられている吸収材によって吸収される。

この中性子吸収材としてリチウム化合物がよく用いられるが、これは、ガンマ線を生じない ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応によって、リチウム原子核は熱中性子を吸収するからである。しかし、表 2-1 に示す様に、リチウム化合物を含んだ含水素遮蔽材は水素原子数密度が小さいので、検出器を高速中性子から十分に遮蔽するためには多量の遮蔽材が必要となる。水素原子数密度が小さくなるのは、 ${}^6\text{Li}$ の天然存在比が 7.5% と小さく、又、熱中性子に対する ${}^6\text{Li}(n_{th}, \alpha)\text{T}$ 反応断面積が 940b [MUG 73] と小さいので、効果的に熱中性子を吸収するためには多量のリチウム化合物を遮蔽材にまぜる必要があり、その結果、遮蔽材の水素原子数密度が低下することによる。

一方、熱中性子吸収反応として工業的によく用いられる ${}^{10}\text{B}(n_{th}, \alpha){}^7\text{Li}$ 反応を考えてみると、断面積は約 3800b [MUG 73] で ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応断面積の約 4 倍大きく、又、 ${}^{10}\text{B}$ の天然存在比も 20% と ${}^6\text{Li}$ の存在比より約 3 倍大きい。従って、同じ熱中性子吸収効果を得るためには、遮蔽材中の原子数密度で比較して、ボロンはリチウムの約 1/10 の量を遮蔽材に加えればよいことになる。そうすると、表 2-1 に示されている様に、ボロン化合物を含む含水素遮蔽材の水素原子数密度は大きくなり、高速中性子の遮蔽能力は増す。

ボロンを含んだ遮蔽材の唯一の欠点は、 ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ 反応から 0.48 MeV ガンマ線が発生することである。この欠点が、ボロンを含んだ遮蔽材が、ガンマ線検出器の主遮蔽材として、これまで用いられなかった理由である。しかし、含水素遮蔽材を用いる限り、 ${}^1\text{H}(n, \gamma)\text{D}$ 反応から発生する 2.2 MeV ガンマ線が遮蔽材中に常に存在し、このガンマ線を鉛等の遮蔽材で遮蔽する必要がある。これら二種類のガンマ線の鉛による減衰を考えると、10 cm 厚の鉛によって、0.48 MeV ガンマ線は 10^{-6} のオーダーに減衰するが、2.2 MeV ガンマ線は 10^{-2} のオーダーにしか減衰しない。従って、もし 10 cm 厚程度の鉛遮蔽材が用いられるならば、表 2-1 中の R の値から考えて、0.48 MeV ガンマ線によるバック・グランド・レベルは 2.2 MeV ガンマ線によるものよりも低くなることが予想される。

表 2 - 1 中性子遮蔽材中の¹Hと⁶Li(あるいは¹⁰B)の原子数密度、及び熱中性子吸収反応率比R。^{a)}

Materials	Number densities (atoms/cm ³)		R ^{b)}
	n _H	n _{Li-6} or n _{B-10}	
80 % paraffin + 20 % H ₃ BO ₃	0.66 × 10 ²³	0.27 × 10 ²¹	48
Lithium hydroxide monohydrate (LiOH·H ₂ O) [SMI75]	0.43 × 10 ²³	0.10 × 10 ²²	66
50 % paraffin + 50 % Li ₂ CO ₃ [GLA74, JOL78]	0.11 × 10 ²³	0.82 × 10 ²¹	210
Pure paraffin (CH ₂)	0.81 × 10 ²³	0	

a) ¹H(n_{th}, γ)D: σ_H=0.332 b [MUG73]; ⁶Li(n_{th}, α)T: σ_{Li-6}=940 b [MUG73];
¹⁰B(n_{th}, α)⁷Li: σ_{B-10}=3837 b [MUG73].

b) R=(n_{Li-6}σ_{Li-6}/n_Hσ_H) or (n_{B-10}σ_{B-10}/n_Hσ_H).

表 2 - 2 中性子-ガンマ線結合輸送計算によって遮蔽効果の評価を行った遮蔽材。

80 % paraffin + 20 % H ₃ BO ₃
LiOH·H ₂ O
50 % paraffin + 50 % Li ₂ CO ₃

以上のような理由から、高速中性子実験に用いる含水素遮蔽材中にまぜる熱中性子吸収材として、ボロンの方が有効と考えられるので、中性子遮蔽材としてオルト・ホウ酸 (H_3BO_3) 入りパラフィン (CH_2) を選び、その遮蔽効果の定量的検討を行なった。

2. 一次元輸送計算による遮蔽効果の検討

ホウ酸入りパラフィンの遮蔽効果をリチウム化合物をまぜた含水素遮蔽材のそれと比較するため、表2-2に示した三種類の遮蔽材からなる40cm厚の無限平板について、中性子とガンマ線の輸送計算を行なった。ホウ酸入りパラフィンのホウ酸とパラフィンの重量比は、予備的な輸送計算から決定したが、ホウ酸がこれより少ないと減速された中性子を十分に吸収できないし、逆に、これより多くすると高速中性子を十分に減衰させることができない。計算の際に用いた 1H 、 ^{10}B 、及び 6Li の原子数密度は、表2-1に示してある。ここで、リチウムを含む遮蔽材の各原子数密度の値は文献[GLA 74]から引用したものであり、20%ホウ酸入りパラフィンについての各値は、実際に今回の実験のために製作した遮蔽体の値である。輸送計算は、非等方中性子散乱を取り扱える一次元 S_N 輸送計算コードANISN[ENG 67]を用いて行ない、中性子源は14MeV中性子とした。(中性子源として14MeV中性子を選んだのは、将来、我々の研究室でMeV中性子を用いた実験を行なう計画があり、この時、14MeV中性子の遮蔽が最も厳しくなると予想したからである。)計算では、中性子散乱断面積の角度についての展開には5次のLegendre展開を用い、角度についての積分には8次の求積法をもちいた(即ち、P5-S8)。断面積セットとしては、中性子42群でガンマ線21群の中性子-ガンマ線結合断面積セット[SEKI 76]を用いた。図2-11に示す様に、1群(15.00~13.72MeV)の中性子源を遮蔽材の第1メッシュに等方的に発生させ、無限平板の両側は真空と仮定した。

各遮蔽材中の中性子束分布及びガンマ線束分布の計算結果を、夫々、図2-12及び図2-13に示す。図2-12から分かるように、20%ホウ酸入りパラフィン中の中性子束は、全中性子エネルギー領域及び全空間領域において最も低くなっている。これは、他の遮蔽材と比較して、ホウ酸入りパラフィンは中性子源からの直接線を効率良く減速し、更に、減速された中性子を ^{10}B 原子核によって十分に吸収していることを示している。この様に、高速中性子に対する遮蔽に関しては、ホウ酸入りパラフィンは他の遮蔽材よりも優れている。図2-13からは、ホウ酸入りパラフィン中の高エネルギー・ガンマ線束は全空間領域において最も低いが、低エネルギー・ガンマ線束及び全ガンマ線束は最も高くなっていることが分かる。しかし、40cmの深さの所では、ホウ酸入りパラフィンの全ガンマ線束はさほど高くない。計算結果の出力を詳細に調べると、1MeV以下のガンマ線は主に $^{10}B(n, \alpha)^7Li$ 反応から発生する0.48MeVガンマ線であり、1MeV以上のガンマ線は、主に、 $^1H(n, \gamma)^2D$ 反応か

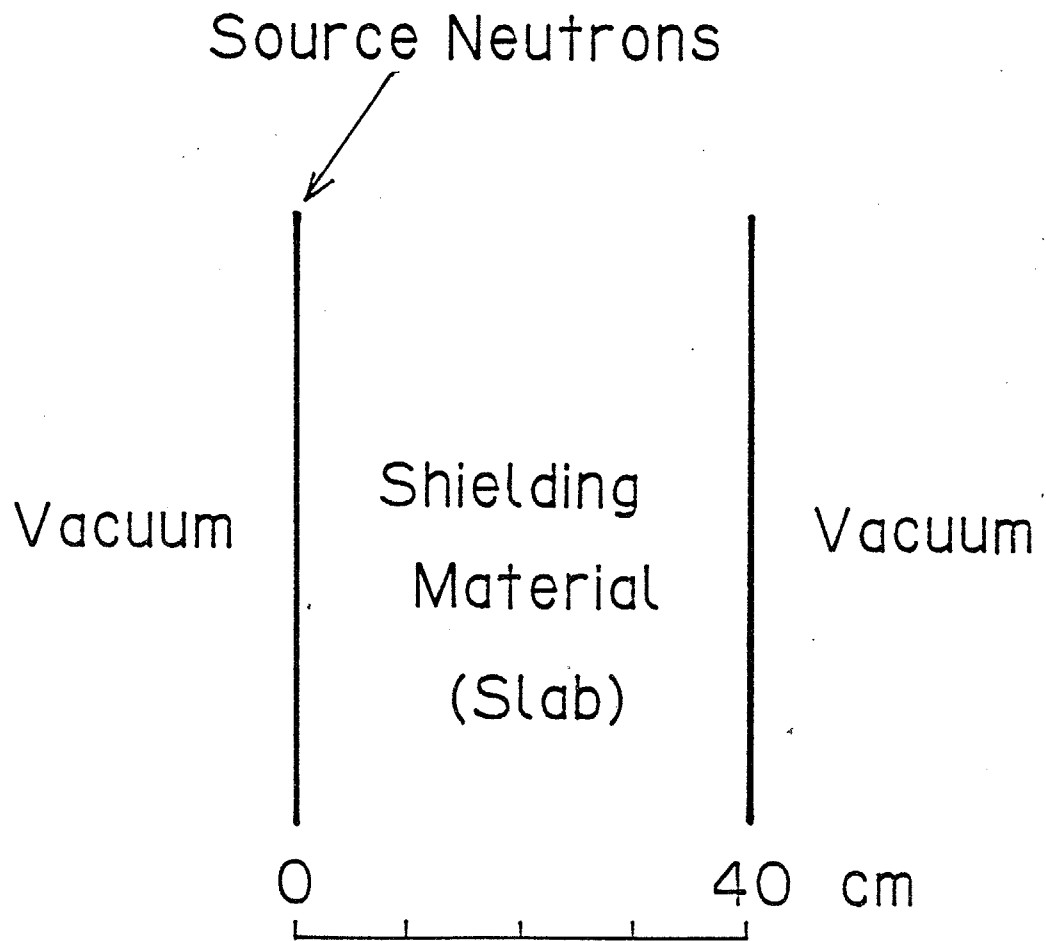


図 2 - 1 1 中性子-ガンマ線結合輸送計算を行った際の計算条件。1群 (15.00 - 13.75 MeV) の中性子を遮蔽材の第一メッシュに等方的に発生させ、無限平板の両側は真空と仮定した。

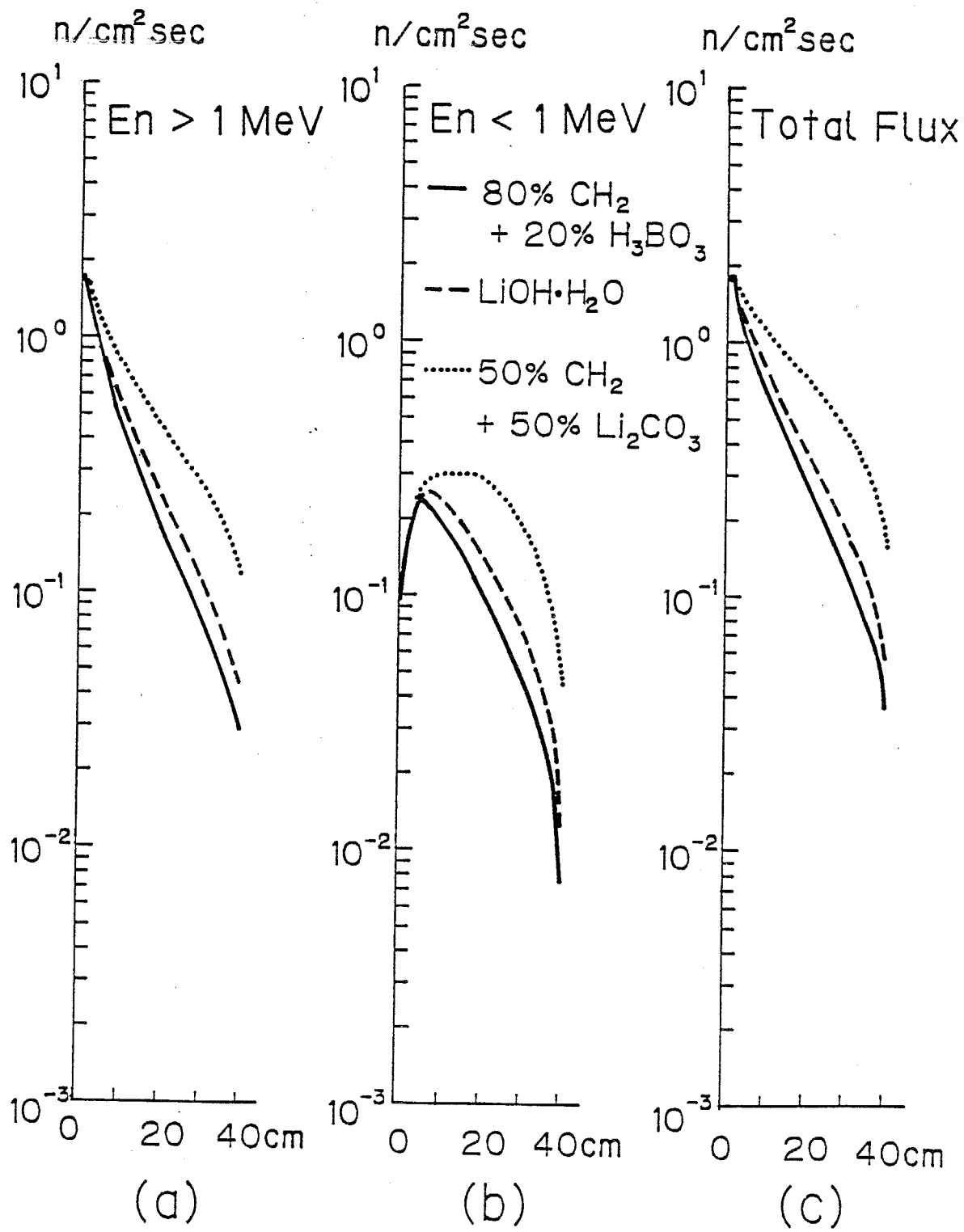


図 2 - 1 2 各遮蔽材中の中性子束分布。(a) $E_n > 1 \text{ MeV}$ の中性子束、(b) $E_n < 1 \text{ MeV}$ の中性子束、(c) 全中性子束。

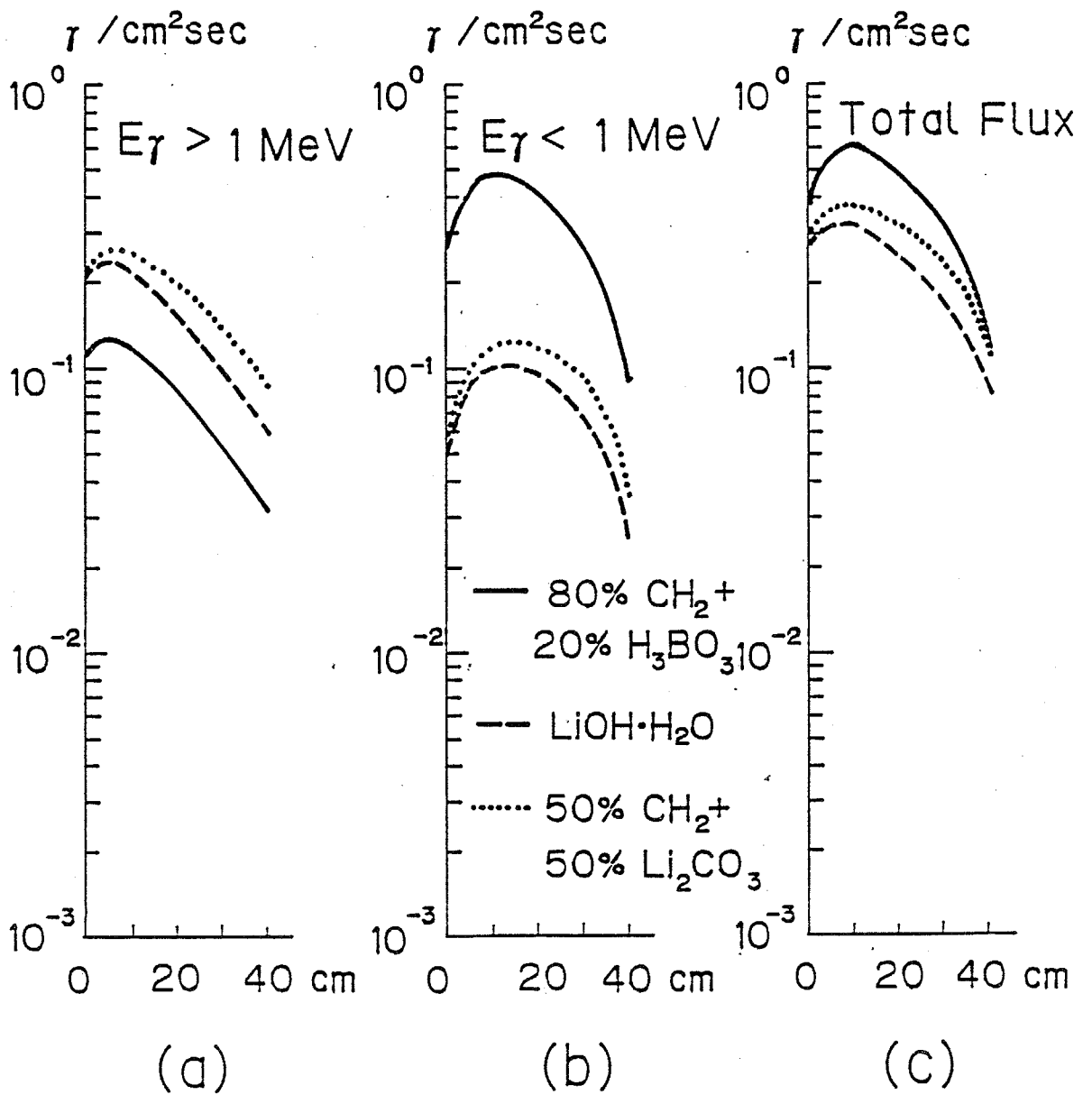


図 2 - 1 3 各遮蔽材中のガンマ線束分布。(a) $E_\gamma > 1 \text{ MeV}$ のガンマ線束、(b) $E_\gamma < 1 \text{ MeV}$ のガンマ線束、(c) 全ガンマ線束。

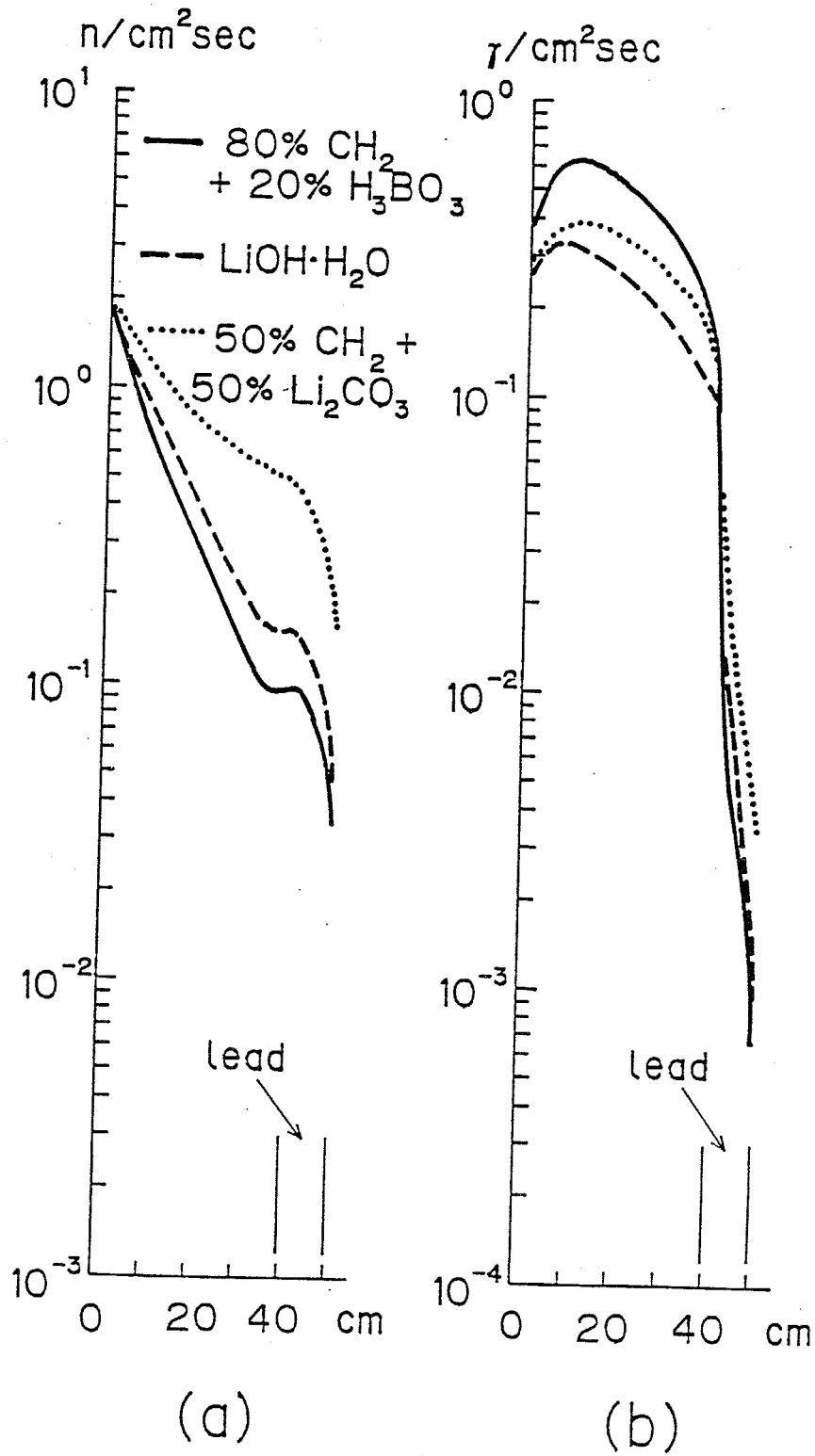


図 2 - 1 4 10cm厚の鉛を付け加えた場合の、各遮蔽材中の(a)全中性子束と(b)全ガンマ線束。

ら発生する2.2 MeVガンマ線、及び ^{12}C と ^{16}O による高速中性子の非弾性散乱反応から発生するガンマ線であることが分かる。従って、図2-13も、ホウ酸入りパラフィン中では、中性子源からの直接線は良く減速され、減速された中性子は ^{10}B 原子核によって十分に吸収されていることを示唆している。

更に、鉛のガンマ線遮蔽効果を評価するため、表2-2に示されている各遮蔽材に10 cm厚の鉛を付加した体系について輸送計算を行なった。これらの体系中の全中性子束分布及び全ガンマ線束分布を、図2-14に示す。図2-14(b)から分かる様に、中性子遮蔽材中の全ガンマ線束分布は図2-13(c)で示されている鉛のないときの分布と非常に似ているが、鉛の中では深さと共に全ガンマ線束は急激に減衰している。そして、50 cmの境界においては、ホウ酸入りパラフィンと鉛で構成されている体系中の全ガンマ線束が最も低くなっている。これは、この体系中のガンマ線スペクトルが最もソフトなため(図2-13参照)、鉛による遮蔽が最も効果的であることによる。全中性子束分布を示す図2-14(a)からは、鉛による中性子の反射で生じたバンプが中性子遮蔽材領域と鉛領域の境界付近に現われているが、中性子遮蔽効果の様子は、図2-12(c)で示されている鉛のない場合のものに類似していることが分かる。

以上の検討から、もし鉛遮蔽体と共に用いるならば、ホウ酸入りパラフィンは、高速中性子に対して効果的で経済的な遮蔽材であると結論される。

3. 遮蔽体の設計と製作

本実験は、予備実験も含めて、1980年~1985年の6年間にわたって行なわれたので、実験装置の更新や改良も適宜なされた。遮蔽体についても、1983年に大幅な改良が行なわれ、1984年にはコリメータ(collimator)部分に散乱中性子吸収材として ^6LiH が付け加えられた。1983年以前に用いられた遮蔽体は、我々の研究室で最初に設計製作したものであり(旧遮蔽体と呼ぶ)、keV領域から14 MeV中性子までの実験用のものである。1983年と1984年の改良は、それまでのkeV中性子領域の実験経験に基づいて行なわれた(新遮蔽体と呼ぶ)。ここでは、初めに旧遮蔽体の設計製作について述べ、次に新遮蔽体の改良点について述べる。

旧遮蔽体の水平断面の略図を図2-15に示す。遮蔽体は短い鉛筆に似た形をしており、直径は1.3 mで長さ1.8 mである。遮蔽体の中央に38 cm ϕ ×63 cmの空間が設けられており、ここにガンマ線検出器を設置することができる。この空間は10 cm厚の鉛で囲われており(鉛の強度を増加させるため、重量比で数%程度アンチモンがまぜられている)、この鉛によってバック・グランド・ガンマ線が遮蔽される。鉛の周りは20%ホウ酸入りパラフィンで囲われており、これで中性子の遮蔽が行なわれる。ホウ酸入りパラフィンは約1 cm厚の鉄で作られた容器に満たされており、ホウ酸入りパラフィン層の厚さは、径方向35 cm、後方25 cm、及び前方58 cmである。遮蔽体の先端にある鉛ブロックは、中性子源から発生したガンマ線($^7\text{Li}(p, \gamma)$)

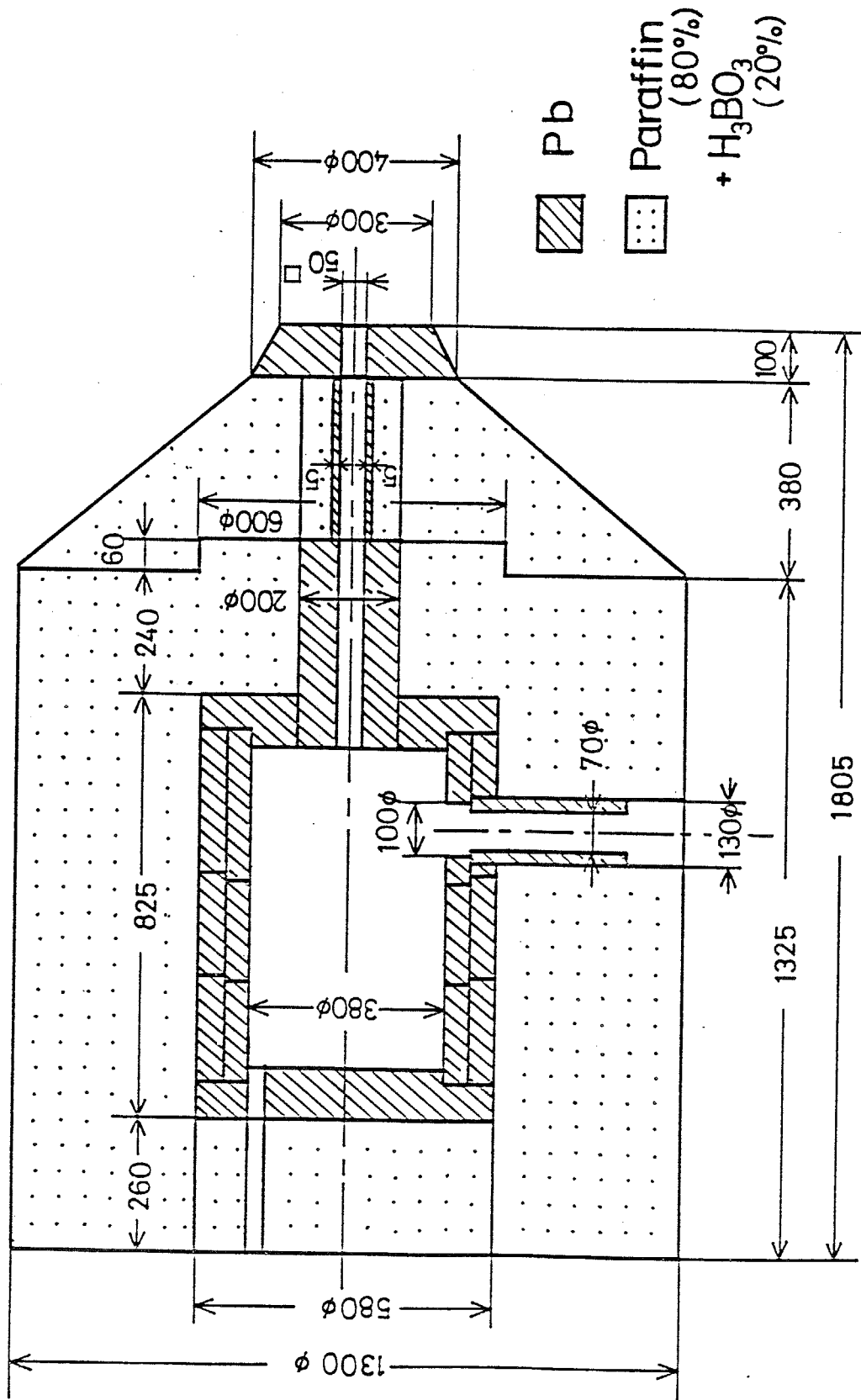


図 2 - 1 5 旧遮蔽体の水平断面の略図。

${}^8\text{Be}$ 反応や ${}^7\text{Li}(p, p'\gamma){}^7\text{Li}$ 反応から発生する)の内、直接ガンマ線検出器に向かうものを遮蔽するために取り付けられている。ガンマ線用コリメータは、その断面は $5.0\text{ cm} \times 5.0\text{ cm}$ の正方形であるが、純鉛だけでできている部分と 20% ホウ酸入りパラフィンでできている部分に分かれており、ホウ酸入りパラフィンの部分の内側は 5 mm 厚の純鉛が張られている。遮蔽体の横穴は、コールド・フィンガー (cold finger) の長い特別な形をした Ge 検出器を外側から挿入するために設けられたものである。(今回の実験では、次節で述べるプラグ検出器でふさがれている。)尚、ガンマ線検出器からの信号ケーブル等は、遮蔽体の後方に設けられている穴から外に引き出される。

遮蔽体の鉛部分は約 20 個に分割されており、又、ホウ酸入りパラフィン部分も 7 個に分割されているので、遮蔽体の組み立て及び解体が容易にできる。従って、遮蔽体内のガンマ線検出器の取り替えも容易に行なうことができる。

遮蔽体は大型ゴニオメータ (goniometer) の動径方向台車の上に設置されており、この台車は更にゴニオメータの角度方向台車の上に置かれている。角度方向台車は、測定用試料の位置を軸として (図 2-1 参照; 但し、この図では新遮蔽体の略図が描かれている)、試料に入射する中性子の方向に対して $-45^\circ \sim 160^\circ$ の範囲で動かすことができ、又、動径方向台車は角度方向台車の上を直線的に約 4 m の範囲を前後させることができる。このゴニオメータによって、ガンマ線検出器の測定角度及び位置の設定が容易に行なうことができる。

次に新遮蔽体で改良された点について述べる。先ず、旧遮蔽体を用いた時の実験配置の略図を図 2-16 に示す。(中性子検出器は図から省いてある。)図から、ガンマ線検出器を最も測定用試料に近づけても、主検出器と試料の距離は約 110 cm であることが分かる。これは、旧遮蔽体は MeV 領域の中性子実験にも使用すべく設計されたため、前方の遮蔽を十分に行なう必要があり、遮蔽体の長さが長くなったためである。一方、旧遮蔽体を用いた keV 領域の中性子捕獲実験を約 3 年間経験した結果、少なくとも keV 領域では、前方の遮蔽を軽減してでも (勿論、SN 比をあまり低下させない条件のもとで)、ガンマ線検出器と試料の距離を短くしてガンマ線検出効率を増加させた方が、ガンマ線検出感度の向上及び実験時間の短縮という点で有利であることが分かった。そこで、前方の遮蔽をできるだけ薄くし、更に、コリメータの断面をできるだけ大きくする改良を試みた。即ち、中性子エネルギー領域を keV 領域に限定して、遮蔽体の最適化を図った。どの程度ホウ酸入りパラフィンの層を薄くできるかを、中性子源のエネルギーを 500 keV に変えて前述の次元輸送計算を行なって検討した。その結果、500 keV 中性子はホウ酸入りパラフィンで非常に良く減衰し、30 cm 程度の厚さで十分に遮蔽でき、更に、ホウ酸の重量比を 30% に増しても、中性子遮蔽効果が殆ど変わらないことが分かった。それまでの経験から、遮蔽体中の熱中性子がガンマ線検出器側へ漏れ込むことが、バック・グラウンドの主な原因の一つであることが分かって

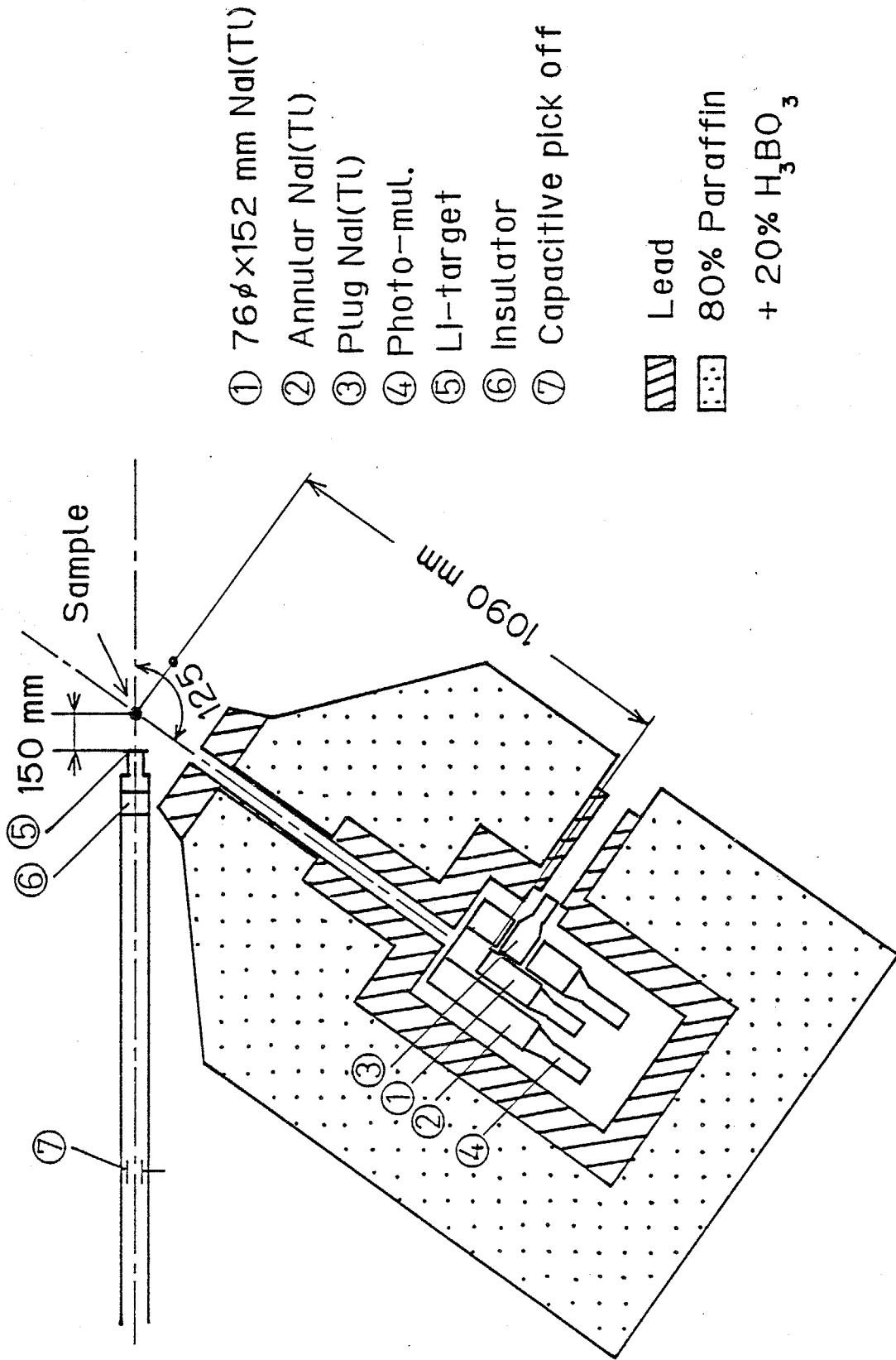


図2-16 旧遮蔽体を用いた場合の、中性子捕獲ガンマ線スペクトル測定の実験配置。

いた。従って、ホウ酸を増せば熱中性子の吸収が増加するので、ホウ酸の重量比を30%にした方が得策と考えた。更に、0.5mm厚カドミウム板を鉛遮蔽体の外側に巻いて、熱中性子の吸収の完全化を図った。又、遮蔽体の前方部分を試行錯誤で最適化するため、前方部分はホウ酸入りパラフィンのブロックを積み上げる方式にした。この新遮蔽体の略図が図2-1に示されており、前方部分は非対称な形をしている。図2-1に示されている様に、新遮蔽体では、主ガンマ線検出器を約80cmまで試料に近づけることができる。又、ガンマ線用コリメータの断面は直径6.5cmの円形にしたが、これらの改良によって、ガンマ線検出器の検出効率は約2.4倍に増加した。入射中性子エネルギー400keV付近で捕獲実験の試験を行なった結果、SN比は旧遮蔽体を用いた場合と殆ど変わらないことが分かった。即ち、検出効率が増加してSN比が変わらなかったのであるから、ガンマ線検出感度が向上したことになる。

ガンマ線検出器のバック・グランドの他の主因の一つは、測定用試料によって散乱されて検出器方向に向かう中性子がある。この中性子を遮蔽するためには、ガンマ線用コリメータ内に中性子遮蔽材を挿入する必要がある。しかし、一般に、中性子遮蔽材はガンマ線も遮蔽するので、コリメータ内に挿入する遮蔽材としては、中性子を非常に良く遮蔽してガンマ線をあまり遮蔽しないものを選ぶ必要がある。更に、この遮蔽材は中性子を吸収した際にガンマ線を殆ど放出しないものでなければならぬ。この様な遮蔽材としては ${}^6\text{LiH}$ がある。1984年の改良は、この ${}^6\text{LiH}$ 遮蔽材を新遮蔽体に付け加えただけである。 ${}^6\text{LiH}$ は米国オークリッジ研究所から購入したもので、 ${}^6\text{Li}$ が93%に濃縮されている。約400gの ${}^6\text{LiH}$ を、内側をラッカーで塗られているアルミニウム製容器に密閉した状態で使用している。(LiHは生体に対して非常に有害である。)

第四節 ガンマ線検出器とその特性

1. ガンマ線検出器の構成と動作原理

本実験に用いたガンマ線検出器はコンプトン抑止型 NaI (Tl) 検出器であり、その略図を図 2-17 に示す。図から分かる様に、本検出器は主検出器 (A)、大型環状検出器 (B)、及びプラグ検出器 (C) の三台の NaI (Tl) 検出器から構成されており、後の二台の検出器がコンプトン除去用検出器として作動する。

主検出器は、 $7.6\text{ cm } \phi \times 15.2\text{ cm}$ の円柱形結晶を 3 インチ光電子増倍管に直接接合したインテグラル型であり、良いエネルギー分解能が得られる様になっている。又、検出器ケースの結晶の周りの部分は 0.5 mm 厚のアルミニウムからできており、結晶から逃れたコンプトン散乱線や 0.511 MeV 消滅ガンマ線 (これらのガンマ線をコンプトン除去用検出器で検出することになる) ができるべく周りの検出器構造材で吸収されない様に工夫されている。

大型環状検出器の結晶は、外径 25.4 cm 、内径 9.5 cm 、長さ 28.6 cm の円筒形をしており、中心軸を含む面で光学的に二分割されている。各結晶には二個の 3 インチ光電子増倍管が取り付けられてあり、合計四個の光電子増倍管からの出力を用いることになる。検出器ケースの内側円筒面部分は 0.8 mm 厚のアルミニウムからできており、主検出器から逃れたコンプトン散乱線等を検出器構造材で極力吸収しないように設計されている。この大型環状検出器の側面には直径 9.0 cm の挿入穴が設けられており、前節の 3. でも述べた様に、Ge 検出器等が側面からも挿入できる様になっている。

プラグ検出器は $7.6\text{ cm } \phi \times 7.6\text{ cm}$ の円柱形結晶を 3 インチ光電子増倍管に接合したものである。今回の実験では、大型環状検出器の横穴をふさぐために用いられた。即ち、今回は、大型環状検出器とプラグ検出器でコンプトン除去用検出器を構成している。

良く知られている様に、ガンマ線と物質の相互作用過程としては、光電効果、コンプトン散乱、及び電子対生成 (しきいエネルギー 1.02 MeV) の三種類がある。前述の主検出器の NaI (Tl) 結晶中でもこの三種類の相互作用が起こり、その結果、主検出器の出力波高分布は図 2-18 (a) あるいは図 2-18 (b) の実線で示した様な複雑なものになる。図 2-18 (a) は入射ガンマ線エネルギー約 1 MeV のときの出力波高分布の略図であり、光電効果による全エネルギー・ピーク (full energy peak) とコンプトン散乱によって生じた部分からなっている。図 2-18 (b) は入射ガンマ線エネルギー約 4 MeV のときの波高分布の略図であり、主に電子対生成による全エネルギー・ピーク、 0.511 MeV 消滅ガンマ線が一つ逃れて生じたシングル・エスケープ・ピーク (single escape peak)、 0.511 MeV 消滅ガンマ線が二つ逃れて生じたダブル・エスケープ・ピーク (double escape peak)、及びコンプトン部分からなっている。

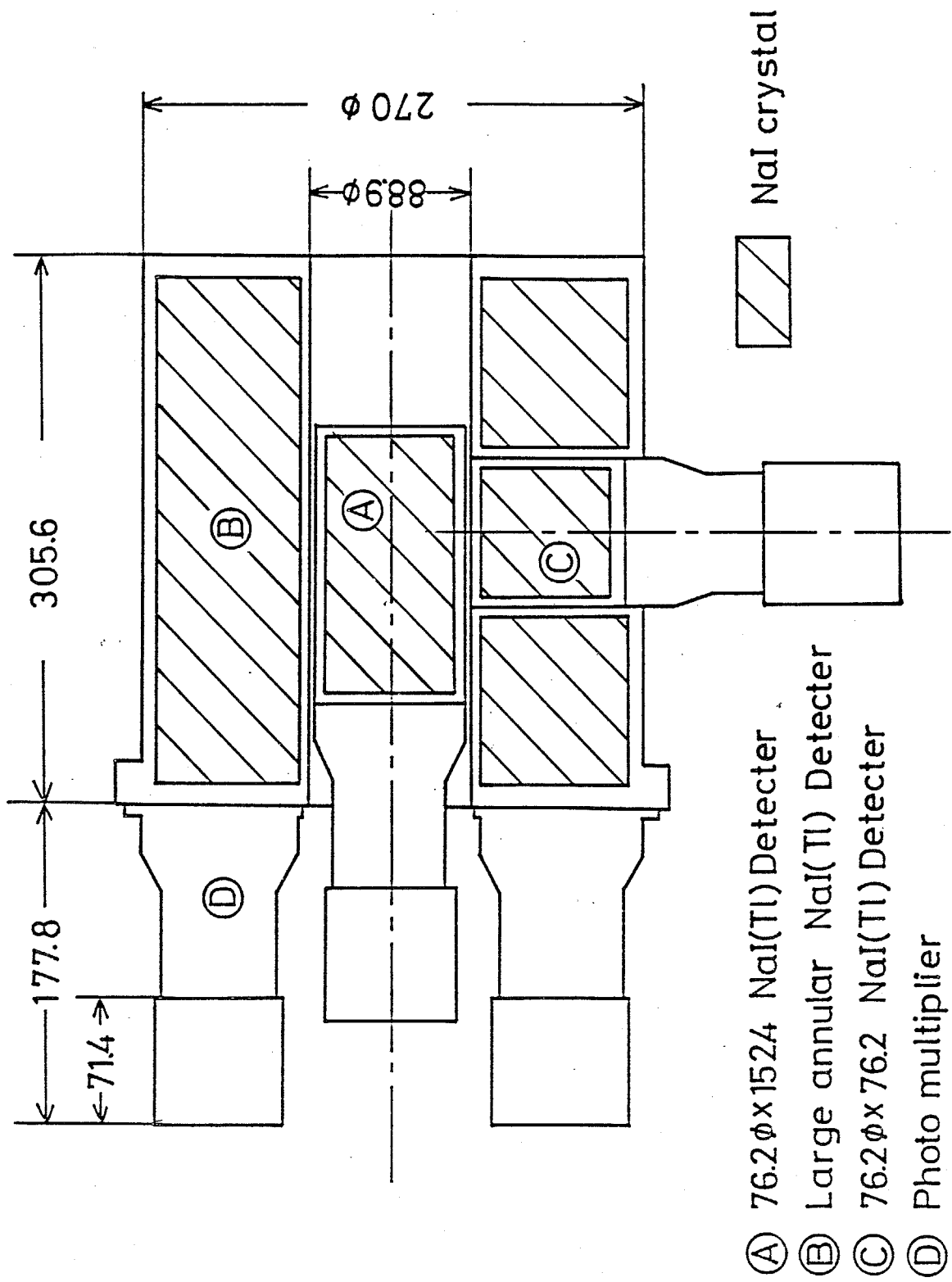


図 2-17 本研究でガンマ線検出器として用いたコンプトン抑止型NaI(Tl)検出器の略図。

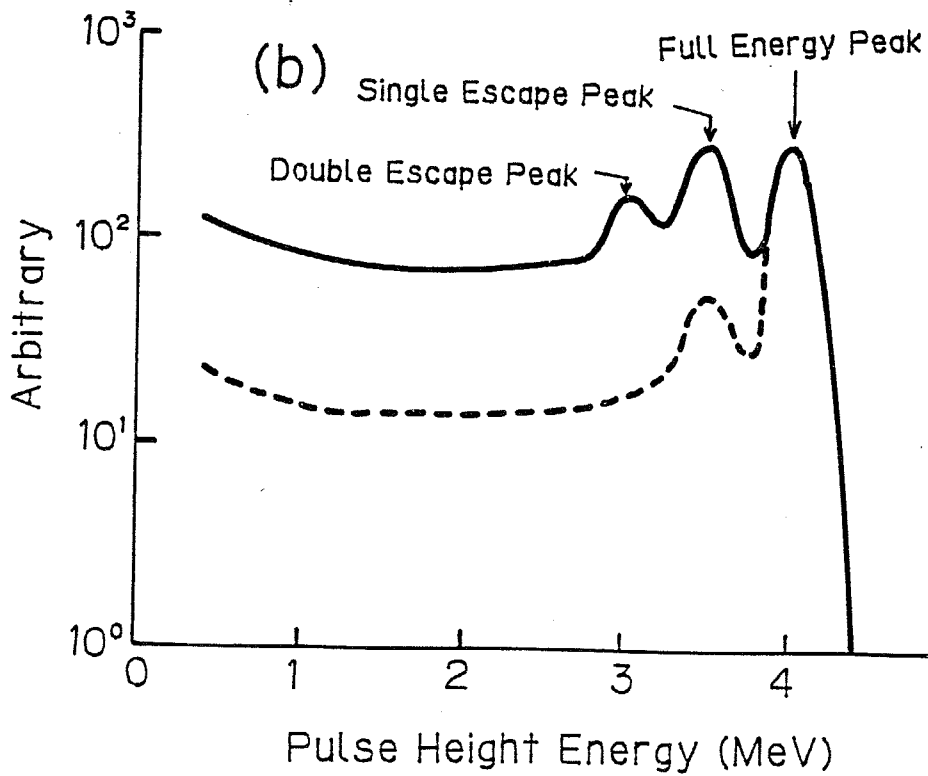
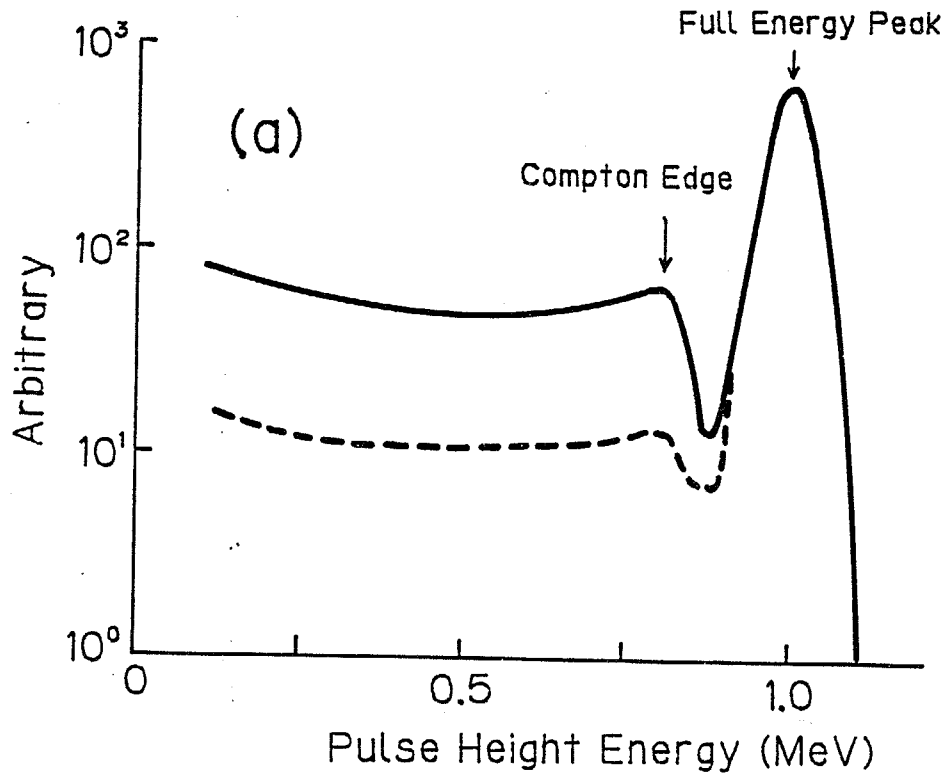


図 2 - 1 8 主NaI(Tl)検出器の出力波高分布の略図(実線)。(a) $E_\gamma \approx 1$ MeVのガンマ線が入射した場合、(b) $E_\gamma \approx 4$ MeVのガンマ線が入射した場合。コンプトン抑止型検出器として用いると点線の様な波高分布となる。

ところで、全エネルギー・ピークを形成しない事象では、コンプトン散乱線あるいは0.511 MeV 消滅ガンマ線が必ず主検出器の結晶から外側に逃れ出てくる。従って逆に、これらのガンマ線が周りのコンプトン除去用検出器で検出された場合、主検出器の出力信号は全エネルギー・ピークを形成しない信号である。そこで、コンプトン除去用検出器から出力信号が生じた場合は主検出器からの出力信号を捨てる様にする(非同時計数)、理想的には、全エネルギー・ピークを形成する信号のみが残り、非常に単純な波高分布となる。この様な工夫がなされたガンマ線検出器をコンプトン抑止型検出器と呼ぶ。実際には、コンプトン除去用検出器のガンマ線検出効率が100%ではないので(立体角も含めて)、全エネルギー・ピークのみにはならないが、図2-18中の点線で示した様な全エネルギー・ピークが強調された単純な形の波高分布となる。尚、図2-18(b)でダブル・エスケープ・ピークが極端に抑えられているのは、0.511 MeV 消滅ガンマ線が二つ共コンプトン除去用検出器で検出されない確率は非常に小さいからである。

更に、コンプトン除去用検出器は、宇宙線バック・グラウンドを低減させる働きもする。図2-19は、宇宙線に注目して、主検出器の光電子増倍管の印加電圧を通常より下げて、約50 MeVまでの波高分布を観測したものである。この時、エネルギー較正用のガンマ線を発生させるため、1 CiのAm-Be中性子源をパラフィンとカドミウムで覆ったものを検出器から約10 m離れた所に置いた。地表に到達する宇宙線の多くは、GeV領域の μ 中間子である。荷電粒子である μ 中間子は、物質中を通過する時には必ずエネルギーを損失するので、主NaI(Tl)検出器の μ 中間子検出効率は約100%である。又、天頂方向からやって来る1 GeVの μ 中間子が主NaI(Tl)検出器内で失うエネルギーは、 μ 中間子の平均通過距離を6 cmとして文献[ODA72]から計算すると、約30 MeVである。図2-19のコンプトン除去を行わない場合の波高分布(点線)中には、この損失エネルギーに対応した所に μ 中間子によるピークが観測されている。コンプトン抑止型検出器として作動させると、図から分かる様に、殆どの μ 中間子は天頂方向から来るので、主検出器を通過する μ 中間子はコンプトン除去用検出器にも検出され、主検出器の μ 中間子に対応した信号は捨てられることになる。長時間に及ぶ(20~100時間)捕獲ガンマ線スペクトル測定においては、この宇宙線バック・グラウンドの低減は非常に有益である。

2. 応答行列

一般に、ガンマ線検出器に単色ガンマ線(エネルギー E_γ)が入射した時に得られる出力波高分布 $R(E_\gamma, J)$ (J は波高で、波高分析器のチャンネルと考えて良い)を、その検出器の応答関数と呼ぶ。 J 番目の成分が $R(E_\gamma, J)$ であるベクトル R_{E_γ} を定義すると、応答関数はこのベクトルで表現されることになる。ガンマ線エネルギー E_γ を離散化して I と書き改めると、ベクトルは R_I となり、その成分は $R(I, J)$ とな

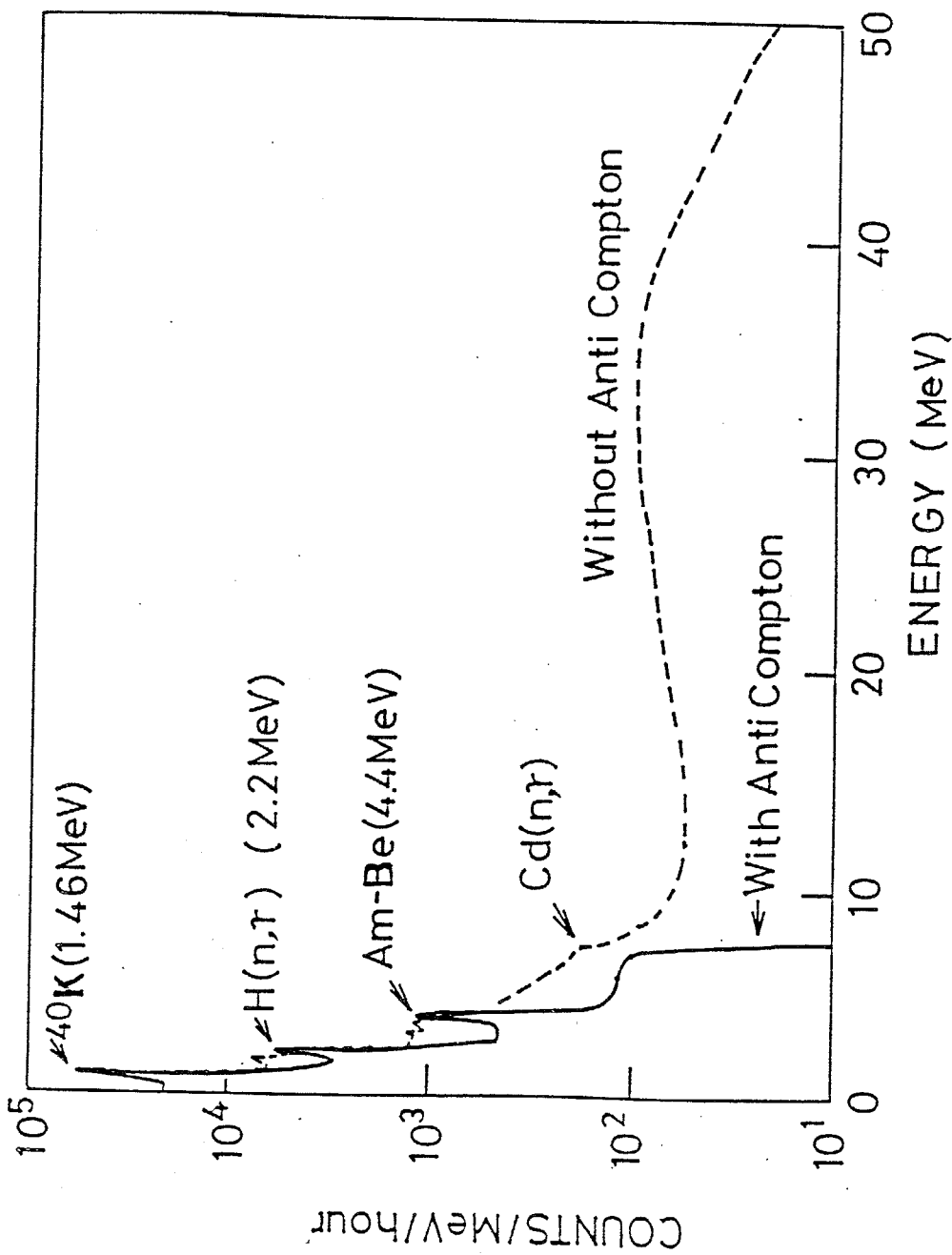


図2-19 宇宙線バック・グラウンドに注目して、主NaI(Tl)検出器の光電子増倍管印加電圧を通常より下げて、約50 MeVまでの波高分布を測定したものの。エネルギー一般正用のガンマ線を発生させるため、1 CiのAm-Be中性子源をパラフィンとカドミウムで覆ったものを検出器から約10 m 離れた所に置いた。実線がコンプトン抑止型検出器として使用した場合、点線はコンプトン抑止を行わなかった場合。

る。次に、I 行 J 列番目の成分が $R(I, J)$ である行列 R を定義すると、 R はベクトル R_i (応答関数) の集まったものと解釈でき、これを応答行列と呼ぶ。

応答行列は、各行についての和が 1 となる様に規格化しても、厳密には、検出器固有なものではなく、ガンマ線源と検出器の幾何学的位置関係に依存する。即ち、線源と検出器の位置関係が定まったときに応答行列が定義される。又、このとき、(立体角も含めた)ガンマ線検出効率で規格化された応答行列も定義することができる。今回は、この検出効率も含めた応答行列を次章第 2 節で述べるデータ処理で用いることにした。各応答関数が分かれば応答行列は容易に求めることができるが、各応答関数は、実験あるいは計算によって求める必要がある。本研究では、幾つかのガンマ線エネルギー一点で応答関数を実験的に求め、これらを内挿することにより各応答関数を求めた。以下、これらの事について述べる。尚、前節で述べた様に、本実験では測定年によって異なったガンマ線検出器用遮蔽体を用いており、従って、検出器の応答行列も年度によって異なっている。即ち、旧遮蔽体を用いた年度のもの、新遮蔽体を用いた場合のもの、及び新遮蔽体のコリメータ部分に ${}^6\text{LiH}$ 遮蔽材を挿入した場合のもの、合計三種類の応答行列があり、測定年度に応じてデータ処理の際に使い分けた。どの応答行列の場合も、その求め方は同じなので、ここでは新遮蔽体を用いた場合の応答行列について主に述べる。

(i) 応答関数の測定

幾つかの入射ガンマ線エネルギー一点での応答関数を実験的に求めるため、表 2-3 及び表 2-4 に示したガンマ線源を用いて波高分布を測定した。表 2-3 中の ${}^{137}\text{Cs}$ 、 ${}^{54}\text{Mn}$ 、 ${}^{22}\text{Na}$ 、 ${}^{60}\text{Co}$ 、及び ${}^{83}\text{Y}$ の各線源は、放射能強度の分かっている標準線源である。 $\text{Am}-\text{Be}$ は、通常は中性子源として用いられるが、今回は ${}^9\text{Be}(\alpha, n\gamma)$ ${}^{12}\text{C}$ 反応からの 4.44 MeV ガンマ線源として用いた。 ${}^{24}\text{Na}$ (半減期が約 15 時間と短い) は NaCl を中性子で放射化して我々で製造したものであるが、旧遮蔽体用応答関数を求めるために測定したのみで、他の応答関数決定の際にはこれを参考するに留めた。表 2-4 に示したガンマ線発生用共鳴反応は、表に示した各ターゲットをペレットロン加速器からの直流陽子ビームで照射することにより起こさせた。各ターゲットの厚さは、共鳴幅と近傍の共鳴を考慮して決定した。

中性子捕獲ガンマ線スペクトル測定の場合と同じ条件で応答関数を測定するため、検出器を遮蔽体内に納め、検出器とガンマ線源の距離も捕獲ガンマ線測定の時と同じにした。(共鳴反応からのガンマ線を測定する際には、検出器を陽子ビームに対して 0° 方向に回わして行なった。) 測定回路系も、次節で述べる捕獲ガンマ線測定用回路系をそのまま用いた。但し、応答関数測定実験はパルス実験でないので、タイミング信号系は外された。

測定した波高分布は、自然バック・グラウンドを引き去った後、統一して 30 keV /

表 2 - 3 ガンマ線検出器応答関数の測定に用いたガンマ線源(1)。Am-Beと ^{24}Na 以外は、強度が既知の標準線源である。表中の発生量は、親核の1崩壊当りに発生するガンマ線の量を示している。非常に強度の弱いガンマ線は表に載せていない。

線源	ガンマ線エネルギー (MeV)	発生量 ^{a)}
^{137}Cs	0.662	0.851
^{54}Mn	0.835	1.00
^{22}Na	0.511	1.81
	1.275	0.9995
^{60}Co	1.173	0.9986
	1.333	0.9998
^{88}Y	0.898	0.932
	1.836	0.994
^{24}Na	1.369	1.00
	2.754	1.00
Am-Be	4.45	—

a) [LED78, AME77]

表 2 - 4 ガンマ線検出器応答関数の測定に用いたガンマ線源(2)。強度の弱いガンマ線は表に載せていない。表中、*が付いているものは複数のガンマ線によって形成されている。

Reactions	Resonance energies (keV)	Target	Gamma-ray energies(MeV) (Relative intensities)
${}^9\text{Be}(p, \gamma){}^{10}\text{B}$ a)	990	Be	7.48 (100), 5.33 (4)
${}^{19}\text{F}(p, \alpha \gamma){}^{16}\text{O}$ b)	935	CaF_2	6.13 (76), 7.11 (21)
${}^{27}\text{Al}(p, \gamma){}^{28}\text{Si}$ c)	992	Al	1.779 (91.5 ± 1.5) 2.84* (5.66 ± 0.40) 4.7* (18.1 ± 0.5) 7.93* (7.85 ± 0.56) 10.76 (75.6 ± 1.6)

a) [MEA62]

b) [CHO50]

c) [ANT77]

ch. にエネルギー較正した。測定例として、 $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ 反応と $^{27}\text{Al}(\text{p}, \gamma)^{28}\text{Si}$ 反応によって得られたガンマ線波高分布を図 2-20 及び図 2-21 に夫々示す。図 2-20 には、 $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ 反応から発生する 6.13 MeV 及び、7.11 MeV ガンマ線と、0.511 MeV 消滅ガンマ線のピークが観測されている。観測されている 0.511 MeV 消滅ガンマ線は、主に、ガンマ線発生用ターゲット系（本章第二節で述べた中性子ターゲット系と同じ）や検出器遮蔽体のコリメータの構造材中で発生したものと考えられる。コリメータ部分（厳密に言えば、ガンマ線検出器系を構成している全ての構造材）から発生する消滅ガンマ線の量及び発生方向の分布はガンマ線検出器系に固有なものであるから、この消滅ガンマ線による 0.511 MeV ピークは応答関数に加えるべきである。他方、ターゲット系から発生する消滅ガンマ線はガンマ線検出器系に固有なものではないので、この消滅ガンマ線による 0.511 MeV ピークは応答関数を形成するものではない。しかし、実験的には、これら二種類の消滅ガンマ線を区別することができない。ところで、中性子捕獲ガンマ線測定実験の際、入射中性子エネルギー（本実験の場合、平均で 0.5 MeV）以下のガンマ線の殆どは非弾性散乱ガンマ線であり、本研究ではあまり興味のないところである。従って、本研究では便宜上、消滅ガンマ線による 0.511 MeV ピーク部分は応答関数から全て取り除くことにした。

図 2-21 中には多数のピークが観測されているが、この内、10.763 MeV ガンマ線による波高分布が高エネルギー・ガンマ線用応答関数の作成のために直接的に用いられた。他のガンマ線によるピークは、応答関数の全エネルギー・ピークの相対検出効率を決定するために用いられた。ここで、強いピークを形成している 1.779 MeV ガンマ線は標準線源のエネルギー領域に入っているので、このガンマ線の全エネルギー・ピーク検出効率の絶対値は内挿によって求めることができる。従って、1.779 MeV ガンマ線に対する検出効率を絶対値化することによって、高エネルギー領域の相対検出効率も絶対値化することができる。

(ii) 応答行列の作成と検討

応答行列を求めるためには、先ず、上記の測定した波高分布から目的のエネルギーの応答関数を求め、次に、これらの応答関数を内挿して各エネルギー点における応答関数を求める必要がある。しかし、図 2-20 あるいは図 2-21 及び表 2-3、4 から分かる様に、測定で得られる波高分布中には目的の応答関数を求めるのに邪魔になるガンマ線による波高分布が混ざっていることがあるし、又、測定によって求められる応答関数は限定されたエネルギー点についてのみである。従って、波高分布からの応答関数の抽出や応答関数の内挿を適切に行なうためには、図 2-22 に示す様に、応答関数を全エネルギー・ピーク、シングル・エスケープ・ピーク及びコンプトン部分の三部分に分けて、夫々の面積（検出効率）及び形状のガンマ線エネルギー依存性を見いだして解析

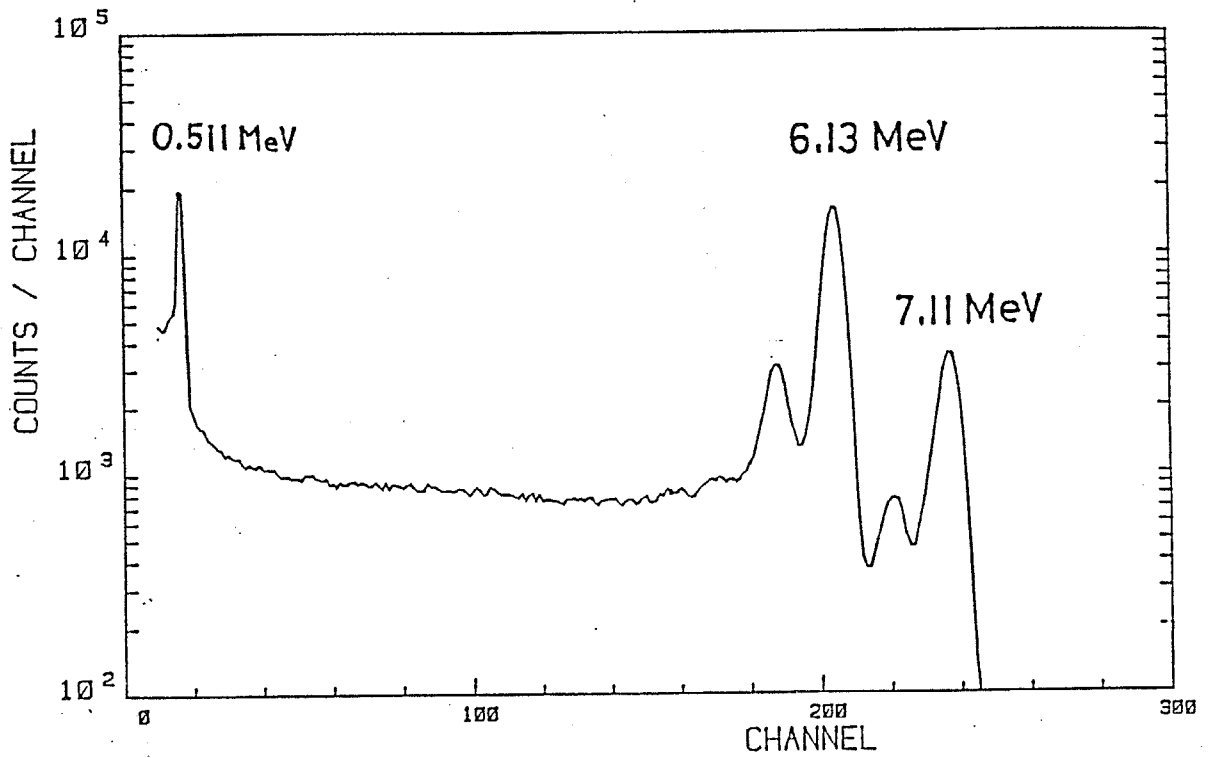


図 2 - 2 0 $^{19}\text{F}(p, \alpha \gamma)^{16}\text{O}$ 反応 ($E_0=935$ keV) から発生するガンマ線を測定して得られたガンマ線波高分布。横軸のチャンネルは 30 keV/CH. である。

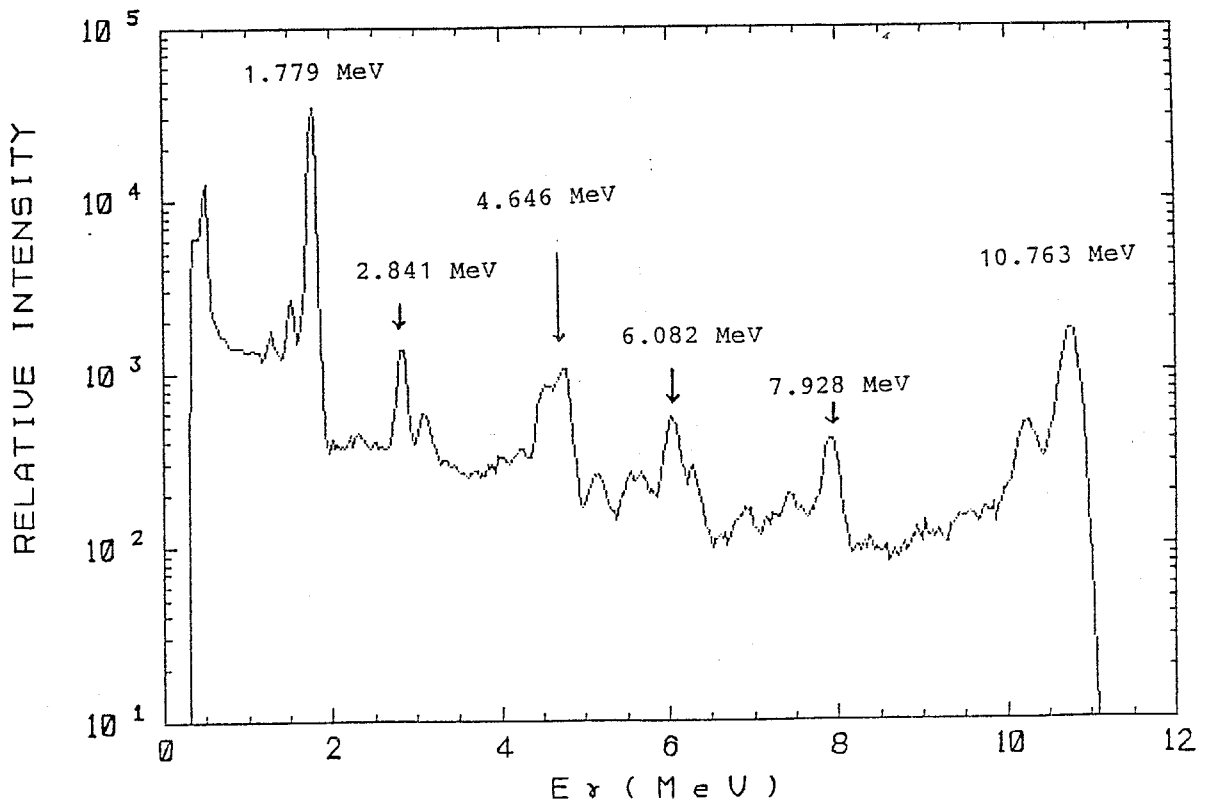


図 2 - 2 1 $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ 反応 ($E_p=992$ keV) から発生するガンマ線を測定して得られたガンマ線波高分布。横軸はエネルギーで示してある。

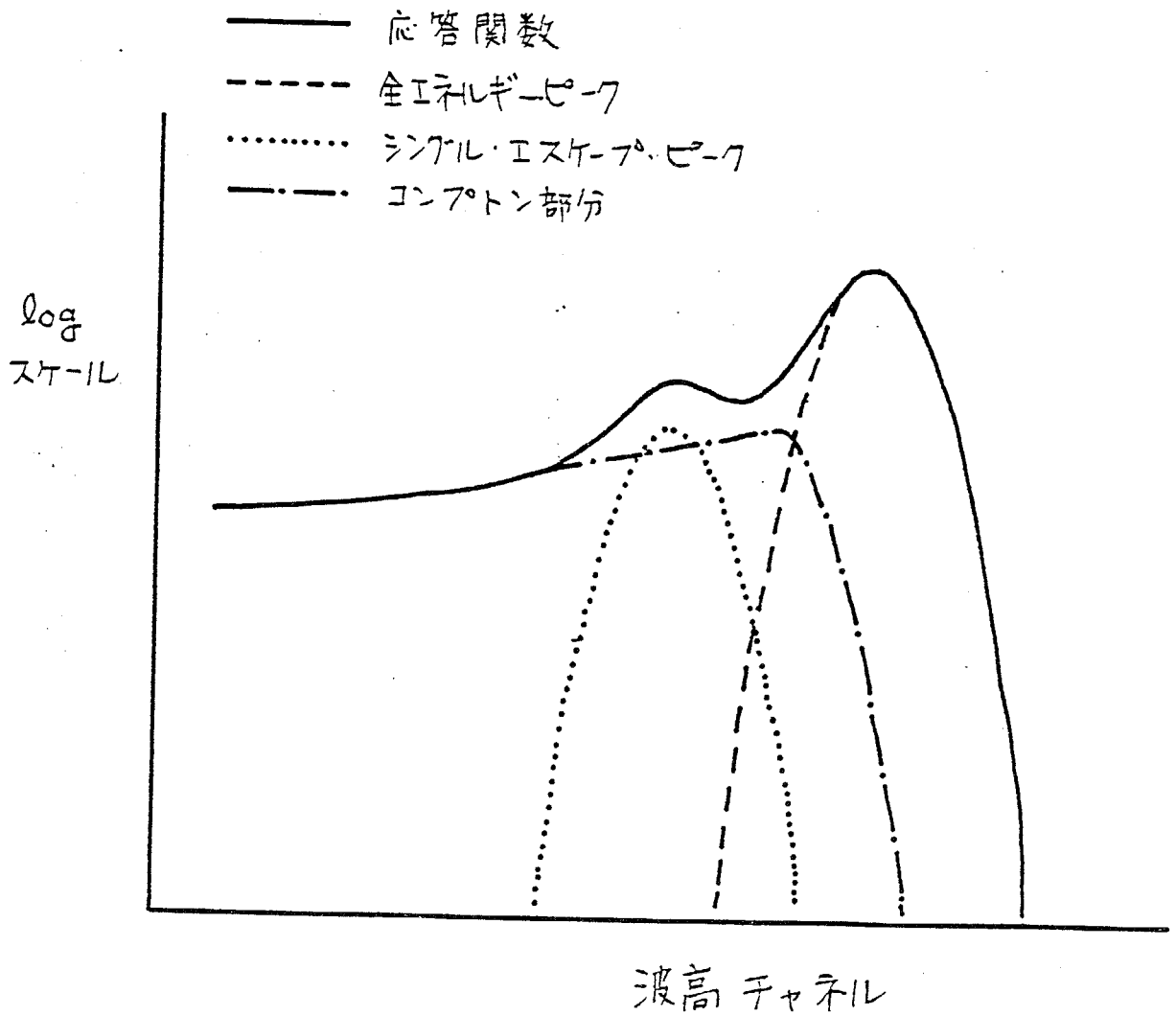


図 2 - 2 2 応答関数の分解の概念図。高エネルギーガンマ線に対する応答関数の高波高エネルギー部分のみを示してある。

した方が有利と考えられる。(前に述べた様に、ダブル・エスケープ・ピークは殆ど完全に除去されるので、解析には含めなかった。)以下、各部分の解析について順に述べてゆく。

(イ) 全エネルギー・ピーク

全エネルギー・ピークの形は近似的にガウス関数形で表現される。特に、ピークの高エネルギー側はガウス関数と非常に良く一致する。しかし、低エネルギー側では、NaI(Tl)シンチレータの発光に寄与しない電子のエネルギー損失過程が存在するため、ガウス関数からずれて尾を引く形となる。そこで、この部分を全エネルギー・ピークの非対称部分として別に考慮することにして、先ず、全エネルギー・ピークの高エネルギー側だけをガウス関数でフィットした。

次に、全エネルギー・ピーク検出効率 ε_F を、

$$\varepsilon_F = \frac{S}{I_\gamma t} \quad (2-3)$$

で定義する。ここで、 I_γ は線源のガンマ線放出強度、 t は測定時間である。 S は、最小二乗法でフィットして得られたガウス関数の、低エネルギー側も含む面積である。但し、図2-21の $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ 反応の波高分布中に観測される4.65 MeV、6.08 MeV、及び7.93 MeVの全エネルギー・ピークについては、夫々、幾つかのガンマ線が集まってピークを形成しているので、ガウス関数によるフィットは行なわず、各ピークの下のコンプトン部分を引き去ったピーク面積を全エネルギー・ピーク面積 S とした。

ガンマ線放出強度が分かっている ^{137}Cs 、 ^{22}Na 、 ^{60}Co 、及び ^{88}Y 線源の測定で得られた上記の検出効率から、ガンマ線エネルギー1.84 MeV以下の領域における絶対検出効率曲線を求めた。又、 $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ 反応の波高分布から、ガンマ線エネルギー1.78 MeV以上の相対検出効率曲線を求めた。そして、両者を1.78 ~ 1.84 MeVの重複した領域で比較することにより、1.78 MeV以上の領域の相対検出効率曲線を絶対値化し、全ガンマ線エネルギー領域の全エネルギー・ピーク検出効率曲線を得た。図2-23に、全エネルギー・ピーク検出効率の測定値と最小二乗フィットで得た全エネルギー・ピーク検出効率曲線を示す。図中の曲線は、よく用いられる経験式[YOS79]の形をしており、

$$\varepsilon_F(E_\gamma) = \exp\{-0.127(\ln E_\gamma)^2 - 0.611 \ln E_\gamma - 8.31\} \quad (2-4)$$

で表わせる。ここで、 E_γ はMeV単位である。

更に、全エネルギー・ピーク分解能を、フィットしたガウス関数の半値幅(FWHM)

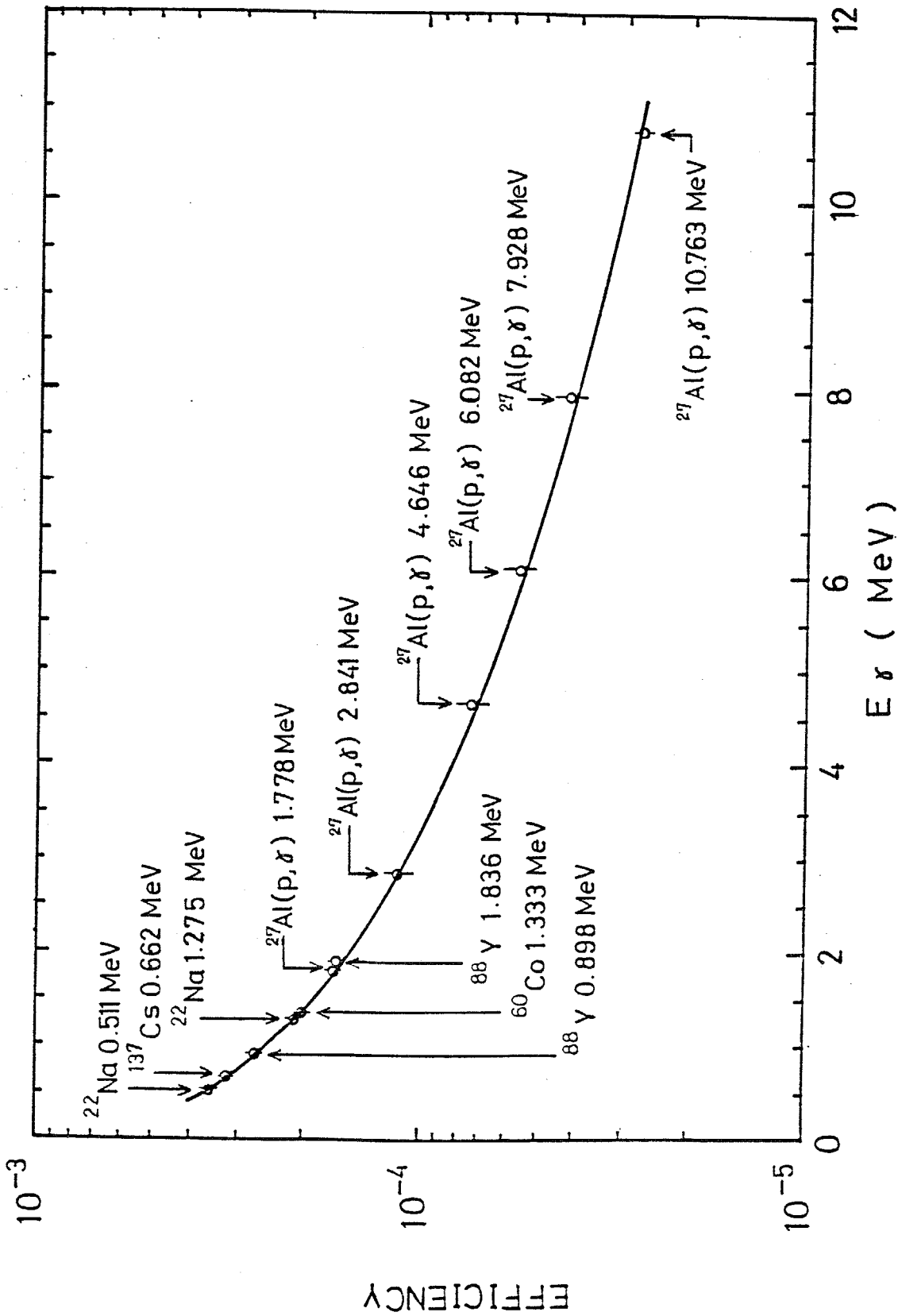


図2-23 (新遮蔽体を用いて ^{60}LiH を用いない場合の)ガンマ線検出器の全エネルギー・ピーク検出効率。誤差棒付きの点が測定結果で、実線は測定値をフィットしたもので(2-4)式で表される。

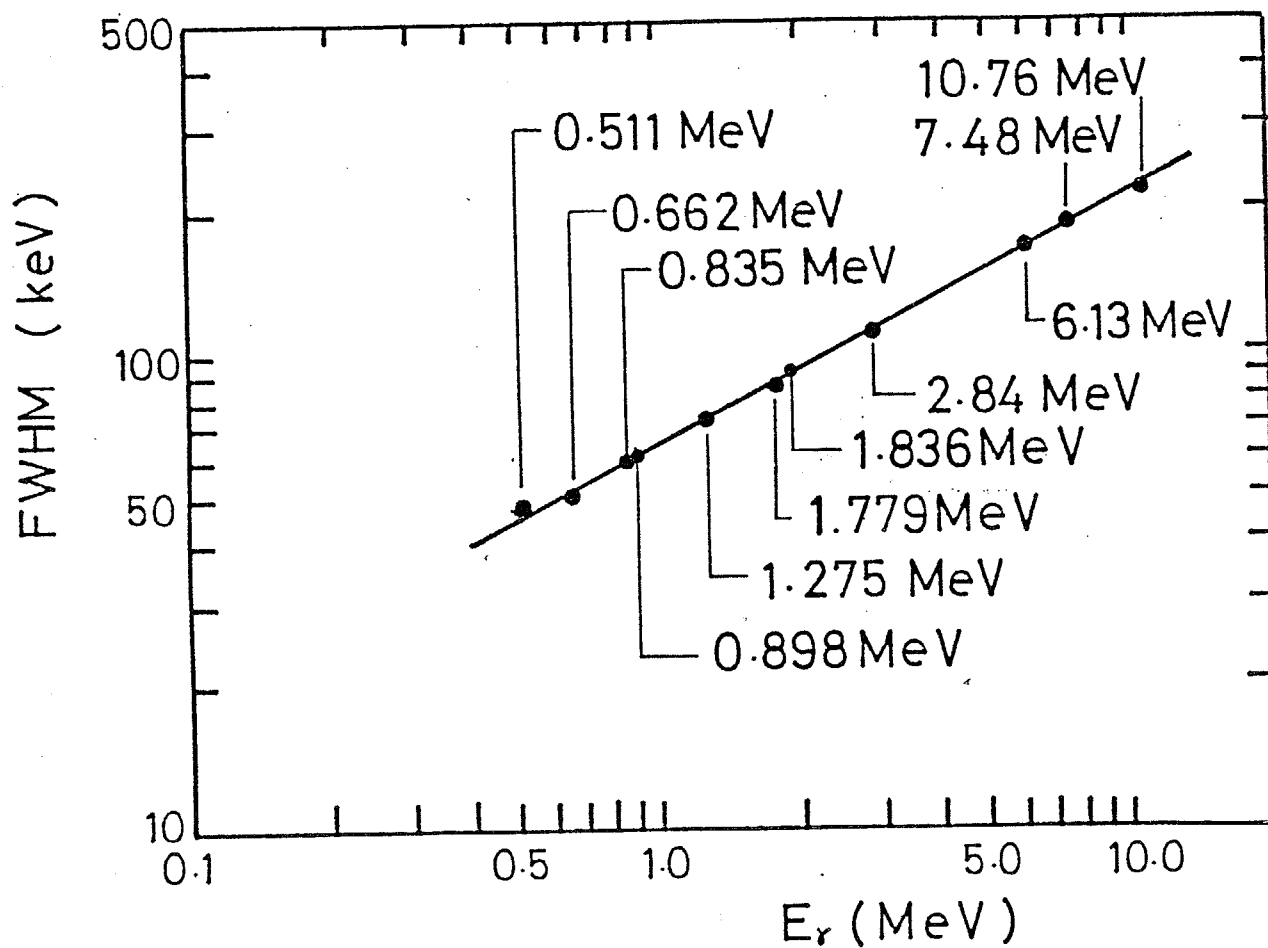


図 2-24 ガンマ線検出器の全エネルギー・ピーク分解能 (FWHM) の測定値と (2-5)式によるフィット。

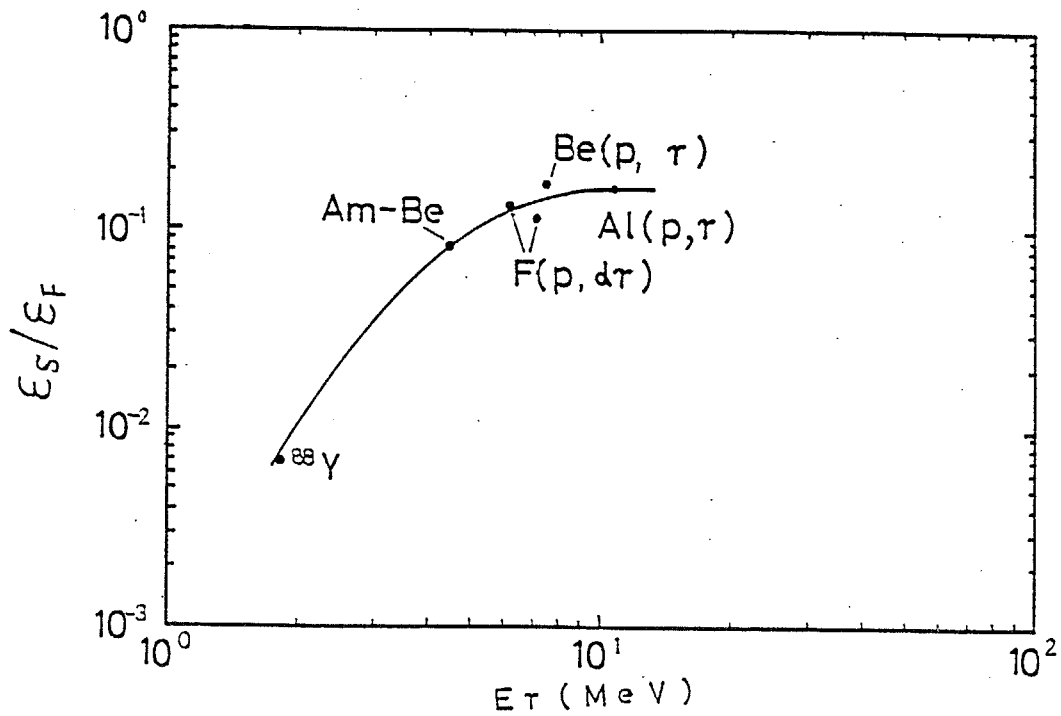


図 2-25 ガンマ線検出器のシングル・エスケープ・ピーク検出効率の全エネルギー・ピーク検出効率に対する比。点が測定値で実線はフィットした曲線。

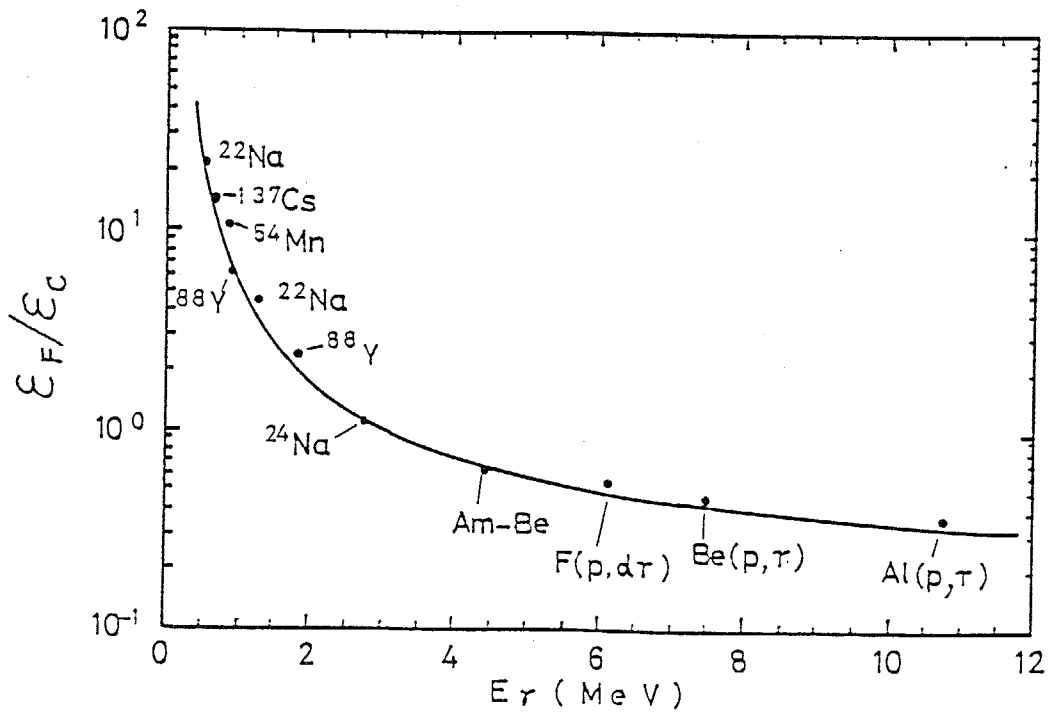


図 2-26 ガンマ線検出器の全エネルギー・ピーク検出効率のコンプトン検出効率に対する比。点が測定値で実線はフィットした曲線。

: full width at half maximum) で定義した。この分解能の測定値を図 2-24 に示す。ところで、全エネルギー・ピークの幅は、主に、NaI(Tl) 結晶及び光電子増倍管での光子数と電子数の統計的ゆらぎによって生じる。したがって、分解能は光子の発生数に強く依存し、近似的に $(E)^{1/2}$ に比例する。そこで、全エネルギー・ピーク分解能曲線として $a(E_T)^b$ の形の関数を仮定し、これを測定値に最小二乗フィットすることにより、

$$FWHM(E_T) = 25.4 E_T^{0.537} \quad (\text{keV}) \quad (2-5)$$

を得た。ここで、 E_T は MeV 単位である。

波高分布からシングル・エスケープ・ピークとコンプトン部分を引き去り、残った全エネルギー・ピークと前述のフィットしたガウス関数との比を波高(チャンネル)毎にとり、この比で全エネルギー・ピークの非対称部分を表わした。前に述べた様に、ピークの高エネルギー側はガウス形に非常に近いので、この非対称部分はピークの低エネルギー側のみ考慮した。そして、非対称部分は、(ハ)で説明するコンプトン部分の内挿法と同様な方法で内挿された。(非対称を表す上記の比を E_T と波高の関数で表現しても内挿は行える。実際、 ${}^6\text{LiH}$ 遮蔽材入りの検出器系の応答関数の作成には、この方法を用いた。)

(ロ) シングル・エスケープ・ピーク

シングル・エスケープ・ピークを、そのエネルギーに於ける全エネルギー・ピークと同じ幅のガウス関数で近似した。シングル・エスケープ・ピークは全エネルギー・ピークに比べて強度が弱いので、このピークの非対称性は考慮しなかった。シングル・エスケープ・ピークと全エネルギー・ピークの面積の比を図 2-25 に示す。このデータをフィットすることにより、シングル・エスケープ・ピーク検出効率

$$\mathcal{E}_S(E_T) = \mathcal{E}_F(E_T) \cdot \exp\{-1.05(\ln E_T)^2 + 4.86 \ln E_T - 7.44\} \quad (2-6)$$

を得た。ここで、 E_T は MeV 単位である。

(ハ) コンプトン部分

コンプトン部分は、波高分布からシングル・エスケープ・ピークを引き去り、検出器のエネルギー分解能を考慮して、コンプトン端以上をコンプトン端をピーク位置とするガウス関数で外挿することによって得られた。この際、ガウス関数の幅は、そのエネルギー位置の全エネルギー・ピークの幅と同じにした。ガンマ線が単色でない ${}^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha\gamma)$ ${}^{16}\text{O}$ 反応の場合は、6.13 MeV ガンマ線と 7.11 MeV ガンマ線の強度の

比でコンプトン部分を分割し、6.13 MeVガンマ線に対するコンプトン部分の形を得た。又、 $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ 反応の10.76 MeVガンマ線のコンプトン部分の8 MeV以下の部分は、6.13 MeVガンマ線のコンプトン部分を10.76 MeVに引き伸ばしたものの8 MeV以下の部分で代用した。

先ず、コンプトン部分の面積と全エネルギー・ピークの面積の比を図2-26に示す。これらのデータをフィットすることにより、コンプトン検出効率

$$\varepsilon_c(E_\gamma) = \varepsilon_F(E_\gamma) \cdot \exp\{-0.309(\ln E_\gamma)^2 + 1.90 \ln E_\gamma - 1.70\} \quad (2-7)$$

を得た。但し、 E_γ はMeV単位である。

次に、コンプトン部分の形の内挿法について説明する。先ず、内挿エネルギーより高いエネルギーの実験で得られたコンプトン部分をチャンネル方向に圧縮して内挿エネルギーのコンプトン端に合わせる。又、同様に、内挿エネルギーより低いエネルギーの実験で求めたコンプトン部分を引き伸ばして内挿エネルギーのコンプトン端に合わせる。次に、これらのコンプトン部分の面積を内挿エネルギーでのコンプトン検出効率 ε_c に規格化する。そして、チャンネル毎にガンマ線エネルギーで直線内挿することにより、内挿エネルギー点に於けるコンプトン部分の形を求めた。

以上の様にして求められる全エネルギー・ピーク、シングル・エスケープ・ピーク、及びコンプトン部分を合成することによって、各内挿エネルギーでの応答関数を得ることができる。この様にして、ガンマ線エネルギー12.8 MeVまで、50 keVおきに、256個の応答関数を作成し、この組を応答行列とした。その一部を図2-27に示す。図から、今回用いたコンプトン抑止型NaI(Tl)検出器の応答関数は、前にも述べたが、全エネルギー・ピークが非常に強調された単純な形をしていることが分かる。言い替えれば、応答行列の対角要素が非常に大きく、非対角要素に比べて1~2桁大きくなっている。又、図2-28及び29に、6.13 MeV及び10.76 MeVのガンマ線に対する波高分布の測定値と、これらのエネルギーに於ける合成された応答関数を、夫々、高エネルギー部分のみについて示す。これらの図から、上で述べた波高分布の分割及び合成が非常に良く行なわれていることが分かる。

得られた応答行列の良否を検討するため、図2-21の $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ 反応の波高分布に対して、得られた応答行列を用いて、計算コードFERDOR [KEN70]でアンフォールディングを行なった。(アンフォールディングについては、次章第二節で述べられる。) 図2-30にその結果を示す。図から、 $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ 反応からのガンマ線スペクトルは殆ど離散的なガンマ線のみから形成されていることが分かる。又、非常に強いピークの裾付近に負の解が得られているが(物理的には負の解は生じないはずであるが、FERDORでは多少の負の解を許している)、その絶対値

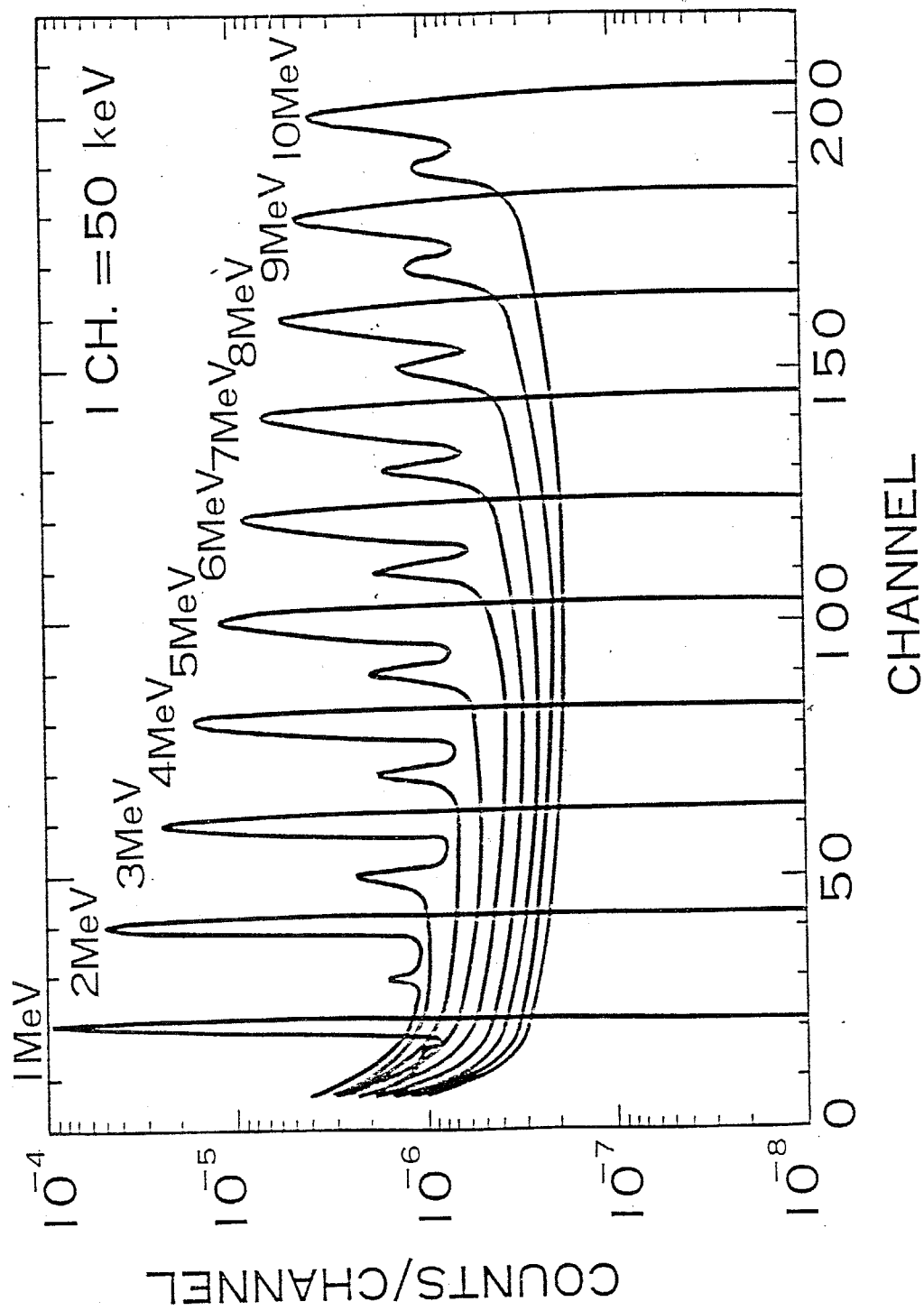


図 2-27 (°LiHを付加していない新遮蔽体を用いた場合の) ガンマ線検出器の応答行列の一部。

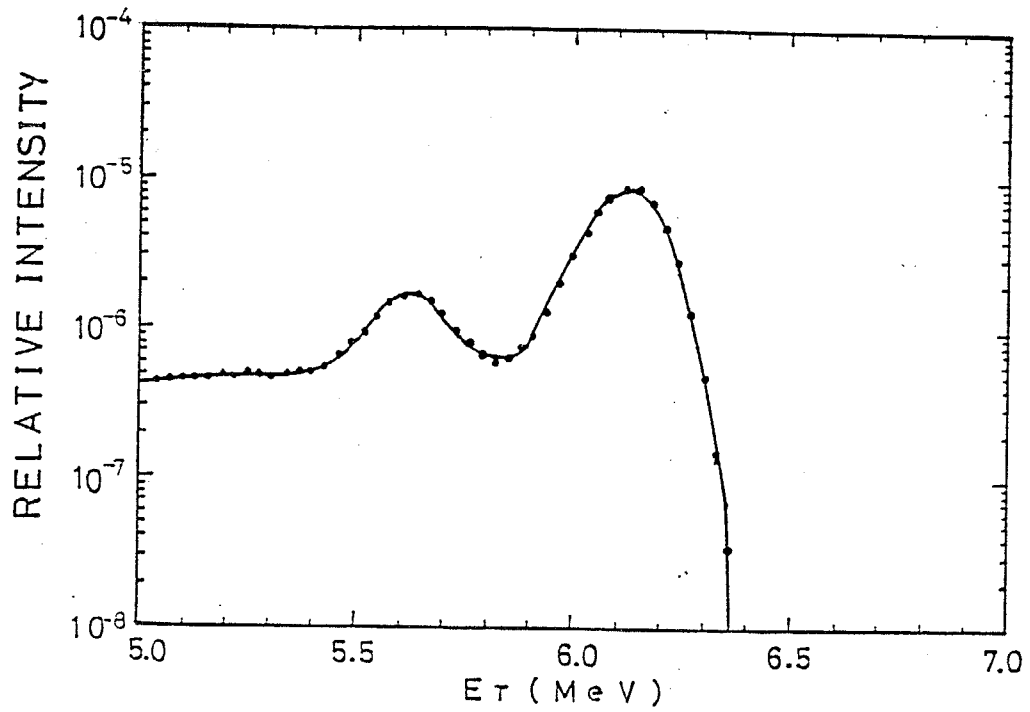


図 2 - 2 8 実験によって得られたガンマ線応答関数とそれらを基に内挿して得られた応答関数の比較。6.13 MeVガンマ線に対する比較で、高波高エネルギー部分のみを示してある。点が測定、実線が内挿を示す。

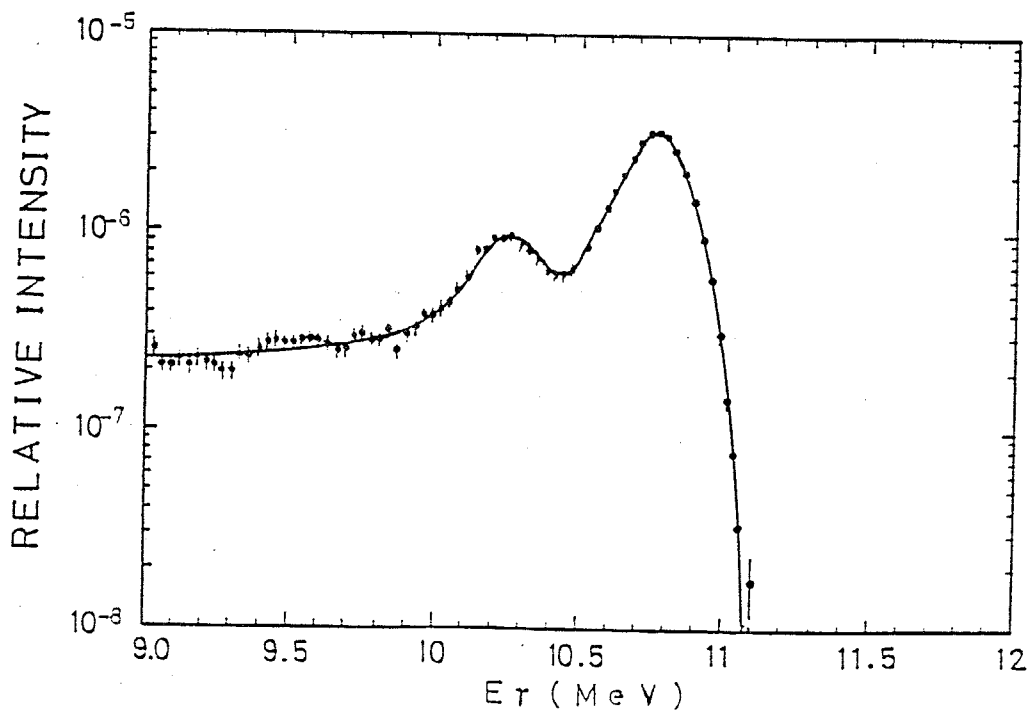


図 2 - 2 9 10.76 MeVガンマ線に対する応答関数の比較。図2-28の説明を見よ。

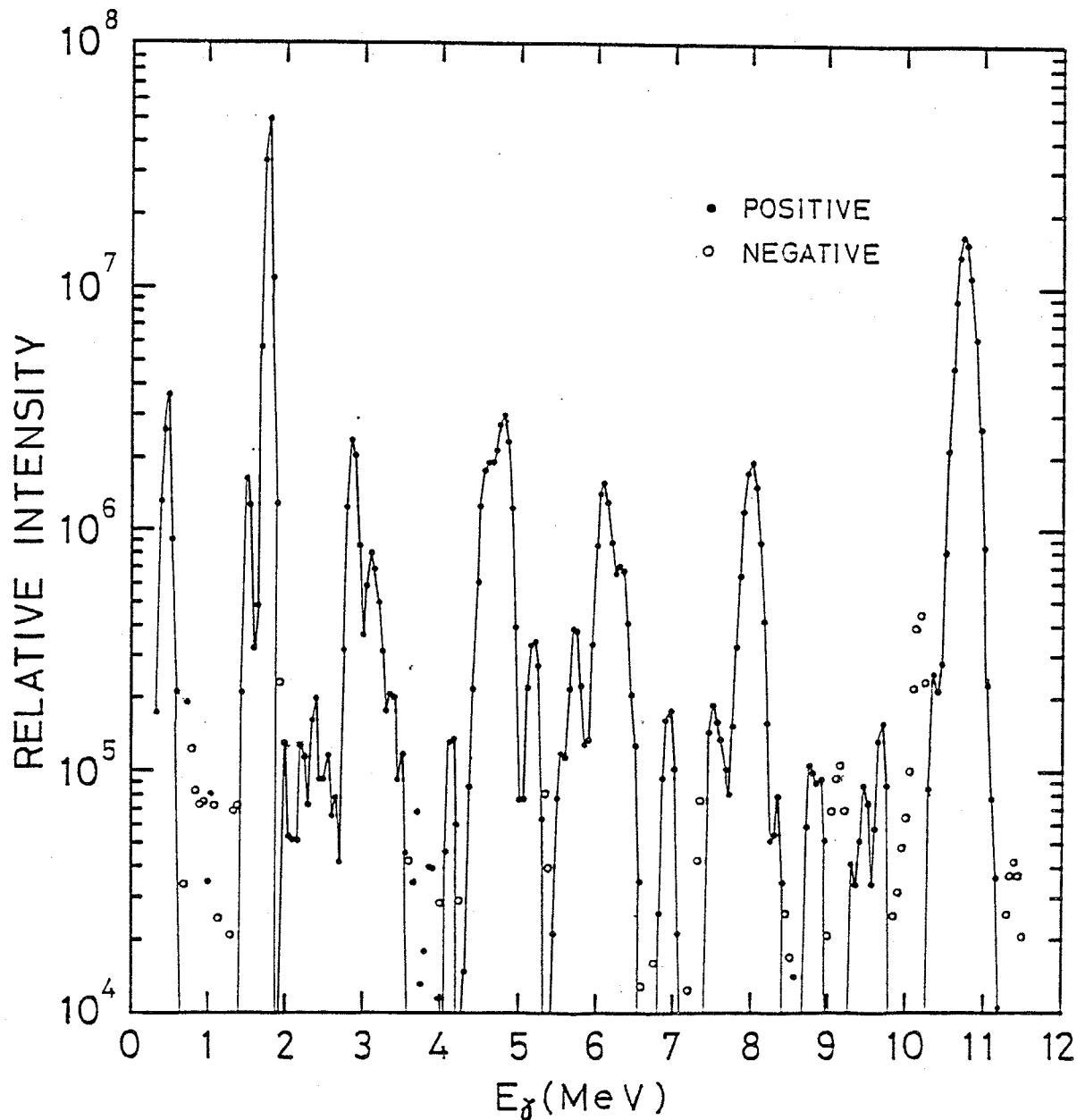


図 2 - 3 0 $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ 反応から発生するガンマ線を測定して得られた波高分布 (図 2-21) を、検出器の応答行列を用いてアンフォールディングした結果。即ち、近似的に、この反応から発生するガンマ線のスペクトルを示す。(検出器の分解能で広げられている。) 負の値は物理的な意味を持たず、単に解スペクトルの振動から生じた。本文中の説明を参照されたし。

はピークの値と比べて二桁程度小さいことが分かる。この図の様な離散的スペクトルを解とするアンフォールディングは、その解に最も振動が生じやすく、なかなか容易でないのが普通である。従って、図2-30の結果は非常に良好であり、アンフォールディングに用いた応答行列は現実の検出器の応答行列に非常に近いものであると言える。尚、図2-30中の各ピークの相対強度を求めて表2-4中の文献値と比較したところ、両者は誤差の範囲内で一致した。

新遮蔽体のコリメータ部分に ${}^6\text{LiH}$ 遮蔽材を挿入した場合の応答行列も、以上に述べたと同様な実験とデータ処理によって求められた。 ${}^6\text{LiH}$ を挿入した場合、 ${}^6\text{LiH}$ やアルミニウム・ケースによってガンマ線が吸収・散乱され、その影響は主に全エネルギー・ピーク、シングル・エスケープ・ピーク、及びコンプトン部分の検出効率曲線に現われる。図2-31に、 ${}^6\text{LiH}$ を挿入した場合の各検出効率曲線を測定値と共に示す。これらの曲線は、夫々次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \varepsilon_F(E_\gamma) = & \exp(2.62 \times 10^{-3} E_\gamma^2 - 0.181 E_\gamma - 9.20) \\ & - \exp(-4.0 E_\gamma - 9.8) \end{aligned} \quad (2-8)$$

$$\varepsilon_S(E_\gamma) = 0.205 \varepsilon_F(E_\gamma) \cdot \exp\left(-\frac{2.67}{E_\gamma - 0.43}\right) \quad (2-9)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_C(E_\gamma) = & \exp\left\{1.33 \times 10^{-2} E_\gamma^2 + 0.653 E_\gamma - 10.5\right. \\ & \left. - \sqrt{0.79 E_\gamma^2 - 3.05 E_\gamma + 3.24}\right\} \end{aligned} \quad (2-10)$$

ここで、 E_γ はMeV単位である。

${}^6\text{LiH}$ がない場合と比較すると、特に低エネルギー・ガンマ線に対する検出効率が低下している。一方、全エネルギー・ピーク分解能、非対称部分も含めたピークの形、及びコンプトン部分の形については、殆ど差がなかった。 ${}^6\text{LiH}$ を挿入したときの応答行列の一部を図2-32に示しておく。

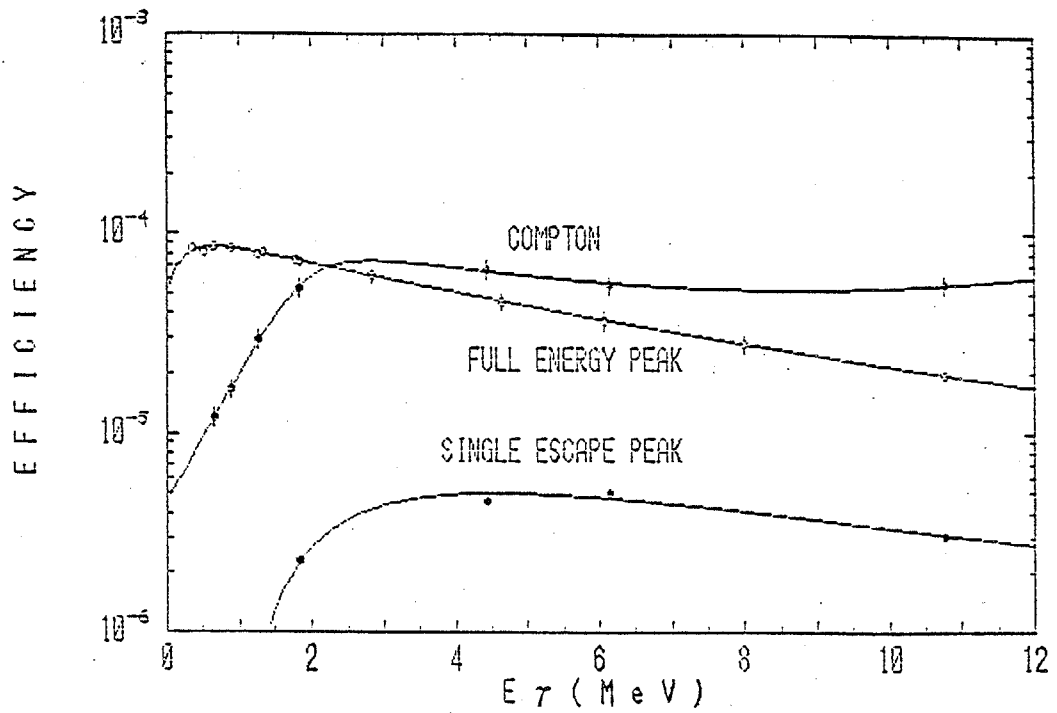


図 2 - 3 1 ${}^6\text{LiH}$ 遮蔽材を挿入した場合のガンマ線検出器の各検出効率。 ${}^6\text{LiH}$ を挿入しない場合と比較すると (例えば図 2-23)、低エネルギー部分の検出効率がかなり低下している。

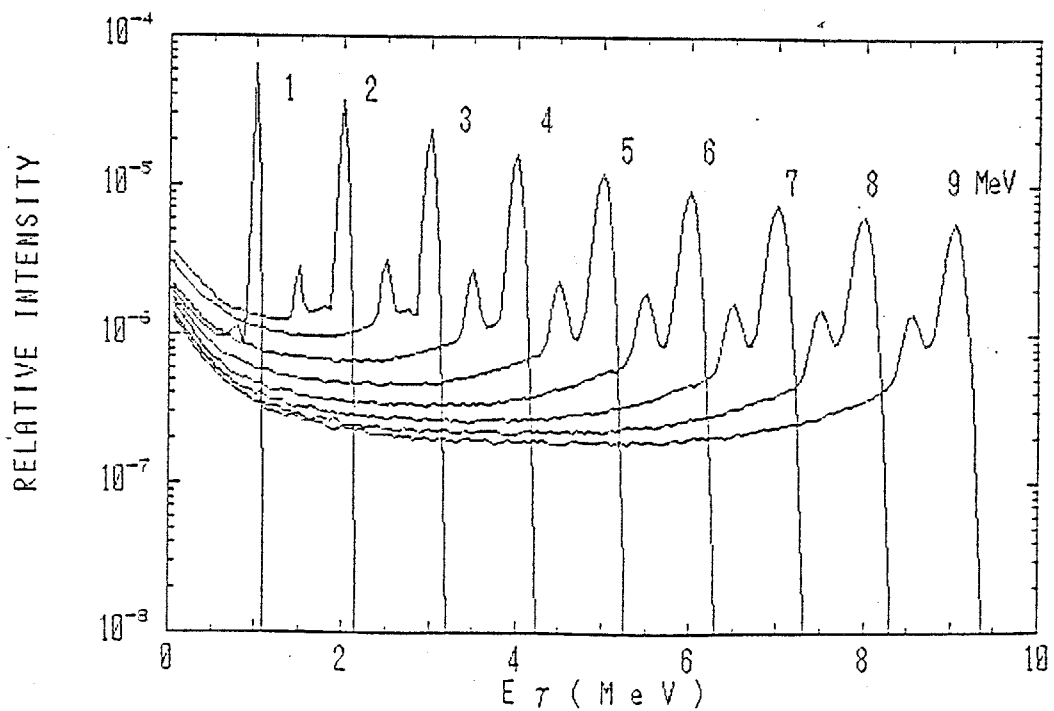


図 2 - 3 2 ${}^6\text{LiH}$ 遮蔽材を挿入した場合のガンマ線検出器の応答行列。(間引いて示してある。) 図 2-27 と比較すると、検出効率に変化しているだけで、各応答関数の形はほとんど変化していない。

第五節 測定回路系

本実験で用いた全測定回路系を図2-33に示す。図から分かる様に、本実験では複数の検出器を用いたパルス実験を行なっているので、その回路系はかなり複雑である。以下、ガンマ線検出器用と中性子検出器用と分けて、各回路系について説明する。

1. ガンマ線検出器用測定回路系

本実験では、波高-TOFの二次元測定を行なった。まず、波高測定用回路について説明し、その後で二次元測定回路について述べる。

(i) 波高測定回路

図2-34に、波高測定用の回路部分のみを図2-33から抜粋して示す。主検出器、大型環状検出器、及びプラグ検出器とも、光電子増倍管のアノード出力のみを取り出して使用している。主検出器からの信号は二つに分けられて、夫々、リニア・アンプ (Linear Amplifier) とタイミング・フィルター・アンプ (Timing Filter Amplifier) に入力される。タイミング・フィルター・アンプは、増幅と速い波形整形により、時間信号の取り出しに適したパルスを作るためのもので、その出力はTOF測定回路に送られる。リニア・アンプによって増幅・波形整形された波高信号は、更に二つに分けられて、ディレイ・アンプ (Delay Amplifier) とタイミング・シングル・チャンネル・アナライザー (Timing Single Channel Analyzer) に入る。タイミング・シングル・チャンネル・アナライザーの出力論理信号はスロー・コインシデンス (Slow Coincidence) 回路に送られる。又、ディレイ・アンプでタイミング (Timing) 調整された波高信号はリニア・ゲート・アンド・ストレッチャー (Linear Gate and Stretcher) に送られる。

一方、大型環状及びプラグ検出器の合計五つの出力は、多重チャンネルのDCアンプ (DC Amplifier) によって波高が揃えられた後に、DCミキサー (DC Mixer) で合成される。そして、リニア・アンプで増幅・波形整形された後に、タイミング・シングル・チャンネル・アナライザーに送られ、ここでコンプトン除去用信号の論理信号に変換される。この信号のタイミングとパルス幅の調整をゲート・ディレイ発生器 (Gate and Delay Generator) で行ない、前述のスロー・コインシデンス回路に入力する。スロー・コインシデンス回路では、コンプトン除去用信号をベトウ (Veto) 信号として、主検出器からの論理信号とコンプトン除去用信号との非同時出力信号が作られ、この出力信号は前述のリニア・ゲート・アンド・ストレッチャーのゲート入力に送られる。

リニア・ゲート・アンド・ストレッチャーのゲート信号によって選別された波高信号は、CAMACシステムとミニ・コンピュータ (HP社のMX21) によって制御されているアナログ・デジタル変換器 (Analogue to Digital Converter) に送られ、512チャンネルの波高データに変換される。

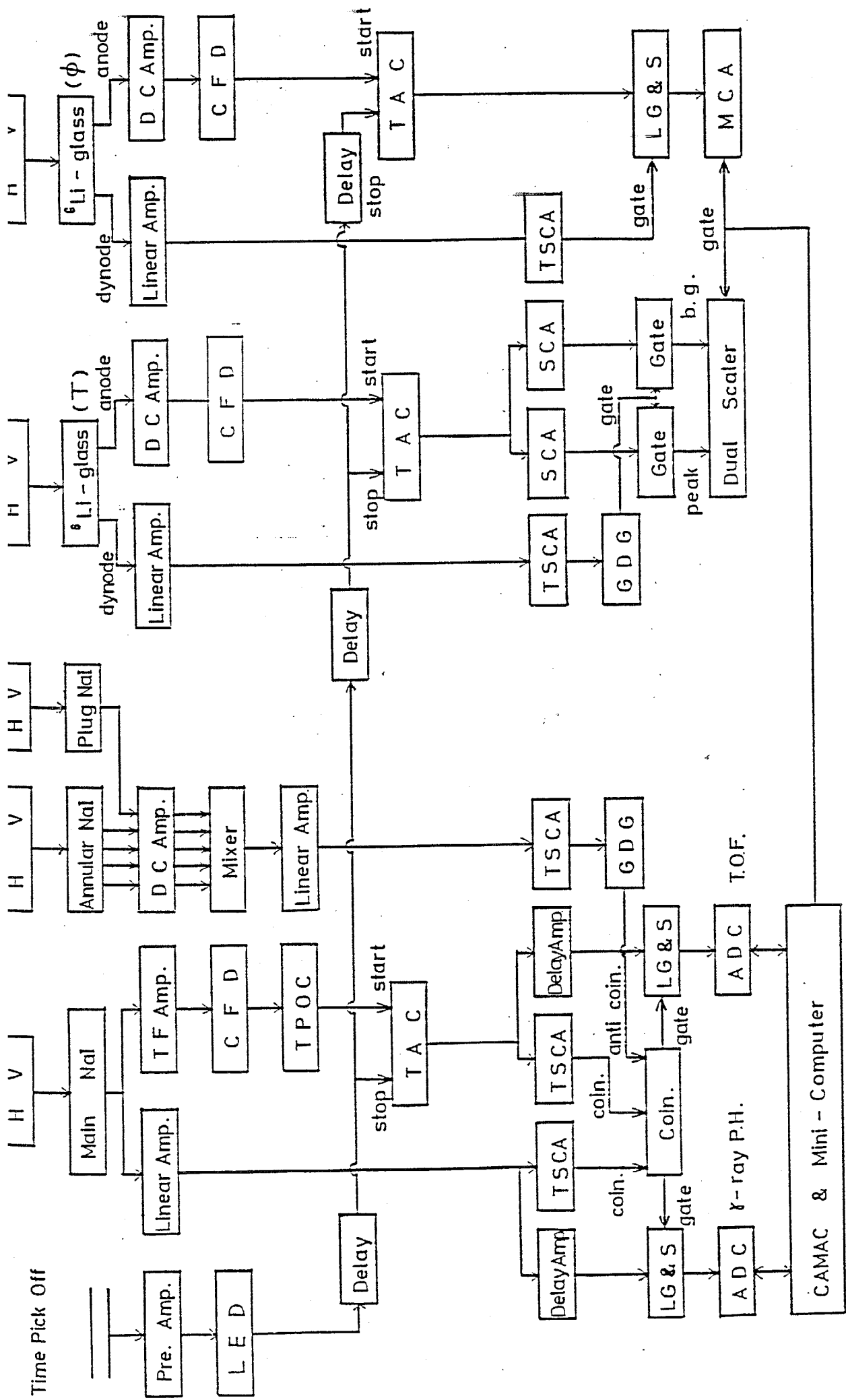


図 2-33 中性子捕獲ガンマ線実験に用いた測定回路系のブロック・ダイアグラム。各回路の働きについては本文中の説明を参照されたい。

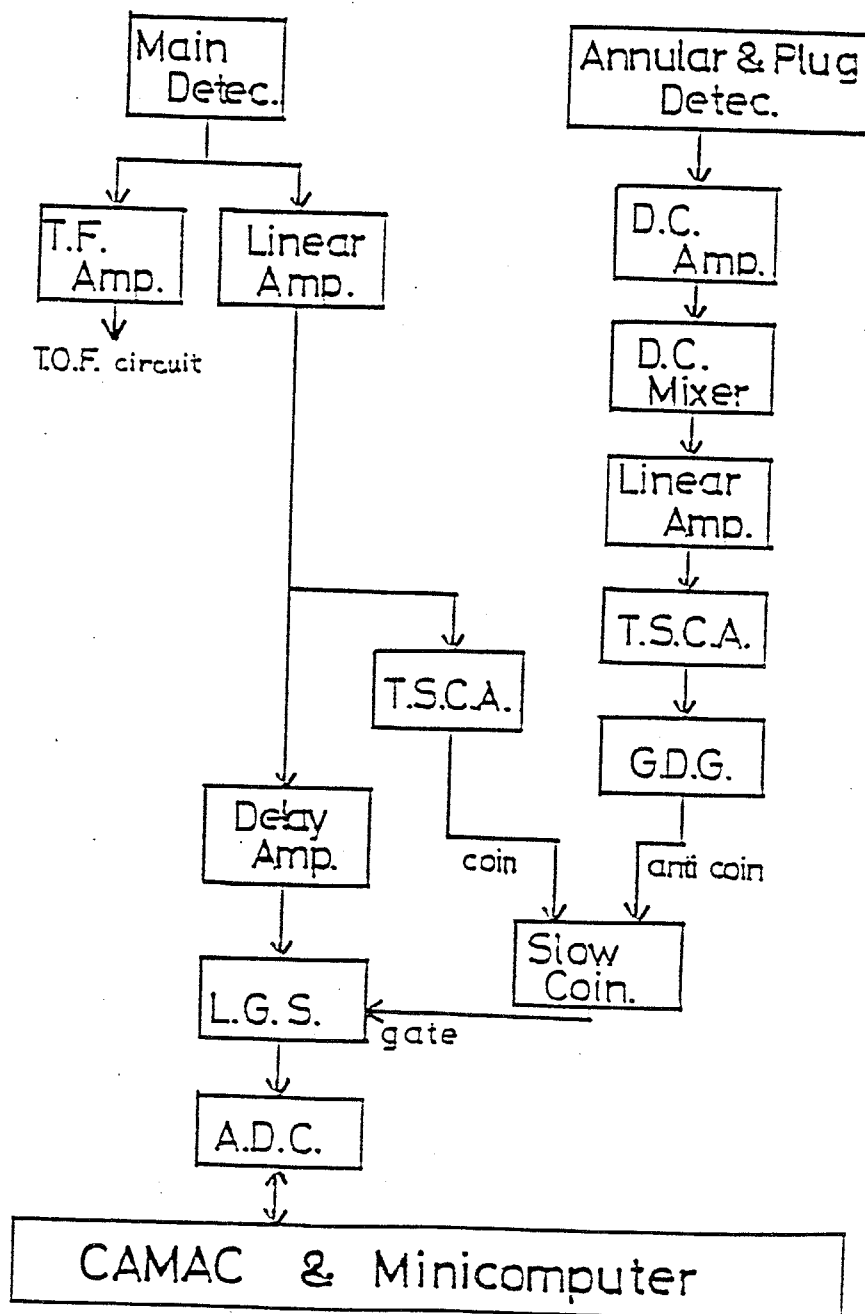


図 2 - 3 4 測定回路系のうち、ガンマ線検出器系の波高信号に関係した部分のみを抜粋したもの。

(ii) 波高-T O F 二次元測定回路

図2-35に、波高-T O F 二次元測定回路部分を図2-33から抜粋して示す。T O F スペクトルは、主検出器の時間信号とビーム延長管中のキャパシティブ・ピック・オフからの信号（パルス陽子ビームが通過した時に出力信号が発生する）の時間差を時間-波高変換器（Time to Amplitude Converter）を用いて波高に変換することによって得られる。前述のタイミング・フィルター・アンプの出力をコンスタント・フラクシオン・ディスクリ（Constans Fraction Discriminator）に入力して、主検出器の時間信号を得る。そして、中性子実験室と制御室（ここに多くの回路系を置いている）間の電気信号の減衰をタイム・ピック・オフ・コントロール（Time Pick Off Control）で補ってから、主検出器の時間信号を時間-波高変換器のスタートに入力する。一方、キャパシティブ・ピック・オフの出力はファースト・アンプ（Fast Amplifier）で増幅された後、リーディング・エッジ・ディスクリ（Leading Edge Discriminator）で時間信号に変換される。この信号は、主検出器からの時間信号とタイミングを合わせるためのディレイ（Delay）を経た後、時間-波高変換器のストップに入力される。ここで、パルス陽子ビーム信号をストップに入力したのは、スタートに2 MHzのビーム信号を入力すると時間-波高変換器が飽和するからである。このため、T O F スペクトル上の時間軸の方向はチャンネルのそれと逆向きとなっている。時間-波高変換器の出力は二つに分けられ、タイミング・シングル・チャンネル・アナライザーとディレイ・アンプに入力する。ディレイ・アンプの出力は、波高信号の場合と同様に、リニア・ゲート・アンド・ストレッチャーを経てアナログ・デジタル変換器に送られる。

波高とT O Fの二次元測定なので、一つの測定事象には波高とT O Fの両方の情報が揃っていないなければならない。このため、波高信号とT O F信号が一対一対応するように、前述のスロー・コインシデンスでそれらの同時計数だけを選び、その出力を波高信号用及びT O F信号用の両方のリニア・ゲート・アンド・ストレッチャーのゲート入力信号にした。

ガンマ線波高分布とT O Fスペクトルは、両方共、512チャンネルで測定された。実験を行なった年代によって多少異なるが、波高は約25 keV/ch、T O Fは0.5~1.5 ns/chで測定した。イベント・レコーディング（Event Recording）の様に全データを磁気テープ等へ書き出せば、512×512の二次元測定も行なうことができるが、本実験では、データ取り込み用プログラムによってT O Fデータに四つのデジタル・ウィンドウ（Digital Window）を設けて、データを512×4の二次元に縮約してミニ・コンピュータの本体メモリーに取り込んだ。

2. 中性子検出器用測定回路系

本章第一節で述べた様に、中性子モニターとして、本実験では二台の⁶Li-ガラス・シンチレーション検出器を用いた。一方は、陽子ビームに対して-45°方向に置か

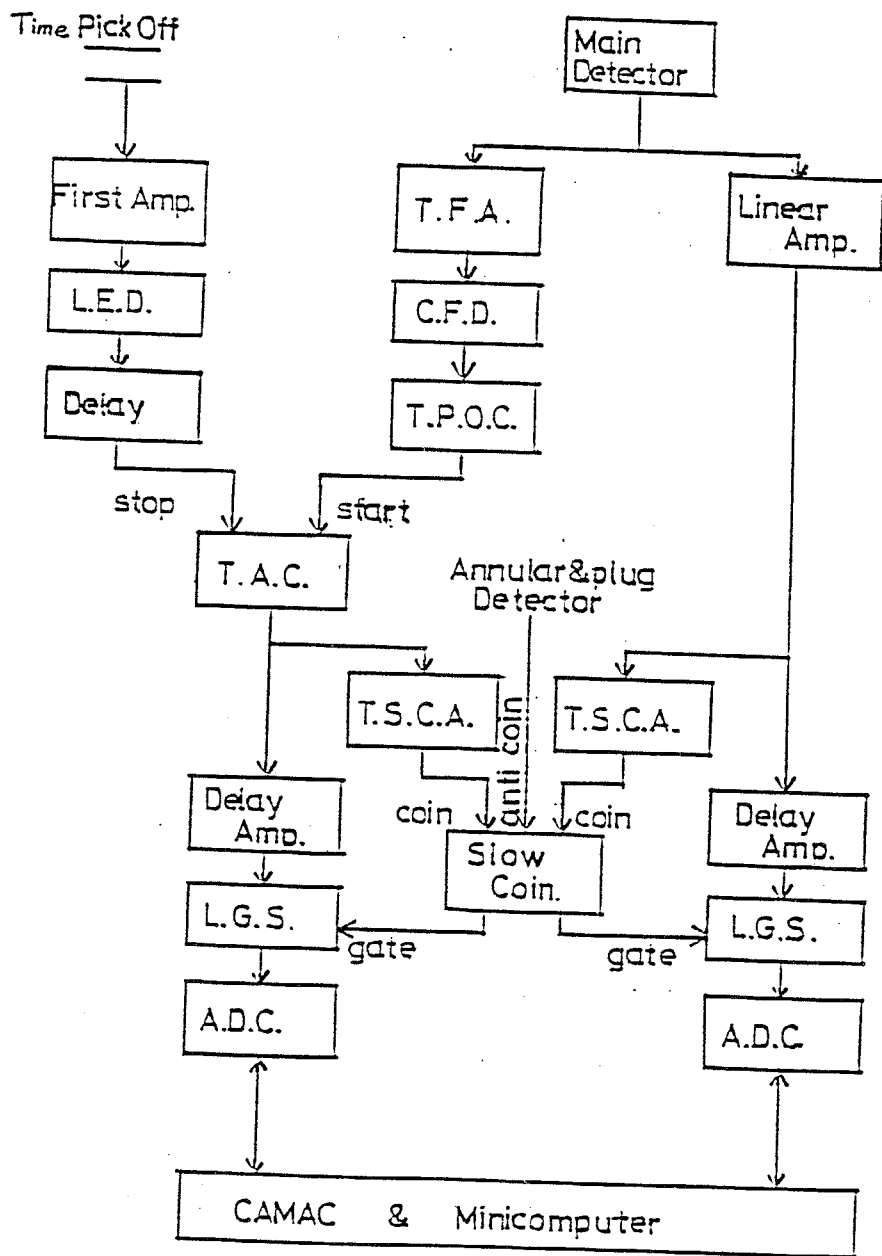


図 2 - 3 5 測定回路系のうち、ガンマ線検出器の波高 - TOF 二次元測定回路部分を抜粋したもの。波高部分の回路系はすこし略して書いてある。

れており、中性子発生量をモニターしている。この検出器に用いられている ${}^6\text{Li}$ -ガラス・シンチレータは1mm厚であり、透過型の検出器である。この検出器についての詳細は文献[KOM84]に書かれている。以後、この検出器をT- ${}^6\text{Li}$ 検出器と呼ぶ。他方は、 0° 方向、中性子源から約5mの所に置かれており、中性子エネルギー・スペクトルをモニターしている。この検出器は $10.2\text{cm}\phi\times 0.64\text{cm}$ の ${}^6\text{Li}$ -ガラス・シンチレータを用いており、検出器全体はホウ酸入りパラフィン等でできている小型遮蔽体内に置かれている。この検出器及び小型遮蔽体の詳細は文献[SHI85]に書かれている。以後、この検出器を ϕ - ${}^6\text{Li}$ 検出器と呼ぶ。

図2-33から分かる様に、 ϕ - ${}^6\text{Li}$ 検出器とT- ${}^6\text{Li}$ 検出器の回路系は、基本的には同じである。光電子増倍管のダイノード出力は、リニア・アンプで増幅され、タイミング・シングル・チャンネル・アナライザーに送られる。ここで、波高による中性子とガンマ線の弁別が行なわれ、中性子による信号が入力した時のみに出力論理信号が発生する。この出力信号は、次に述べる時間-波高変換器の出力信号に対するゲート信号として用いられる。一方、アノード出力はDCアンプで増幅され、コンスタント・フラクシオン・タイミング・ディスクリに送られて時間信号に変換された後、時間-波高変換器のスタートに送られる。時間-波高変換器のストップには、ガンマ線検出器用回路でも用いたキャパシティブ・ピック・オフからの信号を、中性子飛行時間分だけ遅らせて入力した。時間-波高変換器の出力は、 ϕ - ${}^6\text{Li}$ 検出器の場合は、リニア・ゲート・アンド・ストレッチャーでガンマ線による信号の大部分が取り除かれ、マルチ・チャンネル・アナライザー(Multi-channel Analyzer)でTOFスペクトルに変換される。T- ${}^6\text{Li}$ 検出器の場合は、TOFスペクトル中の中性子ピーク部分とバック・グラウンド部分の事象を夫々シングル・チャンネル・アナライザーで取り出し、ゲート回路でガンマ線成分を除いた後、デュアル・スケーラで計数した。尚、調整のためT- ${}^6\text{Li}$ 検出器のTOFスペクトルを測定する時は、 ϕ - ${}^6\text{Li}$ 検出器の回路系と交換した。マルチ・チャンネル・アナライザーとデュアル・スケーラはミニ・コンピュータで制御され、ガンマ線検出器系の二台のアナログ・デジタル変換器と同時に動作する様になっている。

第三章 中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定

第一節 ガンマ線スペクトルの測定

1. 試料

本実験で用いた測定用試料は、序論でも述べたが、Nb、Mo、Ag、In、Sn、Sb、I、Cs、Pr、Tb、Ho、Lu、Ta、及びAuの14核種である。全て天然の試料を用いたが、化学形、形状、同位体存在比、中性子結合エネルギー等を表3-1に示す。I、Cs、及びLu以外は全て単体の金属を試料として用いた。Pr試料は空气中で徐々に酸化されるので、アルミニウム容器内に密封して測定に用いた。I試料としてはPbI₂を焼結したものを、CsとLu試料は酸化物をアルミニウム容器に密封したものを、Al試料はAl₂O₃粉末をアルミニウム容器に入れた試料、及びAl試料も用意して測定を行なった。Nb、Mo、及びSn試料は約4cmφ×4cmの円柱形をしており、その他の試料は直径約5cm、厚さ0.01~0.03 atoms/bの円盤である。ただし、Tb試料は10cm×10cmの角板である。(日本原子力研究所から借用したため。)

2. 中性子エネルギー等

各試料について、測定した中性子エネルギーを表3-2に示す。測定は、中性子エネルギーによって二つに大別される。即ち、中性子エネルギー約100keV以下の測定とそれ以上のエネルギーにおける測定である。前章第二節で述べた事から分かる様に、前者はエネルギー的に連続な中性子を用いた測定であり、後者は単色中性子を用いた測定である。後者の測定の場合、中性子エネルギーとエネルギー幅は図2-1中のφ-⁶Li検出器で測定された。(図では、φ-⁶Li検出器と中性子源の距離が約5mとなっているが、中性子エネルギーが200keV程度と低くなった場合、この距離を短くした。)表3-2中のエネルギーと幅はその測定値であり、幅はFWHMで与えられている。中性子エネルギーが100keV以下の場合、ガンマ線検出器系のTOFスペクトル中に設定したデジタル・ウインドウによって、入射中性子のエネルギー範囲を決定した。(このデジタル・ウインドウについては、後に詳しくのべる。)このエネルギー領域では、表中の値は平均エネルギーを示しており、幅はデジタル・ウインドウの幅を示している。Nb、Mo、Sn、Pr、及びTaの5核種については、400keVあるいは500keV付近の入射中性子エネルギーで測定を行なった。AgとIの2核種については、15~100keVの領域で測定を行なった。その他のIn、Sb、Cs、Tb、Ho、Lu、及びAuの7核種については、10~800keVの領域の幾つかのエネルギーで測定を行なった。

表 3 - 1 測定に用いた各試料の緒元。試料は全て天然のものであり、表中の厚さは、目的の元素に対しての値である。

Samples (Purities %)	Shapes (mm)	Thicknesses (atoms/b)	Nuclei (Abundances %)	Neutron binding energies (MeV)
Nb metal (99.8)	column (45 ϕ \times 45)	————	^{93}Nb (100)	7.2295
Mo metal (99.9)	column (45 ϕ \times 45)	————	^{92}Mo (14.78) ^{94}Mo (9.25) ^{95}Mo (15.92) ^{96}Mo (16.68) ^{97}Mo (9.55) ^{98}Mo (24.13) ^{100}Mo (9.63)	8.0667 7.3712 9.1542 6.821 8.6424 5.9255 5.3984
Ag metal (99.99)	disk (55 ϕ)	0.024	^{107}Ag (51.83) ^{109}Ag (48.17)	7.269 6.8057
In metal (99.99)	disk (55 ϕ)	0.023	^{113}In (4.3) ^{115}In (95.7)	7.2746 6.7843
Sn metal (99.99)	column (45 ϕ \times 50)	————	^{112}Sn (1.0) ^{114}Sn (0.7) ^{115}Sn (0.4) ^{116}Sn (14.7) ^{117}Sn (7.7) ^{118}Sn (24.3) ^{119}Sn (8.6) ^{120}Sn (32.4) ^{122}Sn (4.6) ^{124}Sn (5.6)	7.7458 7.5464 9.5624 6.9443 9.3261 6.4845 9.1065 6.1715 5.9458 5.733

表3 - 1 前頁の続き。

Samples (Purities %)	Shapes (mm)	Thicknesses (atoms/b)	Nuclei (Abundances %)	Neutron binding energies (MeV)
Sb metal (99.999)	rectangle (75 × 54)	0.029	¹²¹ Sb(57.3) ¹²³ Sb(42.7)	6.8064 6.4673
PbI ₂ sintered disk (99.99)	disk (49 φ)	0.0088	¹²⁷ I(100)	6.8257
Cs ₂ O powder (99.0)	disk (53 φ)	0.0099	¹³³ Cs(100)	6.8912
Pr metal (99.9)	disk (50 φ)	0.029	¹⁴¹ Pr(100)	5.8435
Tb metal (99.9)	square (101 × 101)	0.0080	¹⁵⁹ Tb(100)	6.3752
Ho metal (99.9)	disk (55 φ)	0.014	¹⁶⁵ Ho(100)	6.2426
Lu ₂ O ₃ powder (99.9)	disk (55 φ)	0.014	¹⁷⁵ Lu(97.41) ¹⁷⁶ Lu(2.59)	6.2929 7.0726
Ta metal (99.9)	disk (50 φ)	0.028	¹⁸⁰ Ta(0.012) ¹⁸¹ Ta(99.988)	7.583 6.0629
Au metal (99.9)	disk (55 φ)	0.025	¹⁹⁷ Au(100)	6.5127

注. 酸化物試料とPr試料を密封したAlケースの影響及び酸化物試料中のOとPbI₂試料中のPbの影響を調べるため、Al試料、Al₂O₃試料、及びPb試料も用意した。

表 3 - 2 捕獲ガンマ線スペクトルを測定した際の諸条件。入射中性子エネルギー、測定時間、パルス陽子ビーム電流等。

試料	入射中性子エネルギー と幅 [°] (keV)	陽子ビーム 電流 (μ A)	測定時間 (hr.)	備考
Nb	420 (40)	1.5	96	旧遮蔽体
Mo	420 (40)	1.5	96	旧遮蔽体
Ag	70 (30~100) 25 (15~30)	10	9	新遮蔽体+ ⁶ LiH
In	560 (60)	11	13	''
	70 (30~100) 25 (15~30)	11	9	''
Sn	420 (40)	6	36	新遮蔽体
Sb	550 (65)	11	12	新遮蔽体+ ⁶ LiH
	70 (30~100) 25 (15~30)	11	9	''
PbI ₂	70 (30~100) 25 (15~30)	11	15	''
Cs ₂ O	570 (30)	7	20	''
	50 (30~100) 25 (15~30) 10 (7~15)	7	17	''

表 3 - 2 前頁の続き。

試料	入射中性子エネルギー と幅 ^{a)} (keV)	陽子ビーム 電流 (μ A)	測定時間 (hr.)	備考
Pr	540 (40)	3	84	新遮蔽体+ ⁶ LiH
Tb	800 (50)	4.5	20	//
	410 (30)	5	62	旧遮蔽体
	410 (30)	3	18	新遮蔽体、旧と比較
	410 (34)	3	30	//、90°で測定
	50 (30~100)	5	11	新遮蔽体
	25 (15~30)			
	10 (7~15)			
Ho	810 (50)	4	36	新遮蔽体
	420 (70)	4	51	旧遮蔽体
	50 (30~100)	5	23	新遮蔽体
	25 (15~30)			
	10 (7~15)			
Lu ₂ O ₃	570 (60)	6.5	20	新遮蔽体+ ⁶ LiH
	50 (30~100)	6.5	10	//
	25 (15~30)			
	10 (7~15)			

表 3 - 2 前頁の続き。

試料	入射中性子エネルギー と幅 ^{a)} (keV)	陽子ビーム 電流 (μ A)	測定時間 (hr.)	備考
Ta	420 (70)	2.5	62	旧遮蔽体
Au	620 (80)	4	44	旧遮蔽体
	420 (50)	3.5	47	〃
	200 (40)	4	72	〃
	40 (30~65)	3.5	101	〃
	25 (19~30)			
	15 (12~19)			

a) 単色中性子を用いた場合は、中性子エネルギーを最確値（中性子TOFスペクトル中のピーク・エネルギーに対応）で示し、幅をFWHMで括弧内に示した。連続中性子を用いた場合は、エネルギーを平均値（捕獲イールドで重みを付けて平均した）で示し、幅はデジタル・ウインドウの範囲で示した。

注1. 測定角度は、表中に明示していない場合は、 125° である。

注2. 表には示していないが、Al、 Al_2O_3 、及びPb試料についての数時間測定も適宜行った。

表3-2中には、各測定の際の測定時間と陽子平均電流も示されているが、測定時間は9~90時間（バック・グランド測定用のPb等の測定は数時間程度）、平均電流は1.5~10 μ Aの範囲である。平均電流が大きく異なっているが、これは、加速器に搭載されているデュオ・プラズマトロン・イオン源の改良が何回かに分けて行なわれたため、測定年代が進むにつれてイオン源の出力が段階的に増したためである。

3. デジタル・ウインドウの設定

単色中性子を用いた測定の場合の、ガンマ線検出器系のTOFスペクトルの代表的な例を図3-1に示す。図は、 ^6LiH 遮蔽材なしで新遮蔽体を用いて、Tb試料について、125 $^\circ$ 方向、入射中性子エネルギー410keVの場合の測定例である。図中のピーク‘b’が、中性子源から試料に直接入射した中性子による捕獲反応から生じたガンマ線を検出した事象である。即ち、このピークを形成する事象のエネルギー・スペクトルを測定するのが目的となる。試料によって多少異なるが、このピークの半値幅は約5nsである。ピーク‘c’は、中性子源から発生した中性子が中性子ターゲット・ホルダーで散乱されて試料に入射して捕獲反応を起こした事象である。中性子ターゲット・ホルダーで散乱される中性子は、主に、90 $^\circ$ 以上の角度に発生した中性子であるから、（ピーク‘b’を形成する）0 $^\circ$ 方向に発生した中性子と比べてエネルギーが低い。又、試料に入射するまでの飛行距離が少し長くなる。従って、この散乱中性子による捕獲反応の事象は、図からも確かめられる様に、ピーク‘b’よりも時間的に遅い位置にピークを形成する。ピーク‘a’は、中性子ターゲット内で $^7\text{Li}(p, n)$
 ^7Be 反応と競争的に起こる $^7\text{Li}(p, \gamma)$
 ^8Be 反応及び $^7\text{Li}(p, p'\gamma)$
 ^7Li 反応から発生するガンマ線によるピークである。これらの競争反応から生じるガンマ線は、遮蔽体を透過してガンマ線検出器に入射するものと、試料で反射されて入射するものの二種類ある。何れの場合も、ピーク‘b’との時間差は、凡そ、0 $^\circ$ 方向に発生した中性子が試料に到達するまでの飛行時間に等しく、時間的に早い位置にピークを形成する。‘A’でしめした部分は、殆ど時間に依存しないバック・グランド部分で、主に、自然バック・グランドと主検出器中で起こる $^{127}\text{I}(n_{th}, \gamma)$
 ^{128}I 反応に起因するガンマ線とベータ線から成っている。

このTOFスペクトル中に4個のデジタル・ウインドウを設定し、各ウインドウ内の事象の波高分布をミニ・コンピュータに取り込んだ。このデジタル・ウインドウは、各ウインドウの下限チャンネルと上限チャンネルをミニ・コンピュータのデータ取り込み用プログラムの入力データとして与えれば設定することができる。1個のデジタル・ウインドウは図中の‘B+C’の部分に設定し、捕獲ガンマ線を測定するのに用いた。他の3個は‘A’の部分内に設定し、‘C’のバック・グランド部分を決定するために用いた。バック・グランド（‘C’）の波高分布をフォア・グランド（‘B+C’）の波高分布から引けば、正味（‘B’）の捕獲ガンマ線の波高分布を得ることができる。

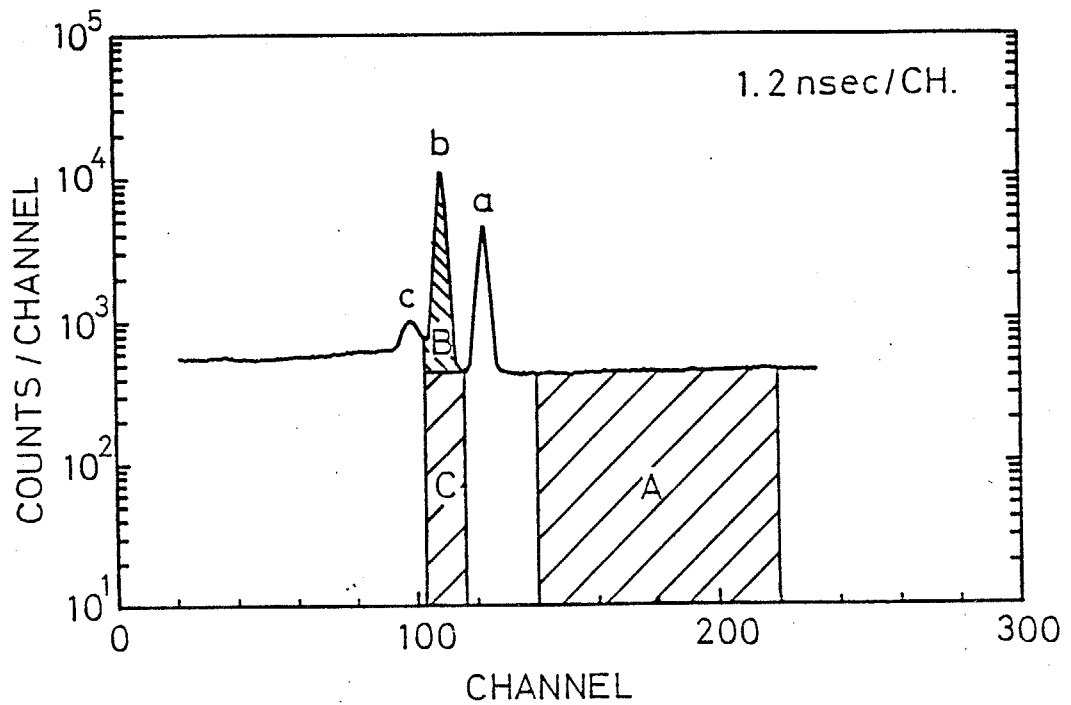


図 3 - 1 単色中性子を用いた測定の場合の、ガンマ線検出器系のTOFスペクトルの代表例。 ${}^6\text{LiH}$ 遮蔽材なしで新遮蔽体を用いて、Tb試料について、 125° 方向、入射中性子エネルギー410 keVの場合。

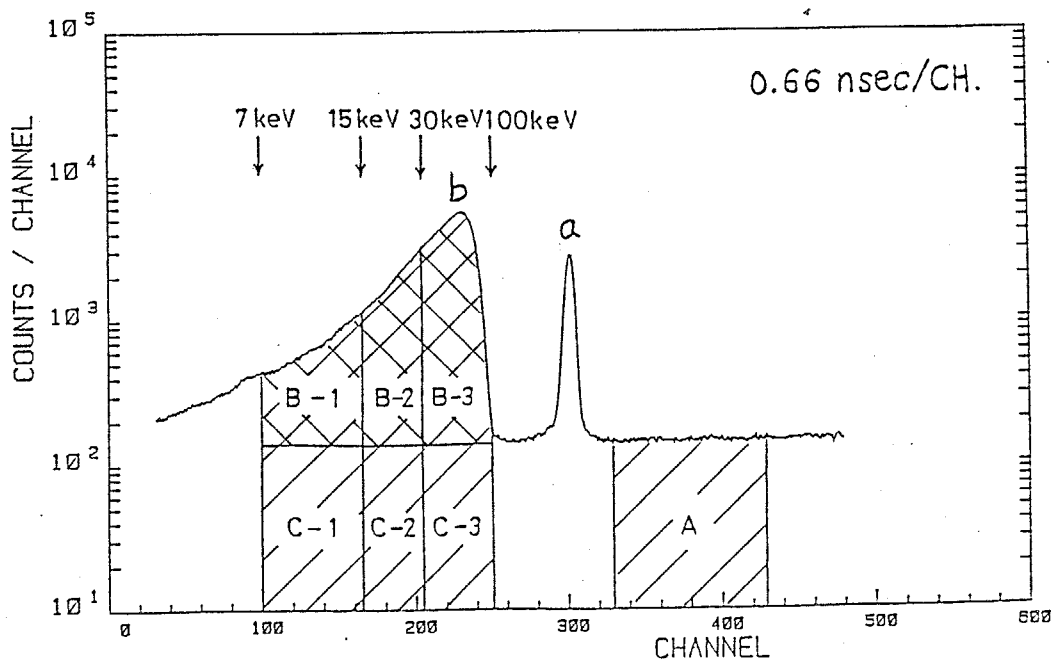


図 3 - 2 100 keV以下の連続中性子を用いた測定の場合の、ガンマ線検出器系のTOFスペクトルの代表的な例。 ${}^6\text{LiH}$ 遮蔽材なしで新遮蔽体を用いて、Tb試料について 125° 方向で測定した場合。

100 keV以下の連続中性子を用いた測定の場合の、ガンマ線検出器系のTOFスペクトルの代表的な例を図3-2に示す。この図も、 ${}^6\text{LiH}$ 遮蔽材なしで新遮蔽体を用いて、Tb試料について 125° 方向で測定した場合である。図中の非対称なピーク‘b’及び対称なピーク‘a’が、夫々、図3-1中のピーク‘b’と‘a’に対応している。‘b’のピークが非対称で低エネルギー側に裾を引いているのは、試料に入射する中性子が単色でなく連続的であるので、中性子源から試料までの中性子飛行時間が中性子によって異なるためである。この様なエネルギーの中性子は、前章第二節で述べた様に、前方の限られたコーン内にしか発生しないので、中性子ターゲット・ホルダーで散乱される中性子は殆どなく（前方には0.5 mm厚の銅バックグランドしかない）、図3-1中のピーク‘c’に対応するものは殆ど存在しないと考えられる。

中性子源と試料の距離は15 cmと短い、中性子エネルギーが低くなると、この間の中性子飛行時間はかなり長くなる。例えば、100 keVの中性子は34 ns、7 keVの中性子は130 nsの飛行時間を要し、その時間差は約100 nsである。この時間差と比較して、前述の様に、本実験の時間分解能は約5 nsと良いので（図3-2中のピーク‘a’の半値幅も参考にできる）、図3-2中のピーク‘b’の部分にデジタル・ウインドウを設けることにより、試料に入射する中性子エネルギー範囲を設定することができる。Tb試料の測定の場合、図3-2に示している様に、ピーク‘b’の部分に3個のデジタル・ウインドウを設けて、入射中性子エネルギー領域を、7~15 keV、15~30 keV、及び30~100 keVの3領域に分けた。残り1個のデジタル・ウインドウを殆ど時間に依存しないバック・グランド部分‘A’に設け、時間幅の規格化だけでバック・グランドC-1~3を決定し、正味（B-1~3）の捕獲ガンマ線の波高分布を測定した。

第二節 データ処理

1. 捕獲ガンマ線波高分布

図3-1中の‘A’の部分の事象の波高分布を図3-3に示す。図から、時間に殆ど依存しないバック・グラウンドは次の4種類から成っていることが分かる。

- (i) 自然バック・グラウンド： 主に、 ^{40}K の崩壊による1.460 MeVガンマ線と ^{208}Tl の崩壊による2.615 MeVガンマ線から成る。但し、図3-3中には、2.615 MeVガンマ線は他のバック・グラウンドに埋もれて観測されていない。このバック・グラウンドは時間依存性がない。
- (ii) 主NaI(Tl)検出器内で起こった $^{127}\text{I}(n_{th}, \gamma)$ ^{128}I 反応からの捕獲ガンマ線バック・グラウンド： 主検出器内で捕獲ガンマ線が発生するため、カスケード・ガンマ線を全て検出する確率が高く、 ^{127}I の中性子結合エネルギーに等しい6.826 MeVに強いピークを形成する波高分布を示す。このバック・グラウンドは、非常に僅かであるが、時間依存を示す。
- (iii) (ii)で述べた捕獲反応で生じた ^{128}I から発生するベータ線バック・グラウンド： ^{128}I の半減期は約25分なので、TOFスペクトル上では時間依存は無いと考えるが良い。
- (iv) 主検出器周辺の構造材による熱中性子捕獲ガンマ線バック・グラウンド： ホウ酸入りパラフィン中の ^{10}B による $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)$ ^7Li 反応からの0.478 MeVガンマ線と ^1H による $^1\text{H}(n, \gamma)$ D反応からの2.225 MeVガンマ線、及びFe、Cd等の構造材による熱中性子捕獲ガンマ線。特に、 ^{56}Fe の中性子捕獲状態から ^{57}Fe の基底及び第一励起状態への遷移による平均7.65 MeVのガンマ線は、高エネルギー領域に於ける主なバック・グラウンドの一つである。これらのバック・グラウンドも、非常に僅かではあるが、時間依存を示す。

これらの4種類のバック・グラウンドの時間依存を詳しく調べるため、図3-1の‘A’の部分に設定した3個のデジタル・ウインドウの各事象の波高分布を比べてみた。その結果、各波高分布は0.5%以内で一致していたので、今回のデータ処理では、バック・グラウンドの時間依存は無いと近似し、‘A’の部分の波高分布を、時間幅の規格化のみを行なって、バック・グラウンド‘C’の波高分布とした。

新遮蔽体のコリメータ部分に ^6LiH 遮蔽材を挿入すると、上で述べたバック・グラウンドの様子はかなり異なって来る。図3-4に、新遮蔽体に ^6LiH を挿入した場合としない場合のバック・グラウンドを比較して示す。各バック・グラウンド測定の際の測定時間及び中性子発生量は、ほぼ同じと考えて良い。図から、 $^{127}\text{I}(n_{th}, \gamma)$ ^{128}I 反応によるガンマ線及び ^{128}I からのベータ線が一桁程度減少し、他のバック・グラウンドはあまり変化していないことがわかる。このことは、主NaI(Tl)検出器中で起こっていた $^{127}\text{I}(n_{th}, \gamma)$ ^{128}I 反応は、主に、試料で散乱された中性子の内、コリメータを通して検出器方向に向かって行った中性子が減速されて熱化されたものによ

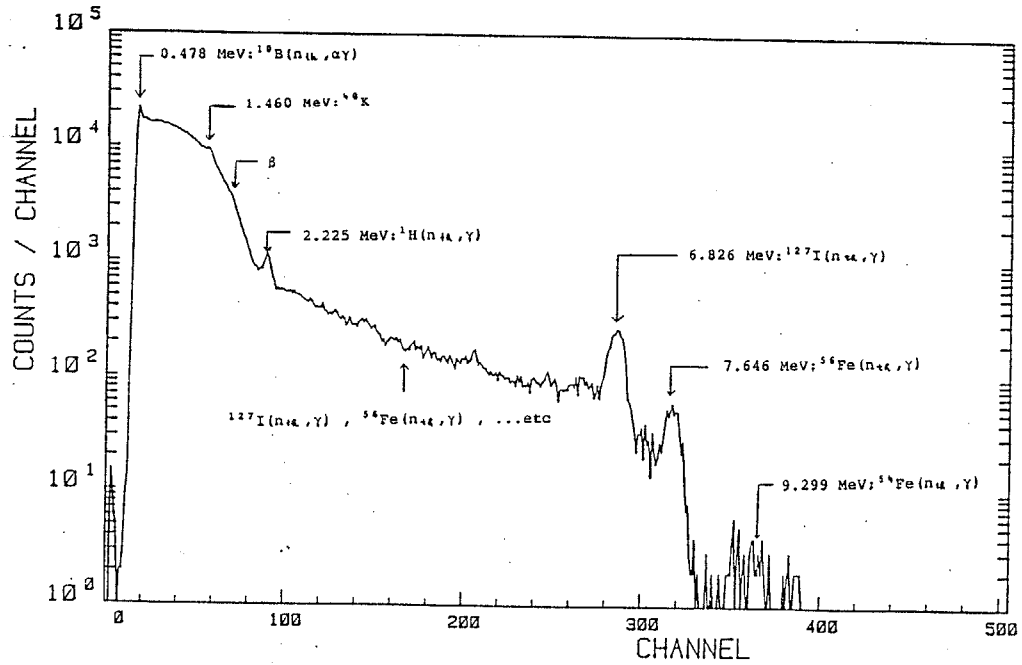


図 3-3 中性子捕獲ガンマ線測定の際、ガンマ線検出器によって測定される時間にあまり依存しないバック・グラウンド（図3-1,2のAの部分）の波高分布。 ${}^6\text{LiH}$ 遮蔽材を用いない場合。

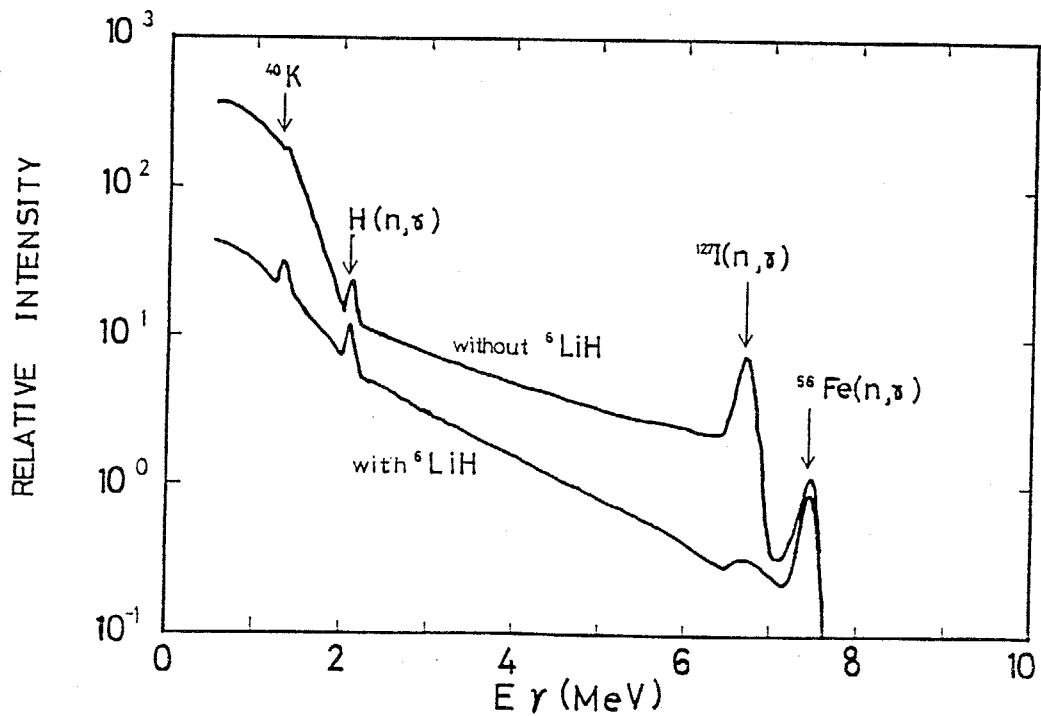


図 3-4 ガンマ線検出器によって測定される時間にあまり依存しないバック・グラウンドの比較。 ${}^6\text{LiH}$ 遮蔽材が有る場合と無い場合。

て起こされていたことを示す。更に、他の構造材による熱中性子捕獲反応は、この様な中性子によってはあまり引き起こされていないことが分かる。

バック・グラウンドを引いて得られた図3-1の‘B’の部分の事象の波高分布、即ち正味のTbの410keV中性子捕獲ガンマ線波高分布を、図3-5(a)に示す。他の全ての試料及び入射中性子エネルギーについて、この様な正味の捕獲ガンマ線波高分布が得られたが、図に示すのは割愛する。

2. アンフォールディング及びガンマ線自己吸収の補正

試料表面から放出されたガンマ線のエネルギー分布を $\nu_s(E_\gamma)$ とすると、検出器の出力波高分布 $h(I)$ は、

$$h(I) = \int \nu_s(E_\gamma) R(E_\gamma, I) dE_\gamma \quad (3-1)$$

と書ける。ここで、 $R(E_\gamma, I)$ は前章第四節で定義した検出器の応答関数である。ところで、試料表面から放出されるガンマ線のエネルギー分布 $\nu_s(E_\gamma)$ は、捕獲ガンマ線スペクトル $\nu(E_\gamma)$ と異なる。なぜならば、試料中のある原子核から放出されたガンマ線は、試料中の他の原子によって散乱・吸収されることがあるからである。従って、先ず、捕獲ガンマ線スペクトル $\nu(E_\gamma)$ と試料表面から放出されるガンマ線のエネルギー分布 $\nu_s(E_\gamma)$ との関係を知る必要がある。

エネルギー E_γ' の単色のガンマ線源が試料中に一様に分布して、全強度が単位強度であり、等方的にガンマ線を放出したとする。そして、この時、試料表面から放出されるガンマ線のエネルギー分布を $R_s(E_\gamma', E_\gamma)$ とする。すると、捕獲ガンマ線が試料中で一様に等方的に発生するという近似の元で、

$$\nu_s(E_\gamma) = \int \nu(E_\gamma') R_s(E_\gamma', E_\gamma) dE_\gamma' \quad (3-2)$$

が成り立つ。この関係式を(3-1)式に対応させて考えると、 $R_s(E_\gamma', E_\gamma)$ は一種の‘応答関数’とみなすことができる。この‘応答関数’は試料の元素番号Zと形状によって決まるが、本研究ではモンテ・カルロ法による計算で求めた。Pr試料についての‘応答関数’の例を図3-6に示す。図から、発生ガンマ線のエネルギーが低くなると、コンプトン散乱の影響が増してくることが分かる。他の試料の‘応答関数’もPrの場合と同様である。

(3-2)式を(3-1)式に代入すると、

$$h(I) = \iint \nu(E_\gamma') R_s(E_\gamma', E_\gamma) R(E_\gamma, I) dE_\gamma' dE_\gamma$$

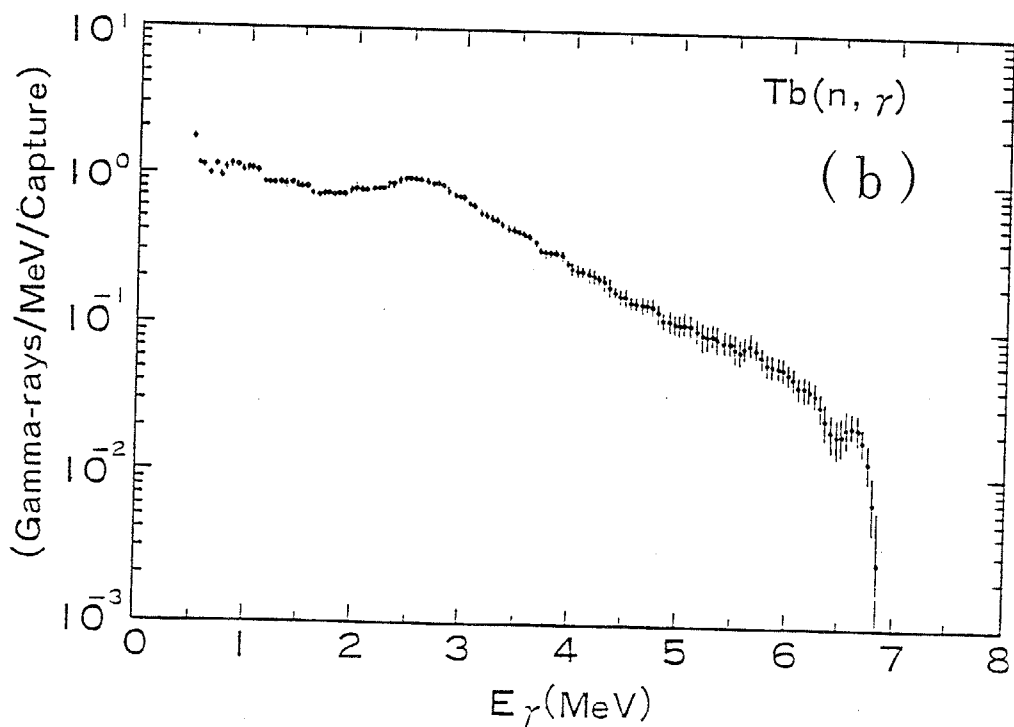
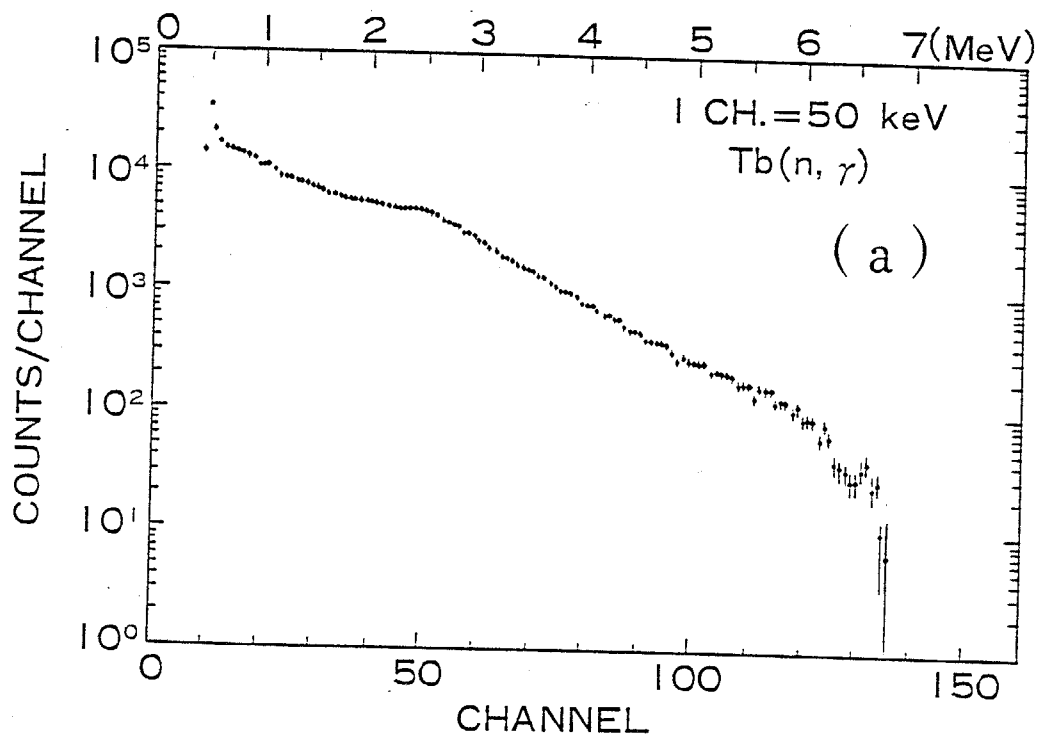


図 3-5 (a)正味の捕獲ガンマ線波高分布の一例。Tb試料について、入射中性子エネルギー410 keV、125°方向で測定した場合。(b)ガンマ線検出器の‘合成応答行列’を用いて、(a)の波高分布をアンフォールディングした結果。即ち、Tbの中性子捕獲ガンマ線スペクトル。

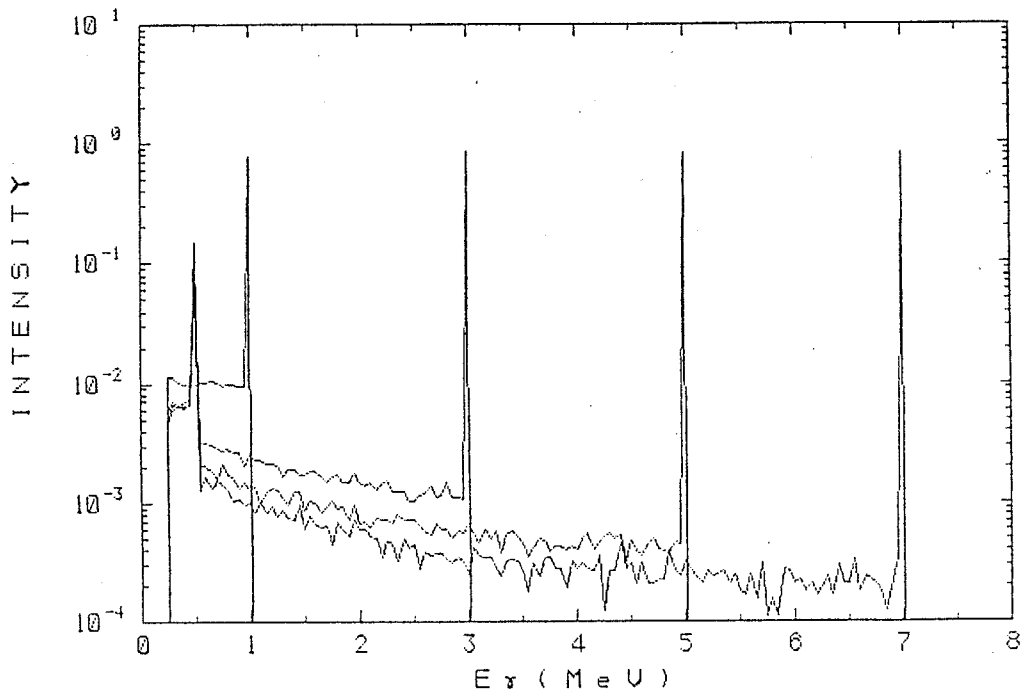


図3-6 'Pr試料の応答関数'の例。(この応答関数の定義は本文参照。)図には1,3,5,7 MeVのガンマ線に対する'応答関数'が示されている。0.5 MeVのピークは試料中で発生した消滅ガンマ線である。コンプトン散乱によって生じた部分の変動はモンテ・カルロ計算の統計誤差によって生じた。

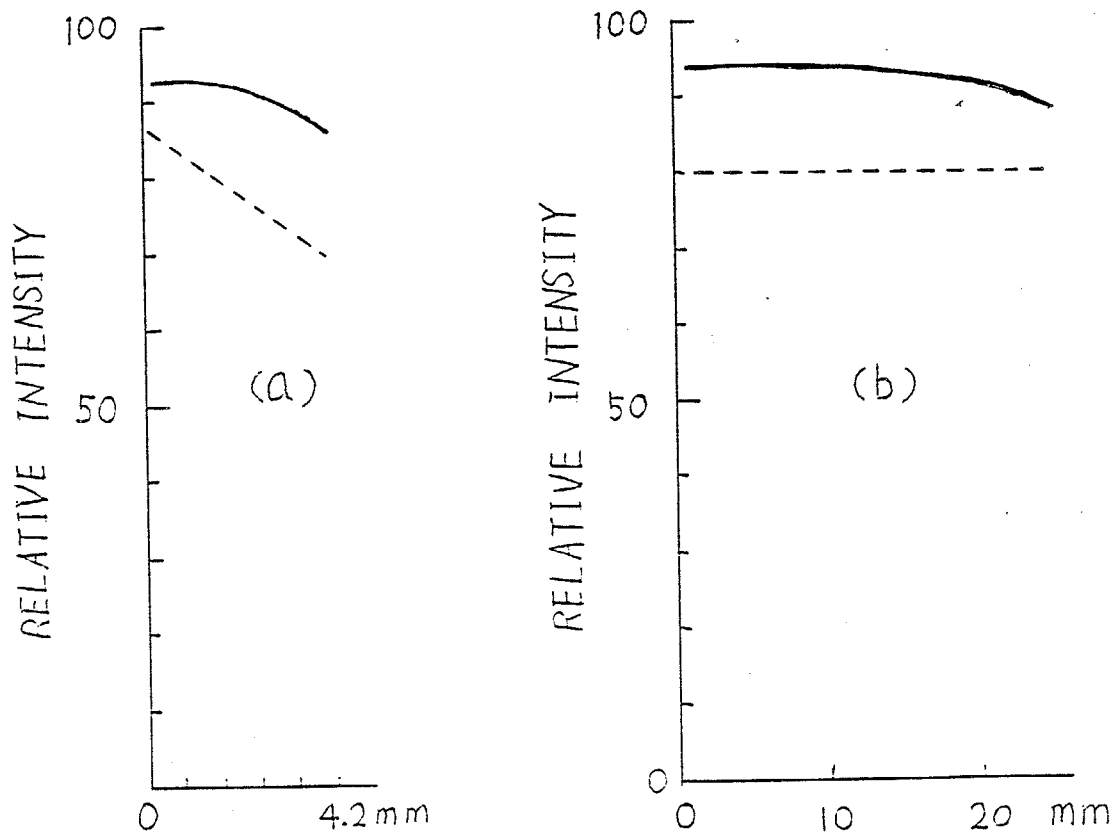


図3-7 Au試料中の中性子捕獲ガンマ線発生分布の計算結果。入射中性子エネルギー420 keVの場合。実線が全衝突(5回衝突まで追跡)で捕獲された場合。点線は最初の衝突で捕獲された場合のうちわけ。(a)厚さ方向の分布。(b)半径方向の分布。

$$= \int \nu(E_{\gamma'}) \left\{ \int R_s(E_{\gamma'}, E_{\gamma}) \right. \\ \left. \times R(E_{\gamma}, I) dE_{\gamma} \right\} dE_{\gamma'} \quad (3-3)$$

となる。行列表現では、

$$h = R_c \nu \quad (3-4)$$

となる。但し、

$$R_c = R R_s \quad (3-5)$$

であり、これを合成応答関数と呼ぶ。合成応答関数は、前章第四節で述べたガンマ線検出器の応答関数と上記の‘応答関数’から求めることができる。従って、(3-4)式は、形式的には、

$$\nu = R_c^{-1} h \quad (3-6)$$

と解くことができる。即ち、測定された波高分布から捕獲ガンマ線スペクトルを求めることができる。一般に、この様に、応答関数等で畳み込まれた(folding)結果(ここでは波高分布)から元のもの(ここでは捕獲ガンマ線スペクトル)を引き出す操作をアンフォールディング(unfolding)と言う。本研究では、上で述べた合成応答関数を用いて、計算機コードFERDOR[KEN70]によってアンフォールディングを行なった。

上で述べた様に、試料自身による捕獲ガンマ線の吸収・散乱の補正の際に、‘(i)ガンマ線は試料中で一様に、(ii)等方的に発生する。’という近似を用いたが、その妥当性を以下の様に検討した。

(i)の近似の検討として、Au試料について、入射中性子エネルギー420keVの場合の試料中の捕獲ガンマ線発生分布をモンテ・カルロ法で計算してみた。平行な中性子線を試料に入射させて、弾性散乱した中性子を追跡し、各衝突の際に捕獲される確率を各空間メッシュ毎に積算し、捕獲ガンマ線発生分布を求めた。尚、この計算の際、中性子の非弾性散乱の効果は無視した。計算結果を図3-7に示す。図3-7(a)は厚さ方向の分布であり、図3-7(b)は動径方向の分布である。又、図中の点線は最初の衝突で捕獲された内訳であり、実線が全衝突(今回は5回衝突まで追跡した)で捕獲

された分布を示している。厚さ方向の分布をみると、最初の衝突で起こった捕獲反応の分布は、当然ながら、指数分布であるが、多重散乱の効果を含んだ全捕獲反応分布はかなり一様分布に近いことが分かる。この結果は、計算の際に無視した非弾性散乱を取り入れても、非弾性散乱断面積は弾性散乱断面積よりも等方性が強いので、変わらないと考えられる。更に、一様分布からの多少のずれが前述の‘応答関数’にどの程度影響するかを調べるため、Au試料について、極端な例である図3-7の点線で示した分布と一様分布の両方について‘応答関数’の計算を行ない比較した。その結果、両方の‘応答関数’は殆ど一致した。以上のことから、(i)の近似は非常に精度の良いものであることが分かった。

(ii)の近似の影響は図3-6で示した‘応答関数’のコンプトン部分にしか現われないうが、図から分かる様に、コンプトン部分のレベルは直接線のピークに比べて2~3桁低い。又、非分離共鳴領域での中性子捕獲ガンマ線スペクトルの角分布はかなり等方的である。従って、(ii)の近似もかなり精度の良いものと考えられる。

3. 捕獲ガンマ線スペクトルの規格化

中性子が標的核に捕獲された状態は(捕獲状態)、標的核の中性子結合エネルギー(B_n)と入射中性子エネルギー(E_n)を加えた分だけエネルギー的に励起されている。従って、捕獲状態から幾つかのガンマ線を放出して残留核の基底状態へ遷移した場合(普通の捕獲反応に当たる)、放出された全ガンマ線のエネルギーの和は捕獲状態の励起エネルギー($B_n + E_n$)に等しい。そこで、測定用試料が一種類から成る場合、捕獲ガンマ線スペクトル $\nu(E_\gamma)$ を γ -rays/MeV/capture 単位で与えると、

$$\int_0^{B_n + E_n} E_\gamma \nu(E_\gamma) dE_\gamma = B_n + E_n \quad (3-7)$$

という関係式が成り立つ。

本実験で測定される捕獲ガンマ線スペクトルは、厳密には、角度 125° に於ける微分捕獲ガンマ線スペクトルである。しかし、非分離共鳴領域の一次捕獲ガンマ線は主にE1遷移ガンマ線によるから、前章第一節で述べた様に、測定された 125° の微分捕獲ガンマ線スペクトルに単に 4π を掛けると(全)捕獲ガンマ線スペクトルが得られる。この様にして得られた捕獲ガンマ線スペクトルは、その単位が上記の単位であるならば、(3-7)式を満たしている。従って、逆に、測定から得られた相対捕獲ガンマ線スペクトルを(3-7)式によって規格化することができる。本研究では、この様な方法で捕獲ガンマ線スペクトルの規格化を行なった。但し、規格化の際に、AgとSbについては、夫々ほぼ同じ存在比の二つの同位体から成るので、中性子結合エネルギーとして平均的な値を用い、InとLuについては、存在比の僅かな同位体の影響を無視した。又、MoとSnについては、同位体の数が非常に多く、又、同位体によって中性子結合

エネルギーがかなり異なるので、(3-7)式による規格化は行なわず、捕獲ガンマ線スペクトルを相対値で与えた。尚、(3-7)式で規格化されたスペクトルに捕獲断面積(m b)を掛けると、スペクトルはm b/MeV単位になる。

本実験では、前章第一節で述べた様に、二台中性子モニターを使用している。そして、これら二台の検出器の中性子検出効率はかなり精度良く較正されている。従って、上で述べた様な規格化を行なわなくても、原理的には、捕獲ガンマ線スペクトルの絶対値を求めることができる。しかし、捕獲断面積を測定する際に普通用いられる試料と比較すると、本実験に用いられた試料は厚く、図3-7からも分かる様に、入射中性子の多重散乱の影響がかなり大きい。従って、捕獲ガンマ線スペクトルの絶対値を求めるためには、各試料の各入射中性子エネルギーのデータについて、夫々、多重散乱の影響をモンテ・カルロ法等による計算で補正する必要がある。ところで、本実験で用いた試料の質量数は93~197と大きいので、試料によって弾性散乱された中性子のエネルギーは元のエネルギーと殆ど変わらない。従って、入射中性子の多重散乱の影響は、スペクトルの絶対値には直接的に現われるが、スペクトルの形には殆ど現われないと考えられる。そこで、多重散乱の影響を計算で補正して絶対値化するよりは、(3-7)式で規格化する方が得策と考えた。

4. 捕獲ガンマ線スペクトルの誤差

図3-5(a)で示したTbの捕獲ガンマ線波高分布をアンフォールディングして得られた捕獲ガンマ線スペクトルを図3-5(b)に示す。図中に示した誤差には、統計誤差(これは図3-5(a)中に示されている)、ガンマ線検出器の検出効率の誤差、及びアンフォールディングの際に発生する誤差が含まれている。アンフォールディング用コードFERDORは最大解と最小解を出力するので[KEN70]、これらの解の差の半分をアンフォールディングの際に発生する誤差とした。

(3-7)式を用いた規格化の際に生じる誤差は図中の誤差に含まれていない。この誤差は、(3-7)式中の積分範囲が $0 \sim B_0 + E_0$ であるのに対し、測定値にはディスクリミネーション・レベルによる下限 E_0 が存在することによって生じる。しかし、図3-5(b)から分かる様に、本実験による測定結果では、 E_0 は約0.5 MeVと低い値である。又、(3-7)式中の被積分関数は E_0 とスペクトルの積となっている。従って、全領域の積分値と比較すると、 $0 \sim E_0$ の領域の積分値は小さく、 $0 \sim E_0$ の領域へのスペクトルの外挿が大きな誤差を含んでも、積分値に与える誤差は小さくなる。実際、スペクトルの低エネルギー部分への外挿を考えられる範囲で幾通りか行ない、この誤差がどの程度のものかを評価した結果、規格化によって生じる誤差は最大5%程度であることが分かった。尚、この誤差はスペクトルの形には影響を与えず、単にスペクトルの絶対値を変化させるのみである。

図3-5の(a)と(b)を見比べると、(b)の捕獲ガンマ線スペクトル中に観測

されている大小の構造は、必ず、(a)の波高分布中に対応する構造を持っていることが分かる。このことは、本測定で得られた捕獲ガンマ線スペクトル中に観測される構造は、アンフォールディングによって生じる振動等によるものではなく、捕獲ガンマ線スペクトルに固有なものであることを示している。

第三節 測定結果及び他データとの比較

Nb~Auの14核種について、前節で述べたデータ処理を行なった後、中性子捕獲ガンマ線スペクトルを得た。得られたスペクトルの誤差は、特にスペクトル強度の弱い部分を除いて、数%~10%程度であり、過去の他の測定者によるデータと比べてかなり精度の良い結果を得た。又、得られたスペクトルのエネルギー分解能も、実験に用いたNaI(Tl)検出器のエネルギー分解能から判断して、十分満足のゆくものであった。以降、核種別に測定結果を示し、他データとの比較を行なう。

1. Nb

Nbの捕獲ガンマ線スペクトルの測定結果を図3-8に示す。図中、◆で示しているのが今回の結果であり（以後、全ての核種について、今回の測定結果は◆で示す）、入射中性子エネルギーは420keVである。 $E_{\gamma} > 6 \text{ MeV}$ の領域には捕獲状態から残留核の低励起状態への遷移によるガンマ線で形成されたピークが観測され、 $E_{\gamma} < 1.5 \text{ MeV}$ の領域には残留核の低励起準位間の遷移によるカスケード・ガンマ線で形成されたピークが観測されている。又、これらの間の領域では、細かく弱い構造は多少観測されているが、全体的には滑らかな形のスペクトルになっており、アノマラス・バンプは観測されていない。図中に残留核 ^{94}Nb の低励起状態の準位構造を示しているが、7MeV付近の深い谷は、丁度、準位構造中の準位が疎な励起エネルギー領域に対応していることが分かる。

◇あるいは○で示しているのはVoignier et al. [VOI86]の $E_n = 500 \text{ keV}$ に於ける測定結果である。彼らと我々の測定条件は非常に良く似ているが、彼らは 90° 方向で絶対測定を行ない、捕獲ガンマ線スペクトルを‘二重微分捕獲断面積’で与えている。彼らの‘二重微分捕獲断面積’は $\text{mb} / (\text{st} \cdot \text{MeV})$ 単位で、ガンマ線エネルギーと角度について積分すると捕獲断面積に等しくなる様に定義されている。又、彼らは、捕獲ガンマ線スペクトルは等方的であると仮定し、マルチプリシティ (Multiplicity: 一捕獲反応当たり放出されるガンマ線の平均の数) と捕獲断面積も与えている。そこで、かれらの捕獲ガンマ線スペクトルを、 4π とマルチプリシティを乗じた後に捕獲断面積で除して、我々の単位に変換して図中に示した。両方のデータを比較すると、スペクトルの全体的な形及び構造が非常に良く一致していることが分かる。但し、我々のデータの方が、エネルギー分解能が良いので、細かい構造を顕著に示している。特に、6MeV以上の離散的ガンマ線によるピークが現われる領域で、その傾向が大きい。尚、我々の測定値はガンマ線エネルギー0.6MeV以上の範囲で与えているのに対して、彼らの検出器の応答行列は低いエネルギー領域で不正確なため、彼らの測定値は1.5MeV以上でしか与えられていない。又、彼らのデータに示している誤差は統計誤差のみで、前節で述べた我々の誤差とは異なっていることを付け加えておく。

ヒストグラムで示されているのは、 $E_n = 430 \text{ keV}$ で 90° 方向で測定されたBarr

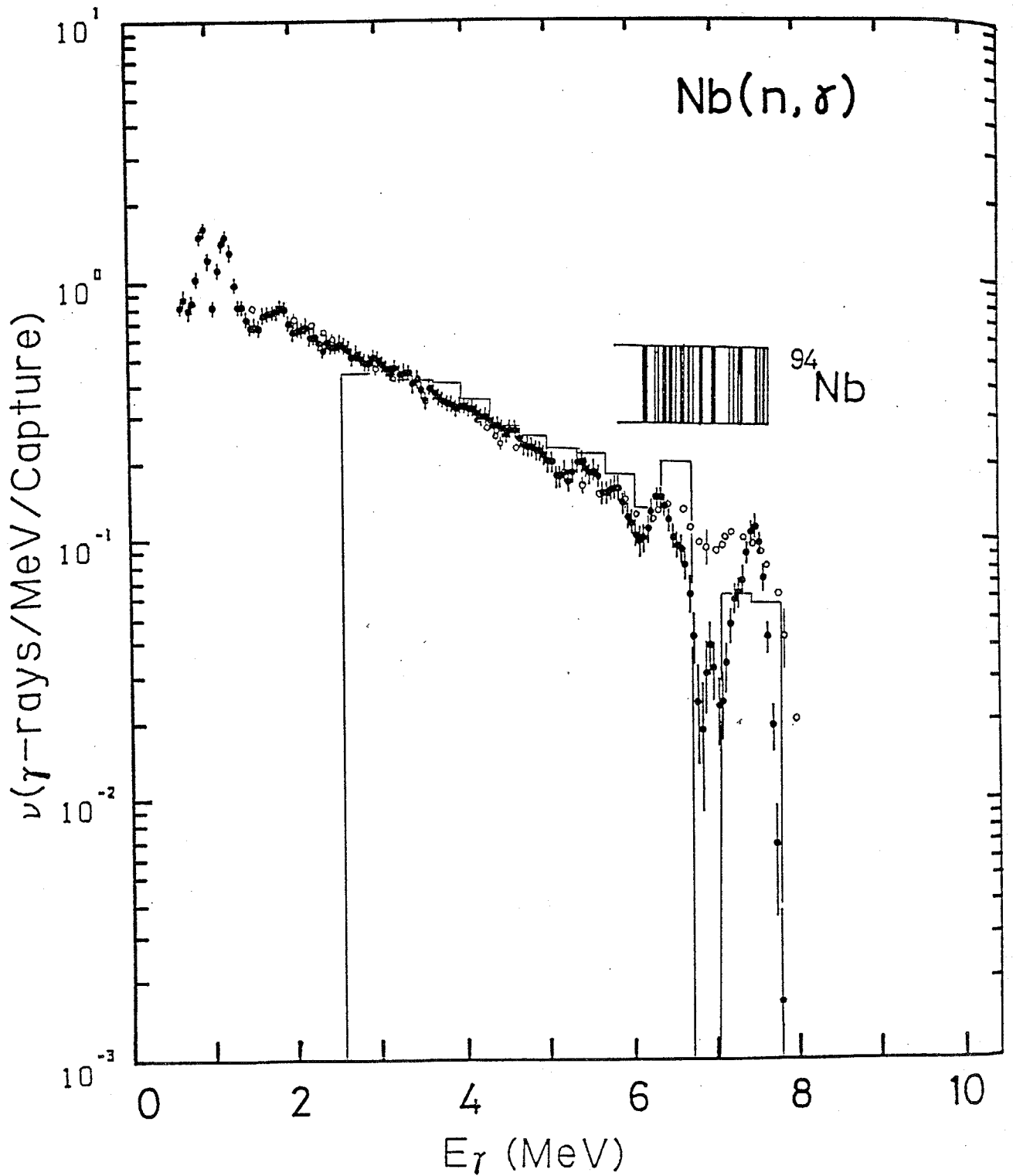


図3-8 Nbの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定結果。◆が今回の我々の結果($E_n=420\text{keV}$)、◇あるいは○はVoignier et al. [VOI86]の測定値($E_n=500\text{keV}$)、ヒストグラムはBarrett et al. [BARR77]の測定値($E_n=430\text{keV}$)を示す。挿入図は残留核 ^{94}Nb の低励起状態の準位構造を示している。

ett et al. [BARR 77] のデータである。彼らのデータは相対強度で与えられているので、 $E_{\gamma} = 3 \text{ MeV}$ の点で我々のスペクトルに規格化して図示した。彼らのスペクトルは、我々と Voignier et al. のスペクトルと比較して、 $E_{\gamma} = 2.5 \sim 6.5 \text{ MeV}$ の範囲で傾きがなだらかである。又、 $E_{\gamma} = 7.5 \text{ MeV}$ のピークの強度が少し弱くなっている。尚、彼らの測定値は $E_{\gamma} > 2.5 \text{ MeV}$ の範囲でしか与えられておらず、又、測定誤差についての記述は一切なされていない。

2. Mo

Mo の測定結果を図 3-9 に示す。入射中性子エネルギーは 420 keV である。 $E_{\gamma} > 5 \text{ MeV}$ の領域では複雑な構造が観測されているが、これは、Mo の各天然同位体の捕獲状態から各残留核の低励起エネルギー状態への遷移による離散的ガンマ線によって形成されたものと考えられる。図中に各残留核の低励起準位構造を示しているが、この準位構造とガンマ線スペクトルの構造を見比べると、両方の構造が大まかに対応していることが分かる。尚、準位構造図の所の数字は残留核の質量数を示している。 $E_{\gamma} < 1.5 \text{ MeV}$ の領域では、残留核の低励起状態間の遷移によるガンマ線によって形成されていると考えられるピークが幾つか観測されている。特に、 $E_{\gamma} = 0.8 \text{ MeV}$ のピークは非常に強度が強く、Mo の捕獲ガンマ線スペクトルの特徴的なピークである。このピークは、その半値幅がこのエネルギー点に於ける検出器の分解能より広いので、単一のガンマ線ではなく複数のガンマ線によって形成されていると考えられる。上記の二領域の間の領域では、細かく弱い構造は観測されているが、全体的には滑らかな形のスペクトルになっており、アノマラス・バンプは観測されていない。

◇あるいは○で示しているのは、 $E_n = 0.2 \sim 0.6 \text{ MeV}$ の範囲で 125° 方向で測定された Morgan et al. [MOR 75+] のデータであり、誤差棒は間引いて示している。彼らは捕獲ガンマ線スペクトルを mb/MeV 単位の絶対値で与えているが、図を見易くするため、彼らの測定値を $E_{\gamma} = 3 \text{ MeV}$ の点で我々の測定値に規格化した後に $1/5$ 倍して図に示した。我々の測定結果と彼らの結果は、 $E_{\gamma} = 0.8 \text{ MeV}$ の強いピーク及び高エネルギー領域の構造も含めて、全エネルギー領域で非常に良く一致している。但し、彼らは我々よりも低エネルギー領域まで測定データを与えており、 $E_{\gamma} = 0.5 \text{ MeV}$ に強いピークがあることを示している。しかし、このピークには試料中等で発生する 0.511 MeV 消滅ガンマ線がかなり含まれていると考えられる。尚、測定精度は我々の方がかなり良いことが図から分かる。

ヒストグラムは $E_n = 430 \text{ keV}$ で 90° 方向で測定された Barrett et al. [BARR 77] の測定値で、 $E_{\gamma} = 3 \text{ MeV}$ の点で我々の測定値に規格化してある。スペクトル全体の形は我々のデータとかなり良く一致しているが、 $E_{\gamma} = 8 \sim 9 \text{ MeV}$ の構造に明らかな不一致が見られる。

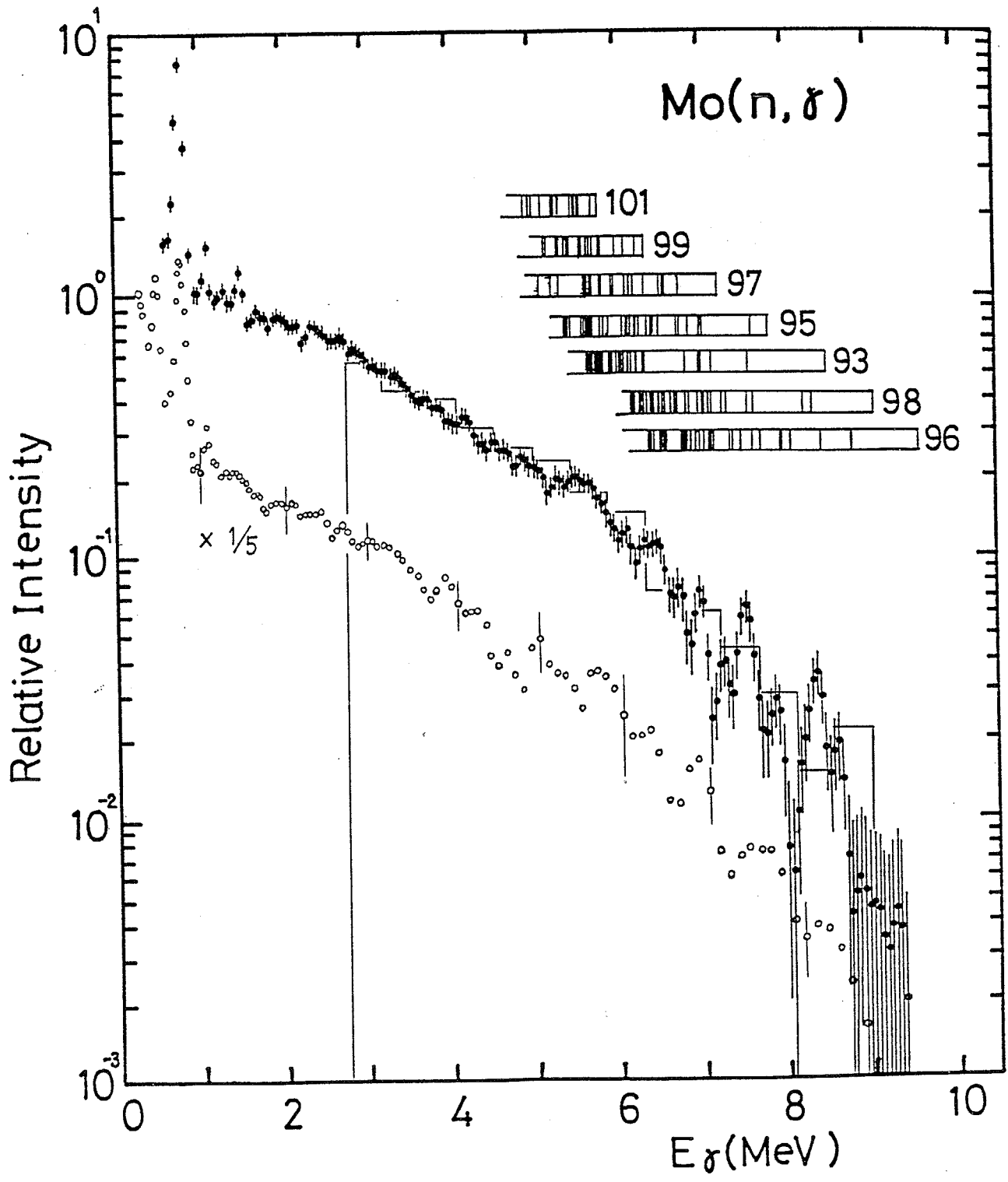


図3-9 Moの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定結果。♦が今回の我々の結果($E_n=420\text{keV}$)、◇あるいは○はMorgan et al. [MOR75+]の測定値($E_n=0.2\sim 0.6\text{MeV}$)、ヒストグラムはBarrett et al. [BARR77]の測定値($E_n=430\text{keV}$)を示す。挿入図は残留核の低励起状態の準位構造を示しており、数字は各残留核の質量数を示している。

3. Ag

Agの測定結果を図3-10に示す。入射中性子エネルギー25 keV (15~30 keV)の結果と70 keV (30~100 keV)の結果が示されているが、見やすくするため、前者の結果は1/5倍されている。両方のスペクトル共、 $E_{\gamma} > 5.5 \text{ MeV}$ の領域では、捕獲状態から残留核の低励起状態への遷移によるガンマ線によって形成されていると考えられるピークが幾つか観測されている。 $E_{\gamma} < 5.5 \text{ MeV}$ の領域では両方のスペクトルは全体的になだらかな形をしているが、両スペクトル共に $E_{\gamma} = 2 \sim 3 \text{ MeV}$ の領域でスペクトルが僅かながら盛り上がっている。この盛り上がりはアノマラス・バンプの候補であるが、立ち入った議論は次章で述べる。

Agの他の測定としては、パイオニア的なBergqvist and Starfelt [BER 62]の $E_n = \text{thermal} \sim 300 \text{ keV}$ の領域の4エネルギー点に於ける測定があるが、彼らは波高分布に波高を乗じたスペクトルを波高エネルギー1.5 MeV以上で与えているのみである。又、20年以上前の測定なのでエネルギー分解能及び測定精度も悪く、スペクトルの構造は一切観測されていない。

4. In

Inの測定結果を図3-11に示す。入射中性子エネルギーは、25 keV (15~30 keV)、70 keV (30~100 keV)、及び560 keVである。 $E_{\gamma} > 5 \text{ MeV}$ の領域では、各スペクトル共、捕獲状態から残留核の低励起状態への遷移によるガンマ線で形成されていると考えられるピークが観測されている。この領域のスペクトルの構造を見ると、入射中性子エネルギー25 keVと70 keVのスペクトルの構造は良く似ているが、入射中性子エネルギー560 keVのスペクトルの構造は他のものよりも約500 keV高エネルギー側に移動した形となっている。これは、入射中性子エネルギーの差に依っている。 $E_{\gamma} < 1.5 \text{ MeV}$ の領域では、残留核の低励起状態間の遷移によるカスケード・ガンマ線で形成されていると考えられる構造が観測されている。当然ながら、カスケード・ガンマ線による構造は入射中性子エネルギーには殆ど依存しないので、この領域の構造は全てのスペクトルについて良く似ている。 $1.5 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 5 \text{ MeV}$ の領域について見ると、全体的には滑らかな形をしているが、Agの場合と同様に、 $E_{\gamma} = 2 \sim 3 \text{ MeV}$ の所で全てのスペクトルが僅かながら盛り上がっている。この盛り上がりもアノマラス・バンプの候補となるが、詳しい議論は次章で述べる。

図中、◇あるいは○で示されているのはBrzosko et al. [BRZ 71]の入射中性子エネルギー約400 keVに於ける測定値であり、図を見易くするため、誤差棒は間引いて示してある。彼らは捕獲ガンマ線スペクトルを $\text{mb}/0.15 \text{ MeV}$ 単位の絶対値で与えているが、比較を容易にするため、彼らの測定値を $E_{\gamma} = 3 \text{ MeV}$ の点で我々の入射中性子エネルギー560 keVの測定値に規格化して示してある。彼らは、ガンマ

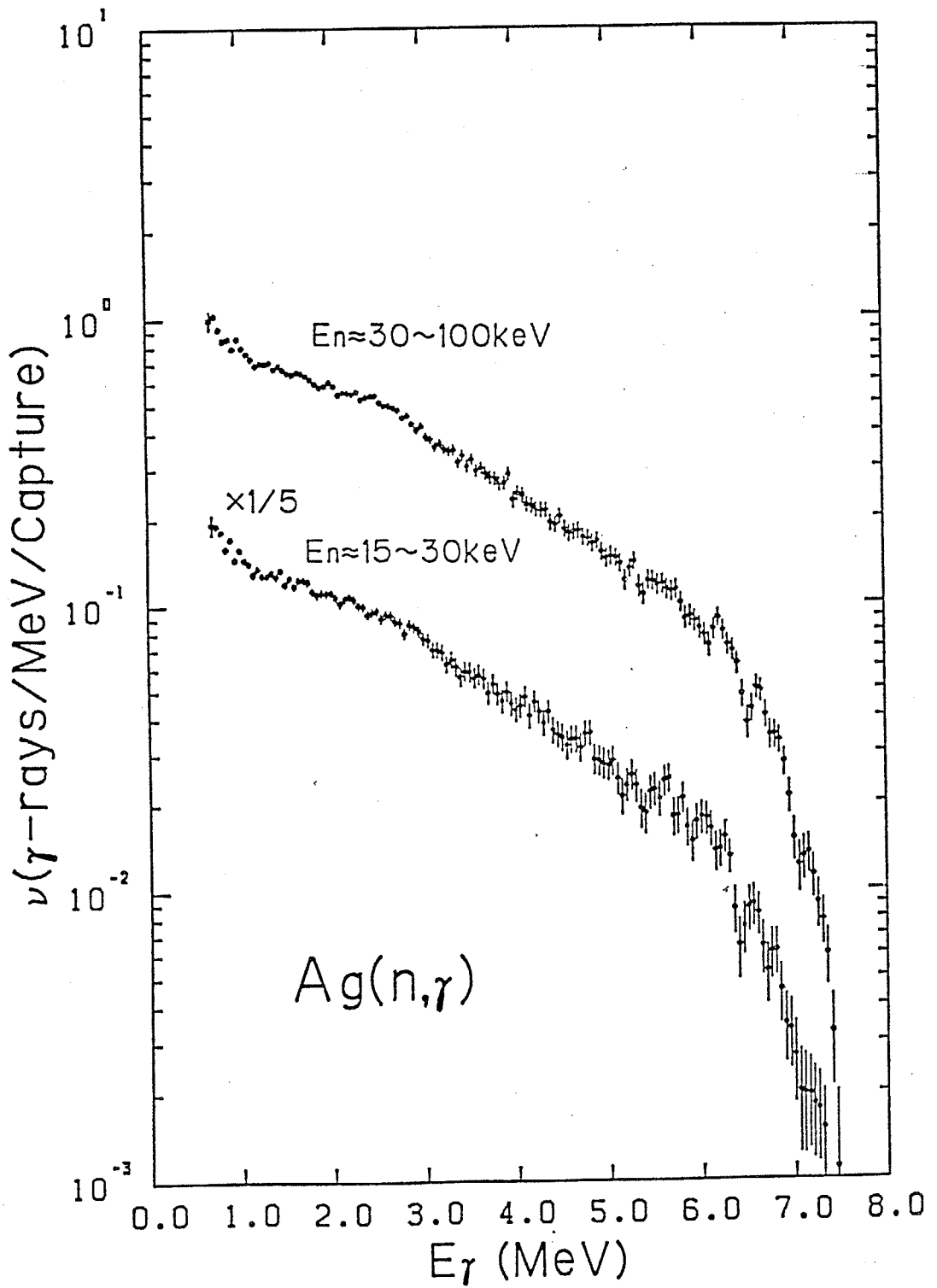


図 3 - 10 Ag の中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定結果。 $E_n = 15 \sim 30 \text{ keV}$ の結果は $1/5$ 倍して示してある。

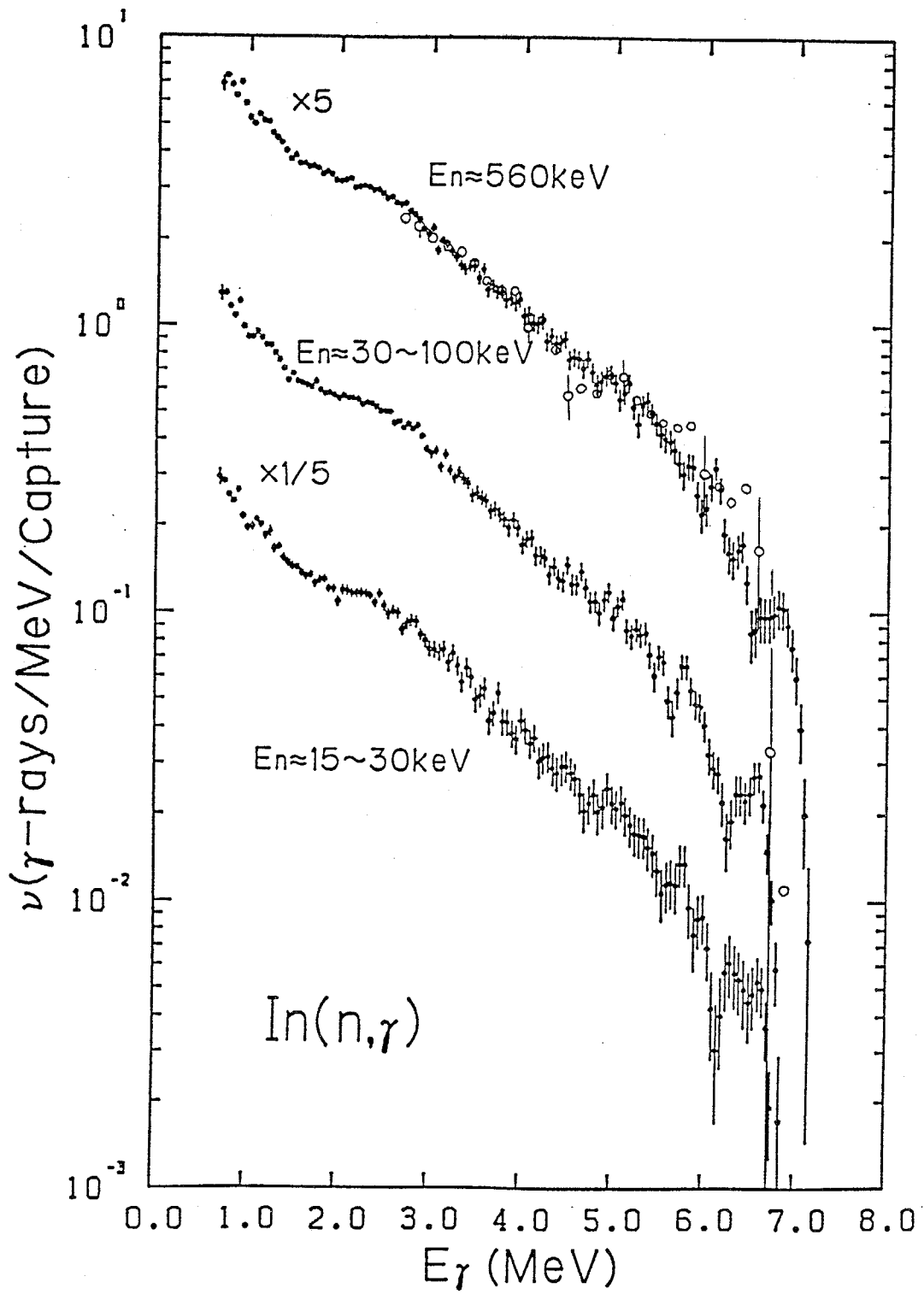


図3-11 Inの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定結果。◆が今回の我々の結果であり、図中に示されている中性子エネルギーは我々の結果に対してのものである。◇あるいは○で示されているのはBrzosko et al. [BRZ71]の測定値($E_n=400\text{keV}$)である。

線エネルギー約2.7 MeV以上の領域で、0.15 MeV間隔で測定値を与えているが、スペクトル全体の形は我々の測定値とかなり良く一致している。しかし、彼らのスペクトルは $5 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 6.5 \text{ MeV}$ の範囲で我々のものより少し高くなっており、ハードなスペクトルとなっている。

5. Sn

Snの測定結果を図3-12に示す。入射中性子エネルギーは420 keVである。 $E_{\gamma} > 5 \text{ MeV}$ の領域ではスペクトルは複雑な構造を示しているが、これは、Snの各同位体の中性子捕獲状態から各残留核の低励起状態への遷移によるガンマ線によって形成されていると考えられる。各残留核の低励起準位構造の略図を図中に示しておくが（同位体存在比1%以下のものは省略してある）、スペクトルの構造と低励起準位構造が良く対応していることが分かる。尚、図中の数字は残留核の質量数を示している。 $E_{\gamma} < 2 \text{ MeV}$ の領域では、残留核の低励起状態間の遷移によるカスケード・ガンマ線で形成されていると考えられる複雑な構造が観測されているが、1.2 MeV付近の鋭いピークが特徴的である。 $2 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 5 \text{ MeV}$ の領域では、あまり複雑な構造は観測されていないが、 $E_{\gamma} = 2.5 \sim 3.5 \text{ MeV}$ の領域でかなり顕著にスペクトルが盛り上がっている。この盛り上がりもアノマラス・バンプの候補であるが、検討は次章で行なう。

図中にヒストグラムで示されているのは、入射中性子エネルギー430 keVに於けるBarrett et al. [BARR77]の測定値である。彼らの測定値も相対値なので、 $E_{\gamma} = 3 \text{ MeV}$ の点で我々の測定値に規格化して示している。彼らのスペクトル中にも $E_{\gamma} = 5.5 \text{ MeV}$ 及び $E_{\gamma} = 6.5 \text{ MeV}$ 付近の構造が観測されているが、エネルギー分解能が悪いため（誤差についての記述は一切ないが、精度もかなり悪いと考えられる）、その他の構造は観測されていない。

6. Sb

Sbの測定結果を図3-13に示す。入射中性子エネルギーは、25 keV（15～30 keV）、70 keV（30～100 keV）、及び560 keVである。Sbのスペクトルで特徴的なことは、高エネルギー・ガンマ線領域には構造が観測されているものの、平均的には、最大ガンマ線エネルギー領域（ $B_n + E_n$ ）まで直線的にスペクトルが減衰していることである。この特徴は、図3-11に示しているInのスペクトルと比較すると良く分かる。即ち、 $E_{\gamma} = 5 \sim 7 \text{ MeV}$ の領域で、Inの場合は、上に凸な曲線でなだらかに最大エネルギー領域までスペクトルは減衰しているが、Sbの場合、最大エネルギー領域まで直線的にスペクトルが減衰し、突然スペクトルが終了する形となっている。見方を変えれば、Sbの場合、 $E_{\gamma} = 5 \sim 7 \text{ MeV}$ の領域に過度にガンマ線が発生しており、これは一種のアノマラス・バンプと考えることができる。詳し

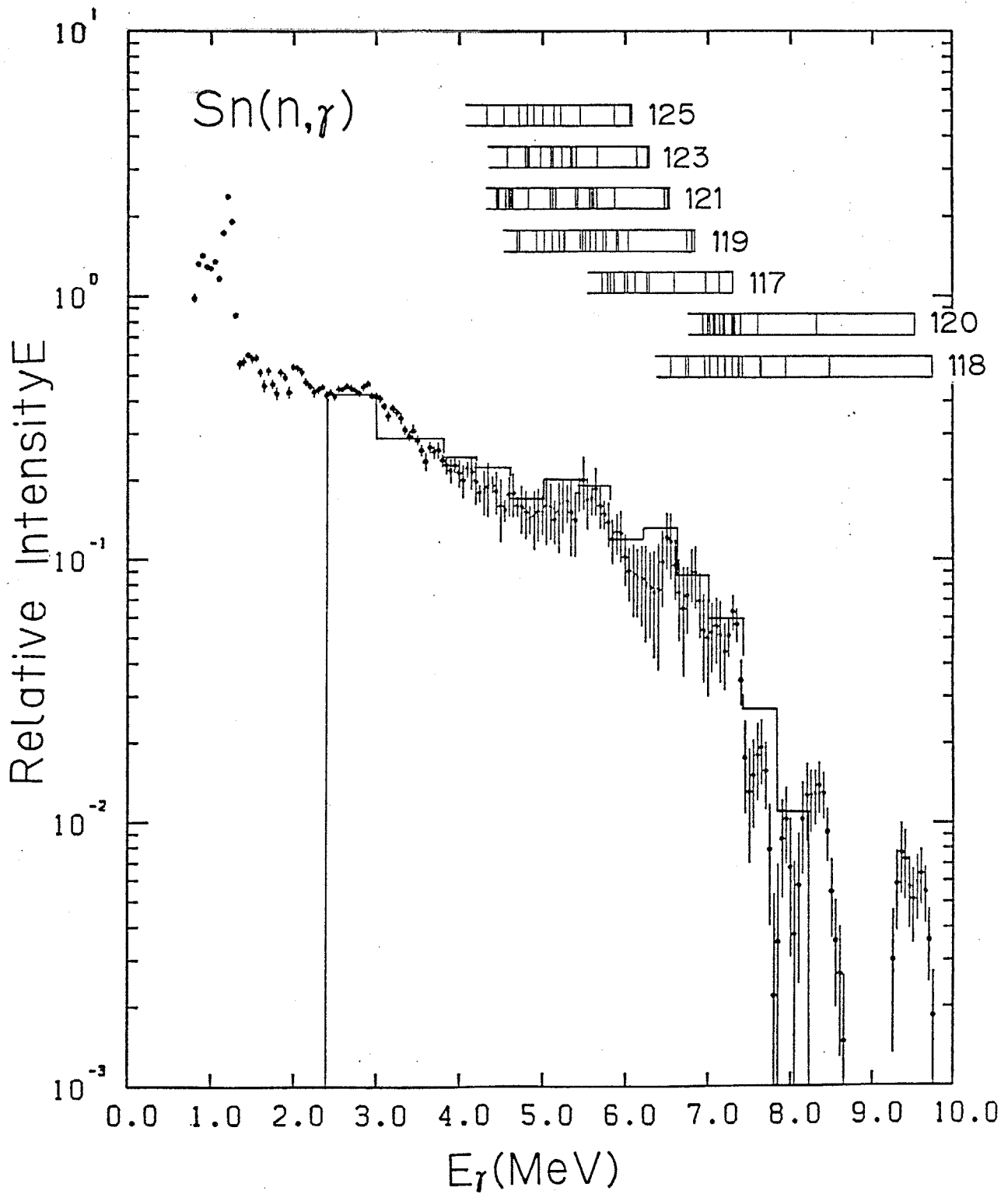


図 3-12 Snの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定結果。♦が今回の我々の結果($E_n=420\text{keV}$)であり、ヒストグラムはBarrett et al. [BARR77]の測定値($E_n=430\text{keV}$)である。挿入図は残留核の低励起状態の準位構造を示しており、数字は各残留核の質量数を示している。

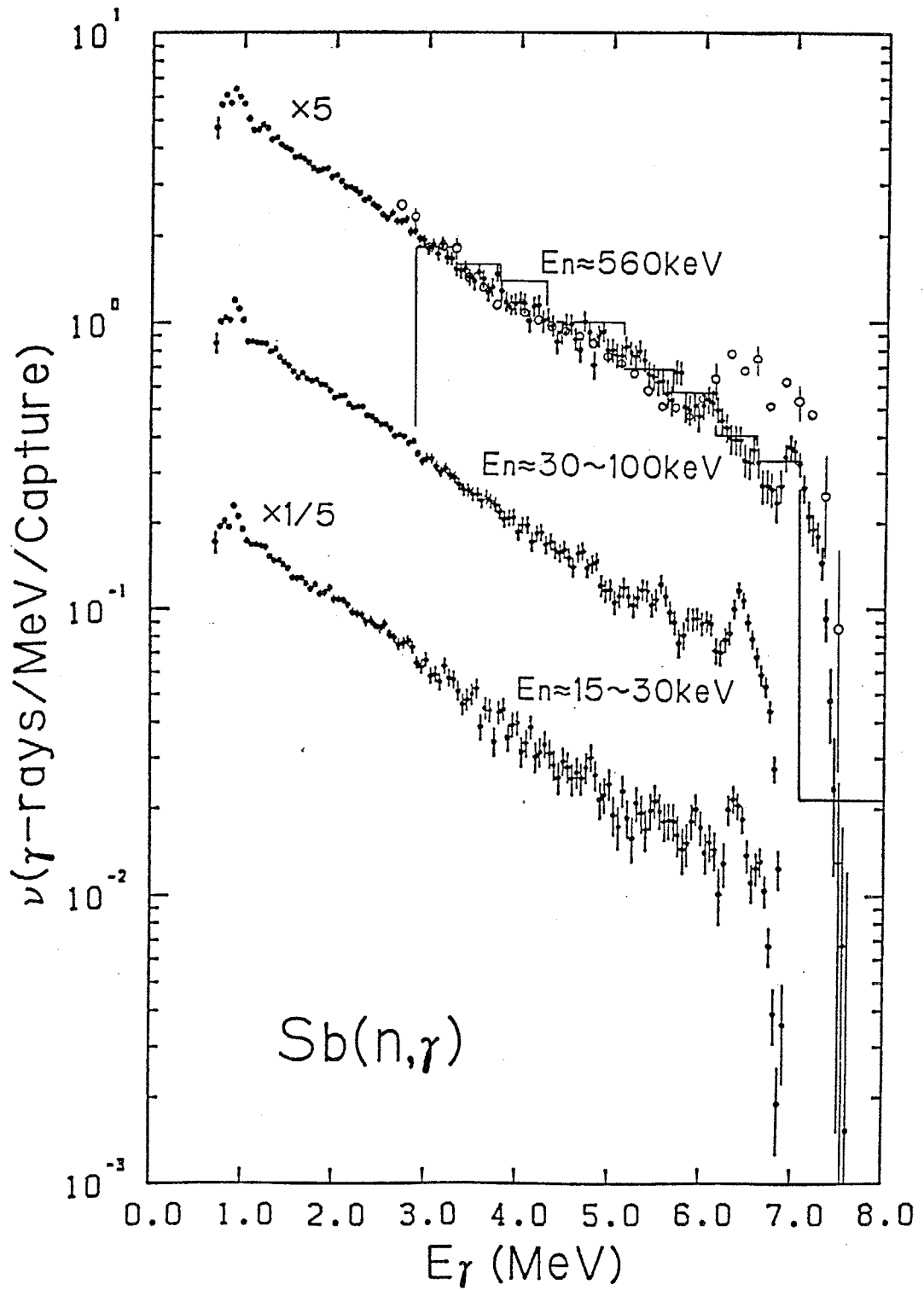


図3-13 Sbの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定結果。◆が今回の我々の結果であり、図中に示されている中性子エネルギーは我々の結果に対してのものである。◇あるいは○で示されているのはBrzosko et al. [BRZ71]の測定値($E_n=400\text{keV}$)であり、ヒストグラムで示されているのはBarrett et al. [BARR77]の測定値($E_n=430\text{keV}$)である。

い検討は次章で行なう。尚、Ag、In及びSnのスペクトル中に観測された $E_{\gamma} = 2.5 \text{ MeV}$ 付近の盛り上がりは、Sbのスペクトル中には観測されていない。

図中◇あるいは○で示されているのは、入射中性子エネルギー約 400 keV に於けるBrzosko et al. [BRZ 71]の測定値である。彼らの測定値は $E_{\gamma} = 3 \text{ MeV}$ の点で我々の測定値（入射中性子エネルギー 560 keV のもの）に規格化してあり、図を見やすくするため、誤差棒は間引いて示してある。彼らのスペクトルは我々と異なっており、彼らのスペクトルは $E_{\gamma} = 6.5 \text{ MeV}$ 付近に強いバンプを示している。図中ヒストグラムで示されているのは、入射中性子エネルギー 430 keV に於けるBarrett et al. [BARR 77]の測定値であり、 $E_{\gamma} = 3 \text{ MeV}$ の点で我々の測定値に規格化されている。彼らのスペクトルは我々のものと比較的良く一致し、Brzosko et al.の測定値に見られる $E_{\gamma} = 6.5 \text{ MeV}$ 付近のバンプは観測されていない。

7. I

Iの測定結果を図3-14に示す。入射中性子エネルギーは 25 keV ($15 \sim 30 \text{ keV}$)及び 70 keV ($30 \sim 100 \text{ keV}$)である。Iのスペクトルで特徴的なことは、 $E_{\gamma} > 4.5 \text{ MeV}$ の領域で、細かい構造も観測されているが、全体的にスペクトルが盛り上がっていることである。この盛り上がりはアノマラス・バンプと考えられるが、詳しい解析は次章で行なう。 $E_{\gamma} < 2 \text{ MeV}$ の領域では、カスケード・ガンマ線によって形成されていると考えられる細かい構造が両スペクトル中に観測されている。 $2 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 4.5 \text{ MeV}$ の領域では、スペクトルは全体的には滑らかに減衰しており、盛り上がりの様な構造は観測されていない。

図中、◇あるいは○で示されているのは、入射中性子エネルギー約 400 keV に於けるBrzosko et al. [BRZ 71]の測定値である。彼らの測定値は $E_{\gamma} = 3 \text{ MeV}$ の点で我々の測定値（ $E_n = 30 \sim 100 \text{ keV}$ のもの）に規格化されており、又、誤差棒は間引いて示されている。彼らのスペクトルは、細かい構造を除けば、我々のスペクトルとかなり良く一致していると言える。尚、彼らのスペクトルの方が約 300 keV 高エネルギー側に高く続いているのは、入射中性子エネルギーの差による。図中、ヒストグラムで示されているのは、入射中性子エネルギー 430 keV に於けるBarrett et al. [BARR 77]の測定値である。彼らの測定値も $E_{\gamma} = 3 \text{ MeV}$ の点で我々の測定値に規格化されている。彼らのスペクトルは我々やBrzosko et al.のスペクトルとは異なり、 $3.5 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 6 \text{ MeV}$ の領域でかなり強くなっている。

8. Cs

Csの測定結果を図3-15 (a)、(b)に示す。入射中性子エネルギーは、 10 keV ($7 \sim 15 \text{ keV}$)、 25 keV ($15 \sim 30 \text{ keV}$)、 50 keV ($30 \sim 100 \text{ keV}$)、及び 570 keV である。各スペクトルを比較し易くするため、 $E_n =$

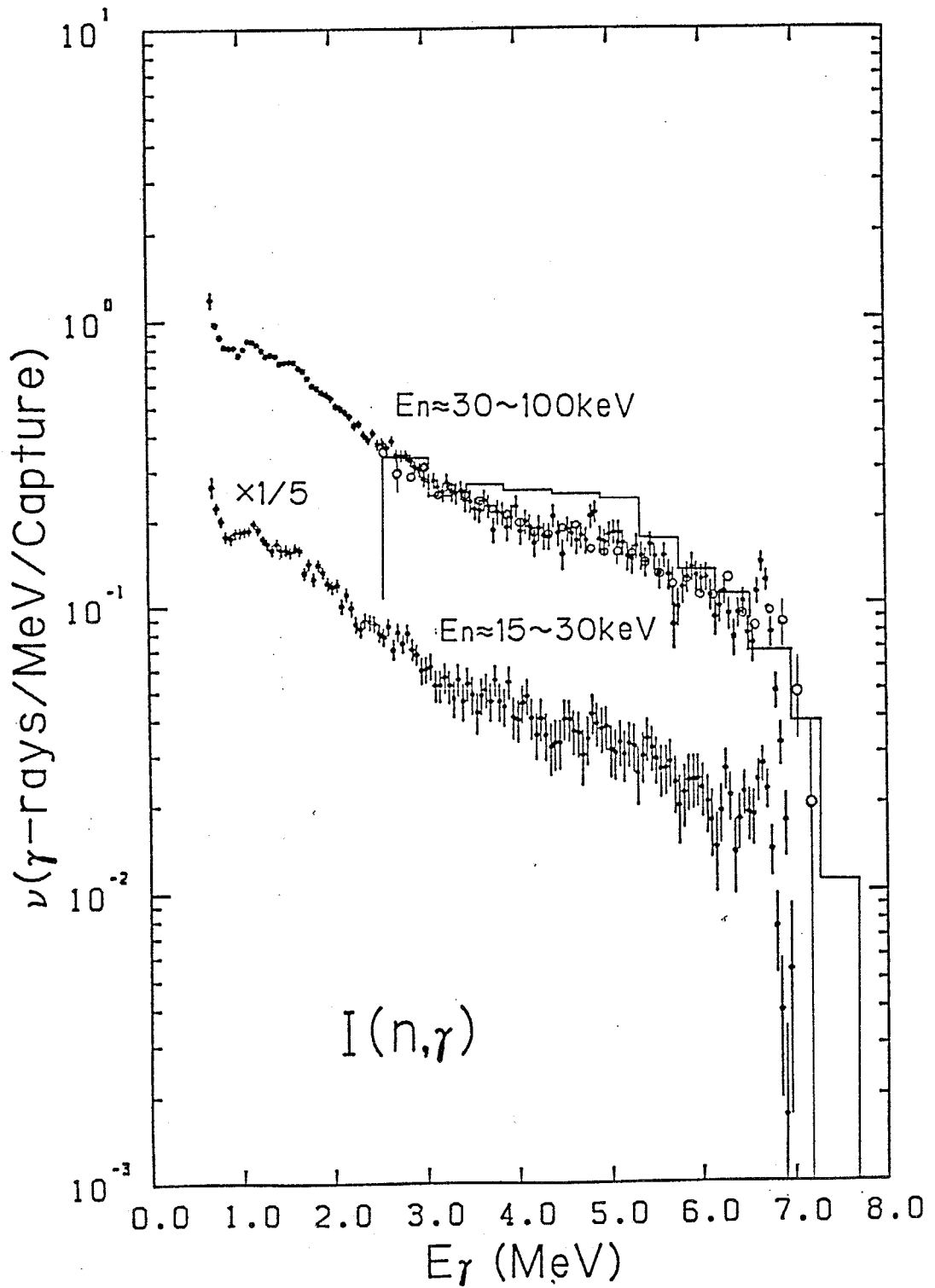


図3-14 Iの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定結果。◆が今回の我々の結果であり、図中に示されている中性子エネルギーは我々の結果に対してのものである。◇あるいは○で示されているのはBrzosko et al. [BRZ71]の測定値($E_n=400$ keV)であり、ヒストグラムで示されているのはBarrett et al. [BARR77]の測定値($E_n=430$ keV)である。

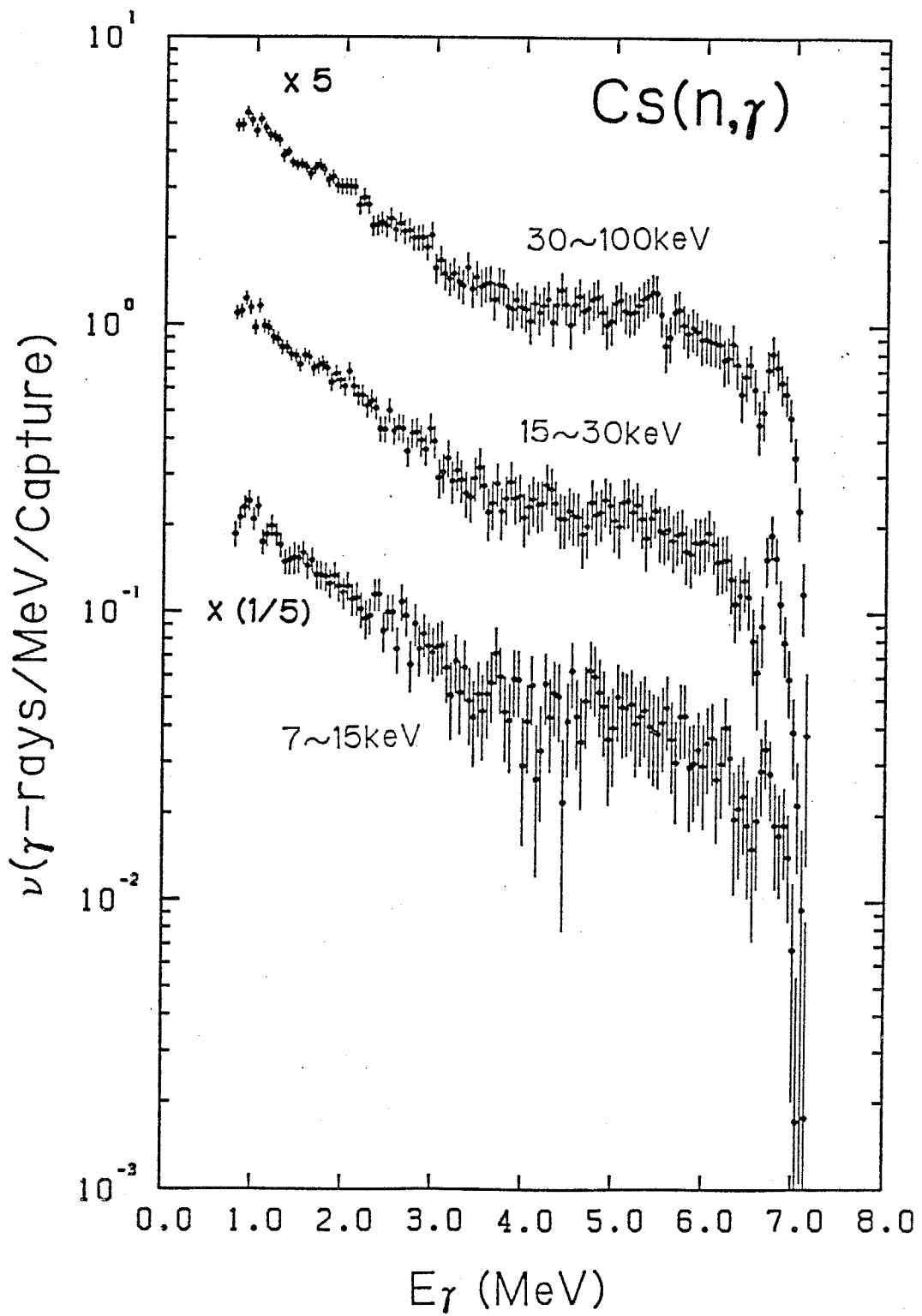


図 3 - 15 (a) Cs の中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定結果。 $E_n \leq 100\text{keV}$ の場合の結果。

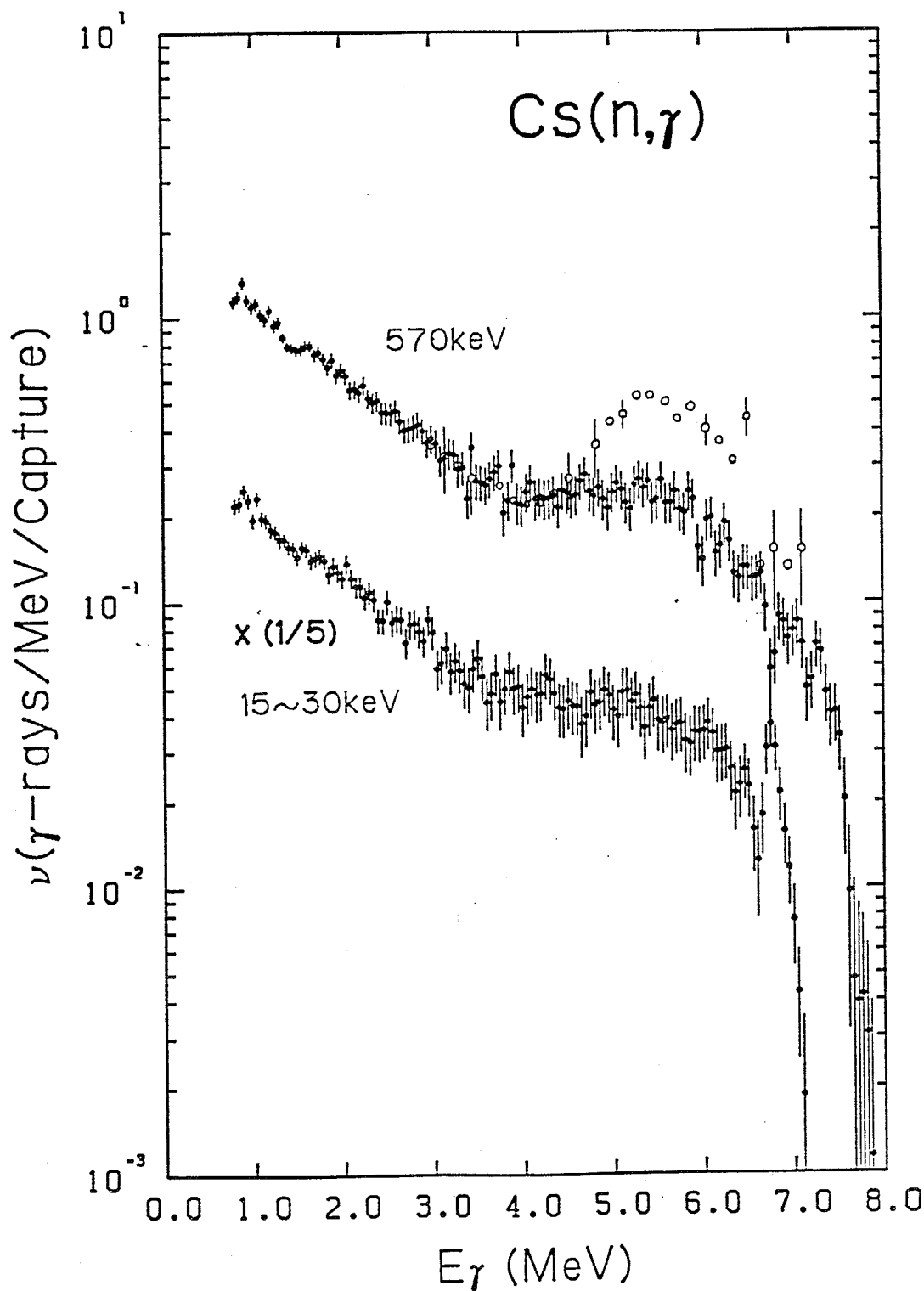


図 3 - 1 5 (b) Cs の中性子捕獲ガンマ線スペクトルの $E_n=570\text{keV}$ の場合の測定結果。比較のため、 $E_n=15\sim 30\text{keV}$ の結果も示してある。◇あるいは○で示されているのは Brzosko et al. [BRZ71] の測定値 ($E_n=400\text{keV}$) である。

15~30 keVのスペクトルを両図に示してある。Csのスペクトルで特徴的なことは、全てのスペクトルに於いて、 $E_{\gamma} > 4 \text{ MeV}$ の領域で、所謂5.5 MeVバンプが観測されていることである。このバンプはアノマラス・バンプとして次章で詳しく解析される。 $E_{\gamma} < 4 \text{ MeV}$ の領域では、低エネルギー側で多少細かい構造が観測されているが、Ag~Snで観測された様なスペクトルの盛り上がりはない。

図3-15(b)中、◇あるいは○で示されているのは、入射中性子エネルギー400 keVに於けるBrzosko et al. [BRZ71]の測定値である。彼らの測定値は $E_{\gamma} = 3 \text{ MeV}$ の点で我々の測定値に規格化されており、又、図を見やすくするため、誤差棒は間引いて示されている。彼らのスペクトル中にも、 $E_{\gamma} > 4 \text{ MeV}$ の領域で、大きなバンプが観測されているが、その強度は我々のものより非常に強くなっている。

9. Pr

Prの測定結果を図3-16に示す。入射中性子エネルギーは540 keVである。 $E_{\gamma} > 5 \text{ MeV}$ の領域では、捕獲状態から残留核の低励起状態への遷移によるガンマ線で形成されていると考えられる強い構造が観測されているが、特に、 $E_{\gamma} = 6.3 \text{ MeV}$ の非常に強いピークはPrのスペクトルの特徴となっている。図中に残留核の低励起状態の準位構造の略図を示してあるが、準位構造とスペクトルの構造が良く対応しているのが分かる。 $2 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 5 \text{ MeV}$ の領域では、細かく弱い構造は観測されているものの、全体的には、なだらかな形をしている。 $E_{\gamma} < 2 \text{ MeV}$ の領域では、 $E_{\gamma} = 1 \sim 2 \text{ MeV}$ の範囲でスペクトルが盛り上がり、この盛り上がりは次章でアノマラス・バンプとして解析される。

図中、ヒストグラムで示されているのはAllen and Company [ALL84]の測定値であるが、実線が入射中性子エネルギー270 keV、点線が725 keVのスペクトルである。彼らの測定値は、 $E_{\gamma} = 3.5 \text{ MeV}$ の点で我々の測定値に規格化されている。彼らのスペクトルと我々のものを比較すると、我々のスペクトル中に観測されている $E_{\gamma} = 5.7 \text{ MeV}$ と $E_{\gamma} = 6.3 \text{ MeV}$ のピークの位置が入射中性子エネルギーの差だけずれているが、高エネルギー領域の大まかな構造は似ていると言える。但し、彼らの $E_n = 725 \text{ keV}$ のスペクトル中には、 $E_{\gamma} = 5 \text{ MeV}$ 付近に顕著な構造が観測されているが($E_n = 270 \text{ keV}$ のスペクトルでは $E_{\gamma} = 4.5 \text{ MeV}$ 付近の構造が対応していると考えられる)、我々のスペクトル中には観測されていない。

10. Tb

Tbの測定結果を図3-17(a)、(b)に示す。入射中性子エネルギーは、10 keV(7~15 keV)、25 keV(15~30 keV)、50 keV(30~100 keV)、410 keV、及び800 keVである。スペクトルの比較を容易にするため、 $E_n = 7 \sim 15 \text{ keV}$ のスペクトルは両図に示してある。Tbのスペクトルで

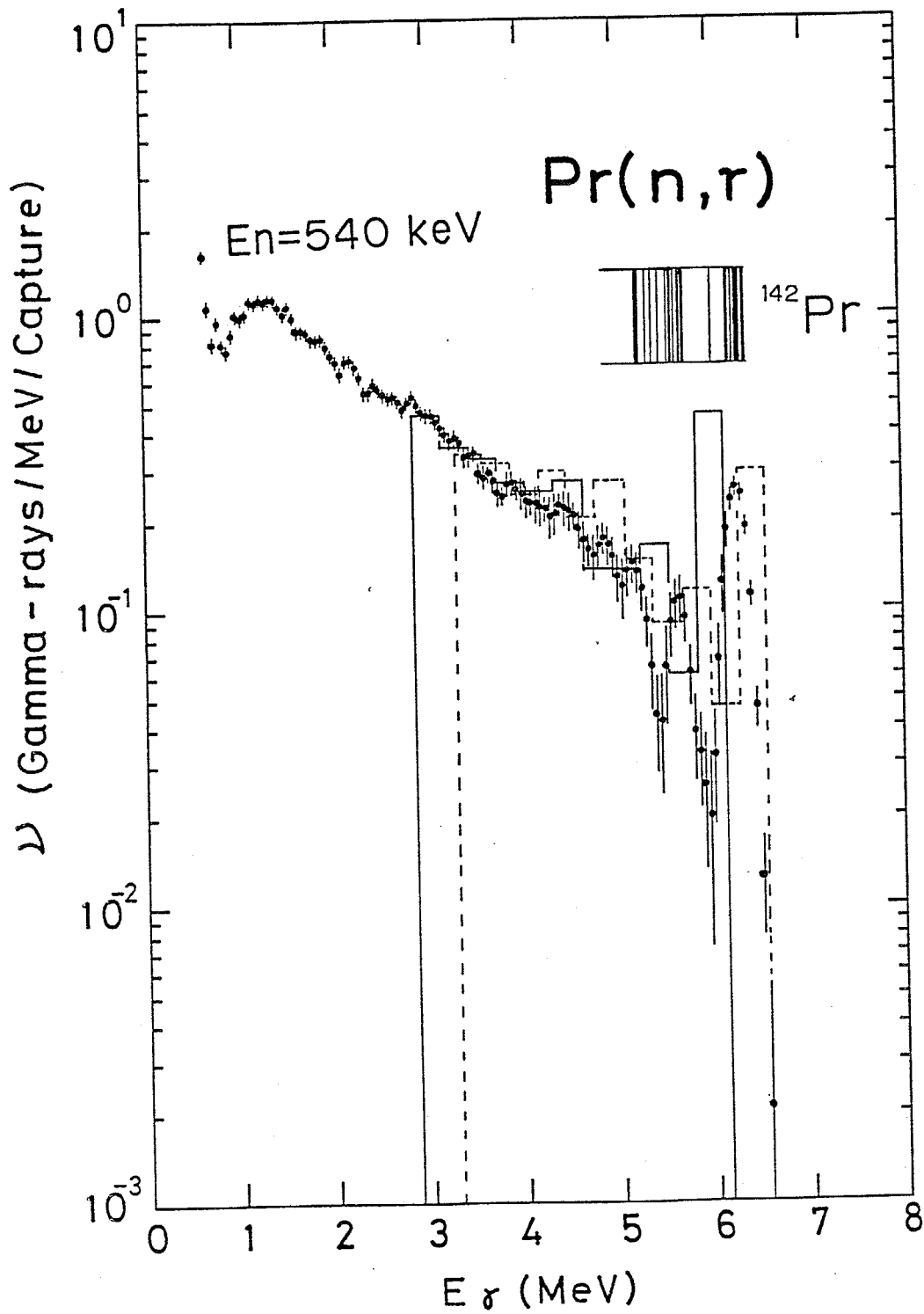


図3-16 Prの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定結果。◆が今回の我々の結果であり、ヒストグラムはAllen and Company[ALL84]の測定値（実線： $E_n=270$ keV, 点線： $E_n=725$ keV）を示している。

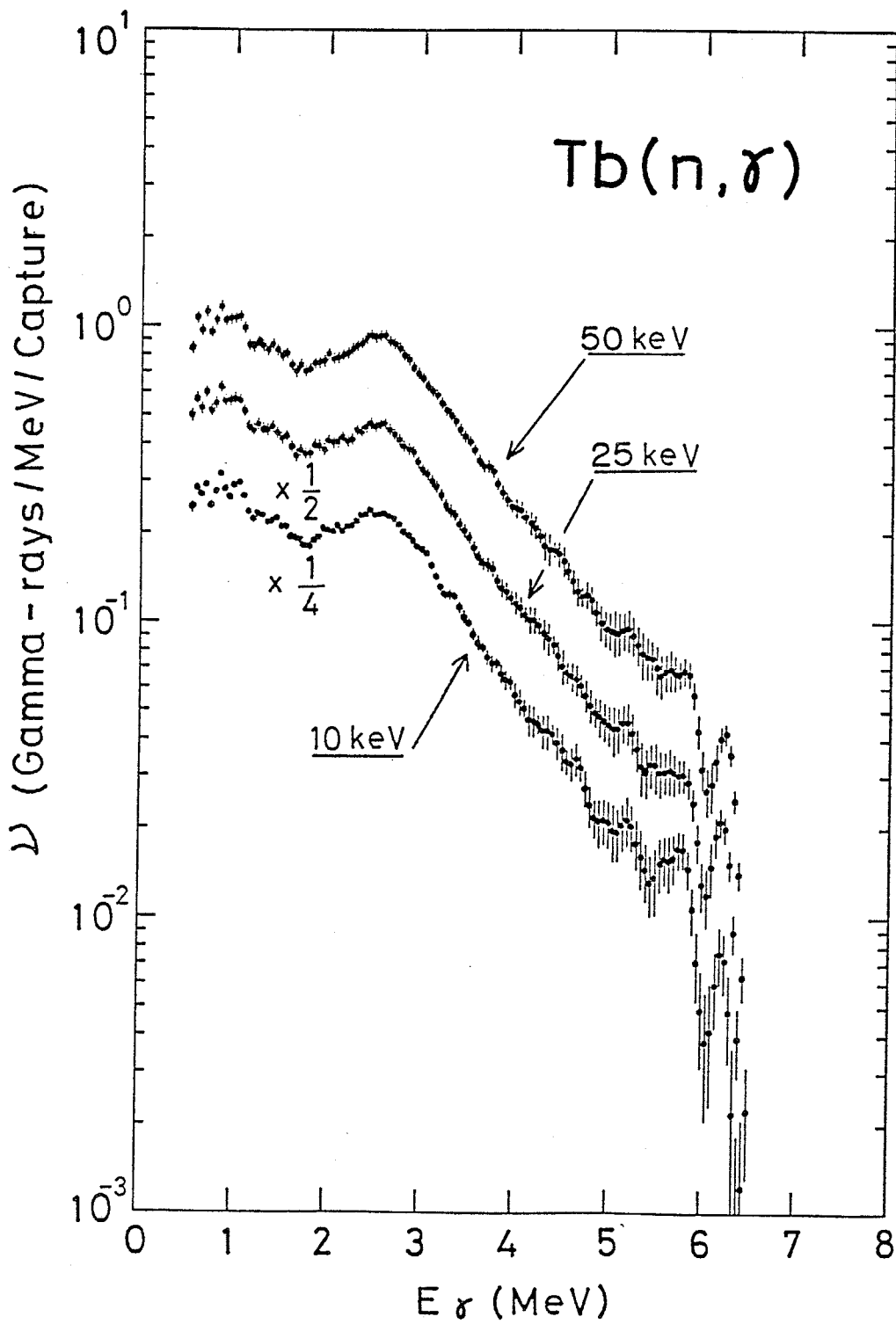


図3-17 (a) Tbの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定結果。En ≤ 100keVの場合の結果。

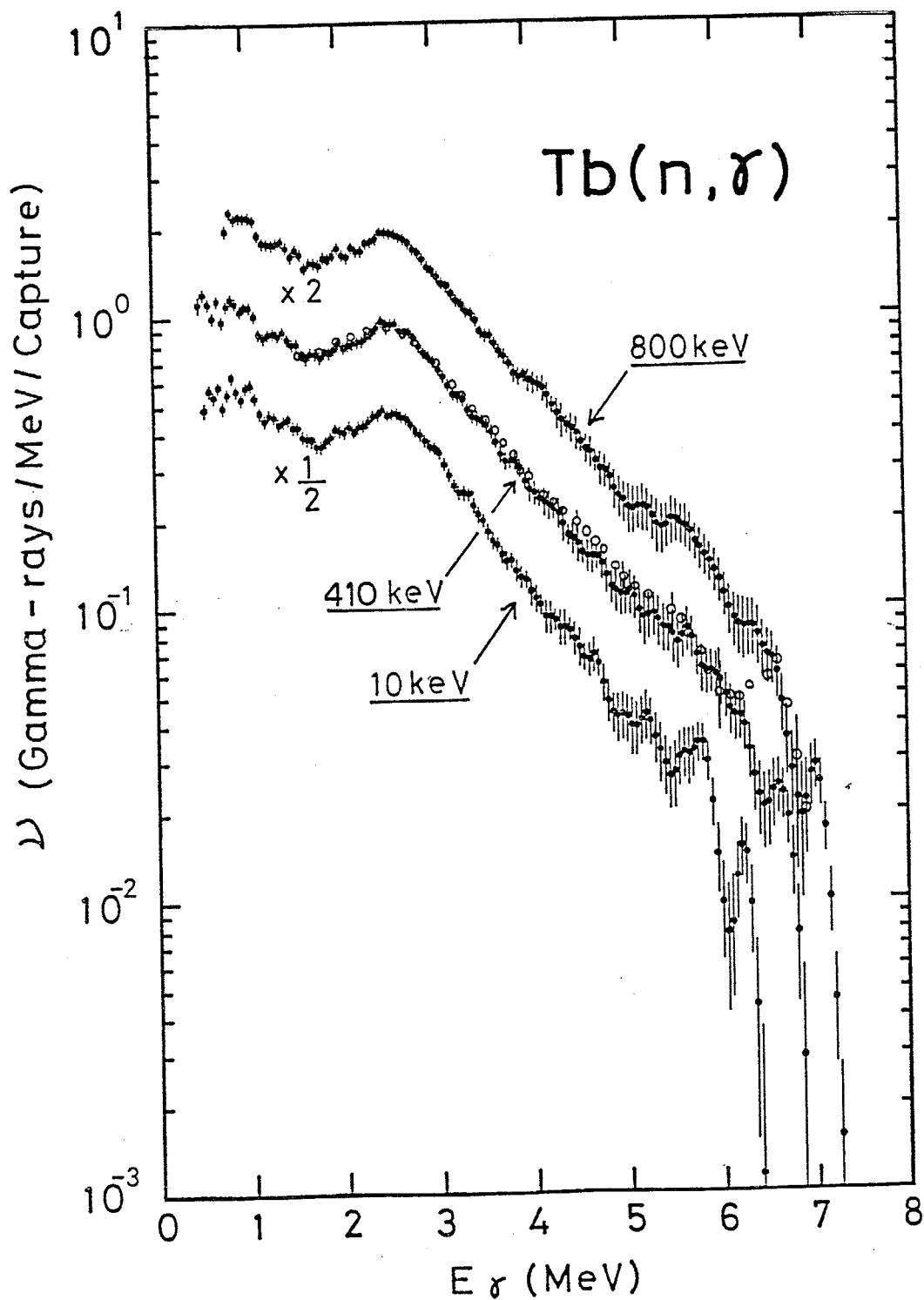


図3-17 (b) Tbの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定結果。E_n=410,800 keVの場合の結果。比較のため、E_n=10keVの結果も示してある。◇あるいは○で示されているのはVoignier et al. [VOI86]の測定値(E_n=500keV)である。

特徴的なことは、全てのスペクトル中に、 $E_{\gamma} = 2.5 \text{ MeV}$ 付近に顕著なバンプが観測されていることである。このバンプはアノマラス・バンプとして次章で解析される。 $E_{\gamma} < 5 \text{ MeV}$ の領域では、バンプも含めて、スペクトルの構造は入射中性子エネルギーに殆ど依存していないが、 $E_{\gamma} > 5 \text{ MeV}$ の領域では、入射中性子エネルギーの増加と共に、スペクトルが盛り上がって来ている様に見える。

$E_n = 410 \text{ keV}$ では、入射中性子に対して 90° 方向でも捕獲ガンマ線を測定したが、この 90° 方向のスペクトルを、図3-17(b)に示されている 125° 方向のスペクトルと共に、図3-18に示す。又、スペクトラム・アンフォールディングを行なう前の両方の波高分布の比を、 $1 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 4 \text{ MeV}$ の領域について、図3-19に示す。尚、図3-18中の 90° のスペクトルも前節の3.で述べた規格化が行なわれており、又、図3-19の比は $E_{\gamma} = 1 \sim 1.5 \text{ MeV}$ の領域で1に規格化されている。両図から、 $E_{\gamma} < 4 \text{ MeV}$ の領域では、バンプも含めて、両方のスペクトルの形は非常に良く似ていることが分かる。特に、図3-19から、バンプの領域も含めて、 $2 \sim 4\%$ の統計誤差の範囲内で非常に良く一致していることが分かる。この領域のスペクトルは、捕獲状態からの直接の遷移による一次ガンマ線とそれに続くカスケード・ガンマ線によって形成されており、バンプを除いた部分は、等方性が非常に強いと考えられる領域である。従って、このことと図3-19の結果を考えると、バンプを形成するガンマ線も全体的には非常に等方性が強いものと言える。 $E_{\gamma} > 4 \text{ MeV}$ の領域では、捕獲状態から残留核の低励起状態への遷移によるガンマ線によって主にスペクトルが形成されているが、両者のスペクトル構造はかなり異なって来る。これは、ガンマ遷移の終状態（残留核の低励起状態）の数が少なくなり、終状態のスピン分布の偏りが統計的に生じた結果、ガンマ線遷移の角分布が生き残ったものと考えられる。

図3-17(b)中に、 \diamond あるいは \circ で示されているのは、入射中性子エネルギー 500 keV に於けるVoignier et al. [VOI86]の測定値である。Nbの結果の所で述べた様に、彼らはスペクトルを絶対値で与えているので、彼らのスペクトルを我々の単位に変換して示してある。図から、我々の測定値と彼らの測定値は非常に良く一致していることが分かる。但し、彼らのスペクトル中には $E_{\gamma} = 6.5 \text{ MeV}$ 付近に強いピークが観測されているが、我々のスペクトル中には観測されていない。尚、彼らの示している誤差は統計誤差のみしか含んでいない。

11. Ho

Hoの測定結果を図3-20(a)、(b)に示す。入射中性子エネルギーは、 10 keV ($7 \sim 15 \text{ keV}$)、 25 keV ($15 \sim 30 \text{ keV}$)、 50 keV ($30 \sim 100 \text{ keV}$)、 420 keV 、及び 810 keV である。スペクトルの比較を容易にするため、 $E_n = 7 \sim 15 \text{ keV}$ のスペクトルは両図に示してある。Hoのスペクトルで特徴的なことは、 $E_{\gamma} = 3 \text{ MeV}$ 付近にバンプが観測されていることである。このバン

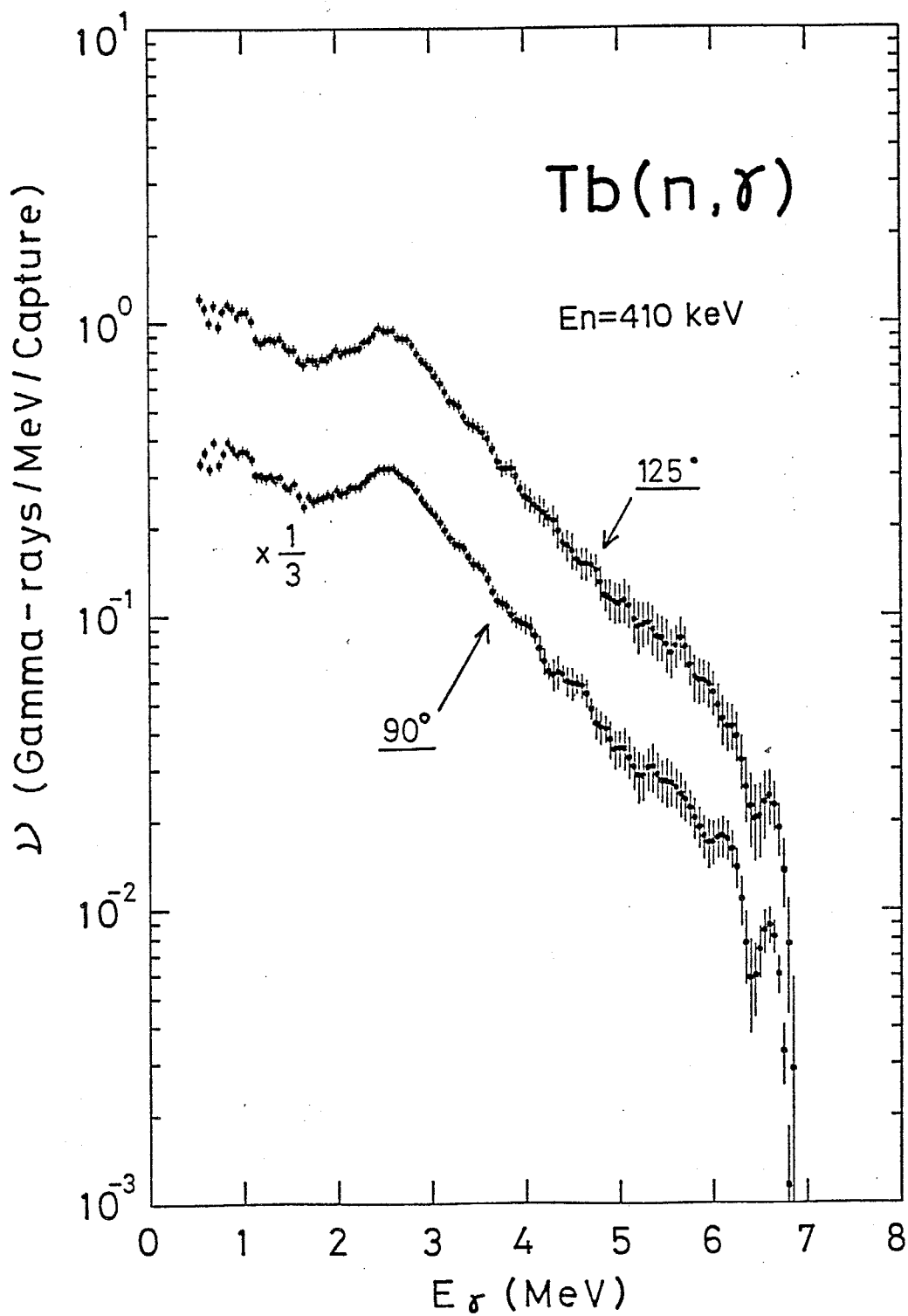


図 3-18 Tbの125° 方向の中性子捕獲ガンマ線スペクトルと90° 方向のスペクトルの比較。入射中性子エネルギーは410keV。

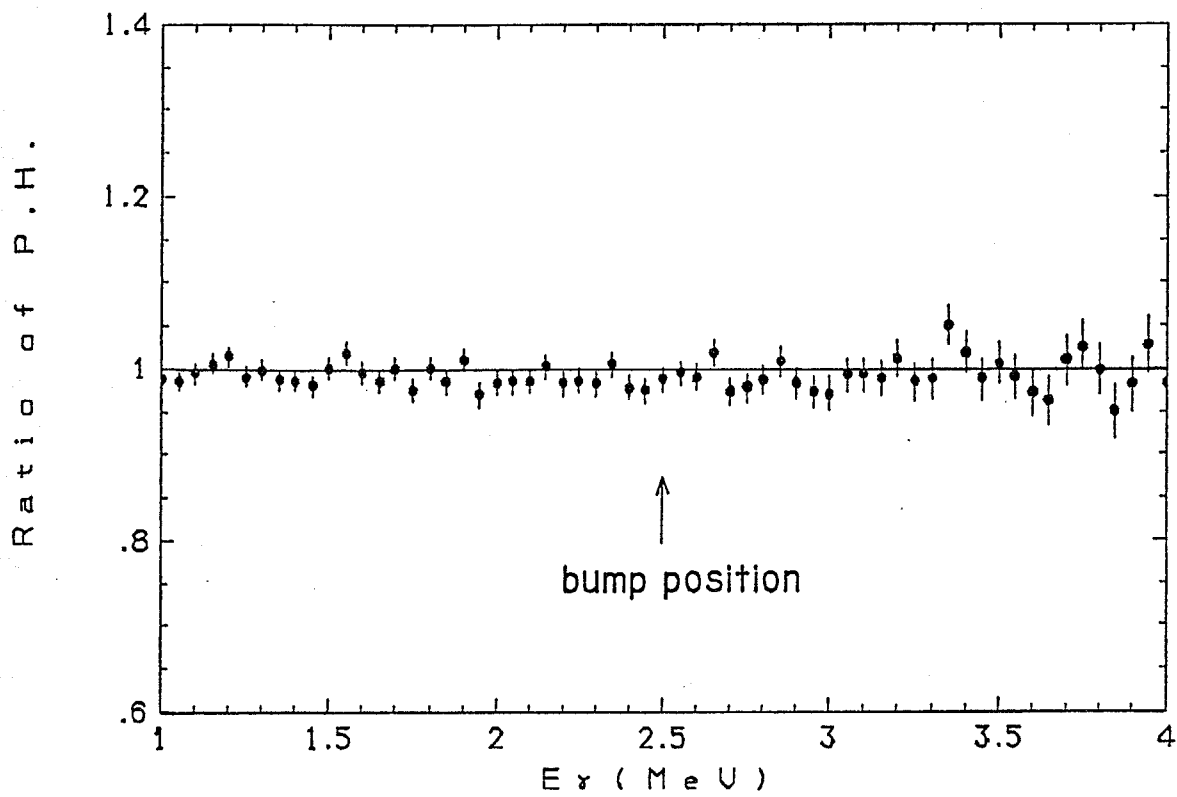


図3-19 Tbの中性子捕獲ガンマ線を 125° 方向と 90° 方向で測定した時に得られた両波高分布の比。(図3-18の各スペクトルの元になる波高分布の比。)入射中性子エネルギーは 410keV であり、 $1\text{MeV} \leq E_\gamma \leq 4\text{MeV}$ の領域だけを示してある。尚、 $E_\gamma = 1 \sim 1.5\text{MeV}$ の平均が1となるように規格化されている。

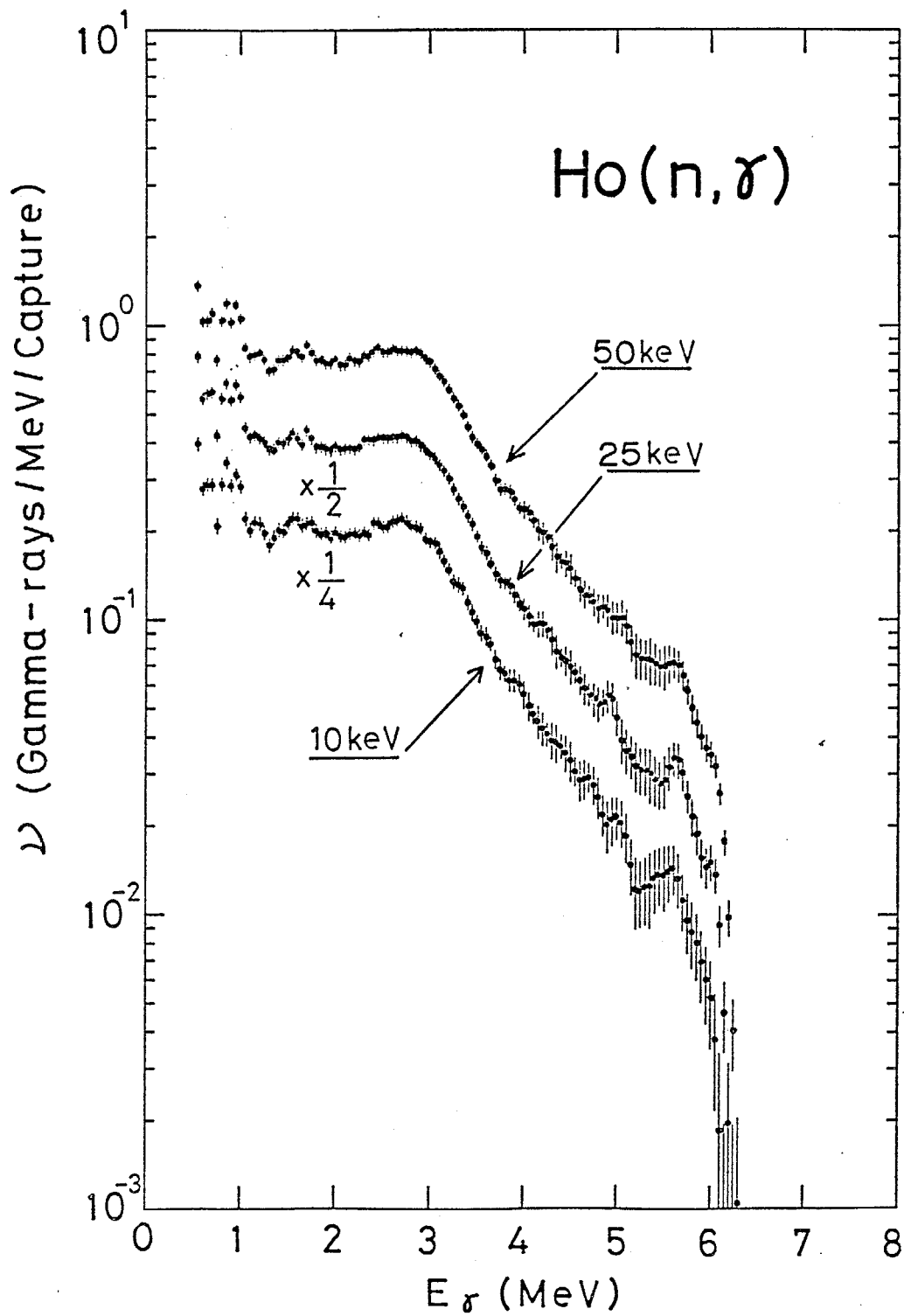


図3-20 (a) Hoの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定結果。E_n ≤ 100 keVの結果。

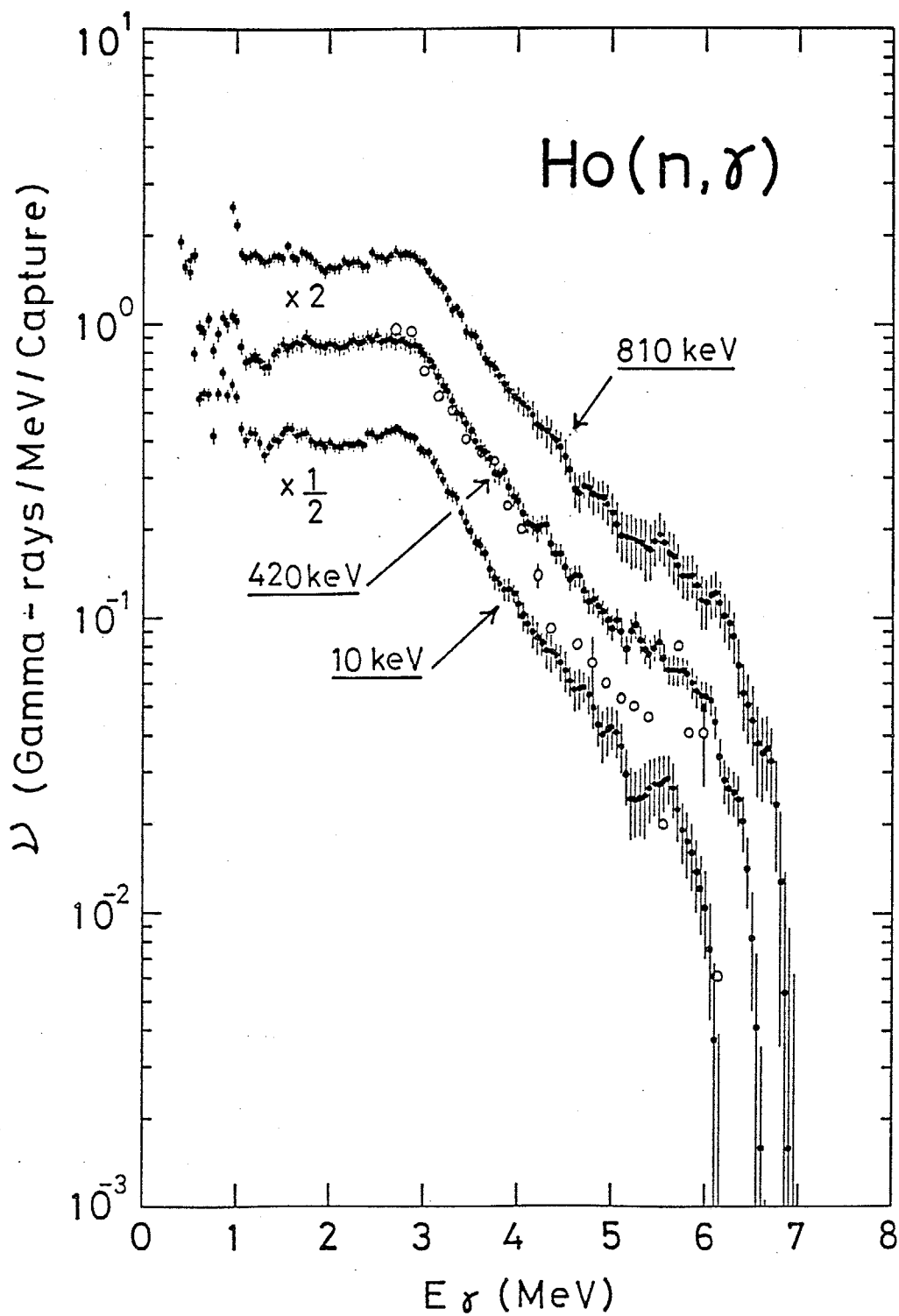


図3-20(b) Hoの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定結果。 $E_n=420, 810$ keVの結果。比較のため、 $E_n=10$ keVの結果も示してある。 \diamond あるいは \circ で示されているのはBrzosko et al. [BRZ71]の測定値($E_n=400$ keV)である。

プもアノマラス・バンプとして次章で解析される。Tbの場合と同様に、 $E_{\gamma} < 5 \text{ MeV}$ の領域では、バンプも含めて、スペクトルの構造は入射中性子エネルギーに殆ど依存していないが、 $E_{\gamma} > 5 \text{ MeV}$ の領域では、中性子エネルギーの増加と共に、スペクトルが盛り上がって来ている様に見える。

図3-20(b)中に◇あるいは○で示されているのは、入射中性子エネルギー約400 keVに於けるBrzosko et al. [BRZ71]の測定値である。彼らの測定値は $E_{\gamma} = 3 \text{ MeV}$ の点で我々の $E_n = 420 \text{ keV}$ の測定値に規格化されており、又、誤差棒は間引いて示されている。図から、彼らの測定値は我々の測定値と異なっており、かなりソフトなものとなっていることが分かる。又、彼らのデータは $E_{\gamma} > 3 \text{ MeV}$ の領域だけなので、 $E_{\gamma} = 3 \text{ MeV}$ 付近のバンプは観測されていない。

12. Lu

Luの測定結果を図3-21(a)、(b)に示す。入射中性子エネルギーは、10 keV (7~15 keV)、25 keV (15~30 keV)、50 keV (30~100 keV)、及び570 keVである。スペクトルの比較を容易にするため、 $E_n = 15 \sim 30 \text{ keV}$ のスペクトルは両図に示されている。Luのスペクトルで特徴的なことは、 $E_{\gamma} = 3.5 \text{ MeV}$ 付近に幅の広いバンプが観測されていることである。このバンプも次章でアノマラス・バンプとして解析される。スペクトルの形は、全ガンマ線エネルギー領域に於いて、入射中性子エネルギーに殆ど依存していない様に見える。

Luについては、我々の測定値と比較できる他の測定値はない。熱中性子捕獲ガンマ線スペクトルについても、Ge検出器で離散的ガンマ線のみを測定したデータがあるだけで、我々の測定値と比較することはできない。

13. Ta

Taの測定結果を図3-22に示す。入射中性子エネルギーは420 keVである。1.5 MeV $< E_{\gamma} < 5.5 \text{ MeV}$ の領域では、一見すると、Taのスペクトル中には構造らしき物はない様に見える。しかし、良く見ると、スペクトルの傾斜が $E_{\gamma} = 4.5 \text{ MeV}$ 付近で急に変化しているのが分かる。図中で、◇あるいは○で示されているのは入射中性子エネルギー293~504 keVに於けるMorgan et al. [MOR72]の測定値であり、又、△あるいは△で示されているのは入射中性子エネルギー500 keVに於けるVoignier et al. [VOI86]の測定値である。これら二組の測定値は我々の測定値に非常に良く一致しており、又、両方のスペクトル中にも $E_{\gamma} = 4.5 \text{ MeV}$ 付近の傾斜の変化が観測されている。従って、この $E_{\gamma} = 4.5 \text{ MeV}$ 付近のスペクトルの傾斜の変化は、スペクトラム・アンフォールディングの際に生じたものなどではなく、Taの捕獲ガンマ線スペクトルに固有なものと言える。この傾斜の変化は、見方を変えれば、幅が広く弱いバンプとみなすことができ、実際、次章でアノマラス・バ

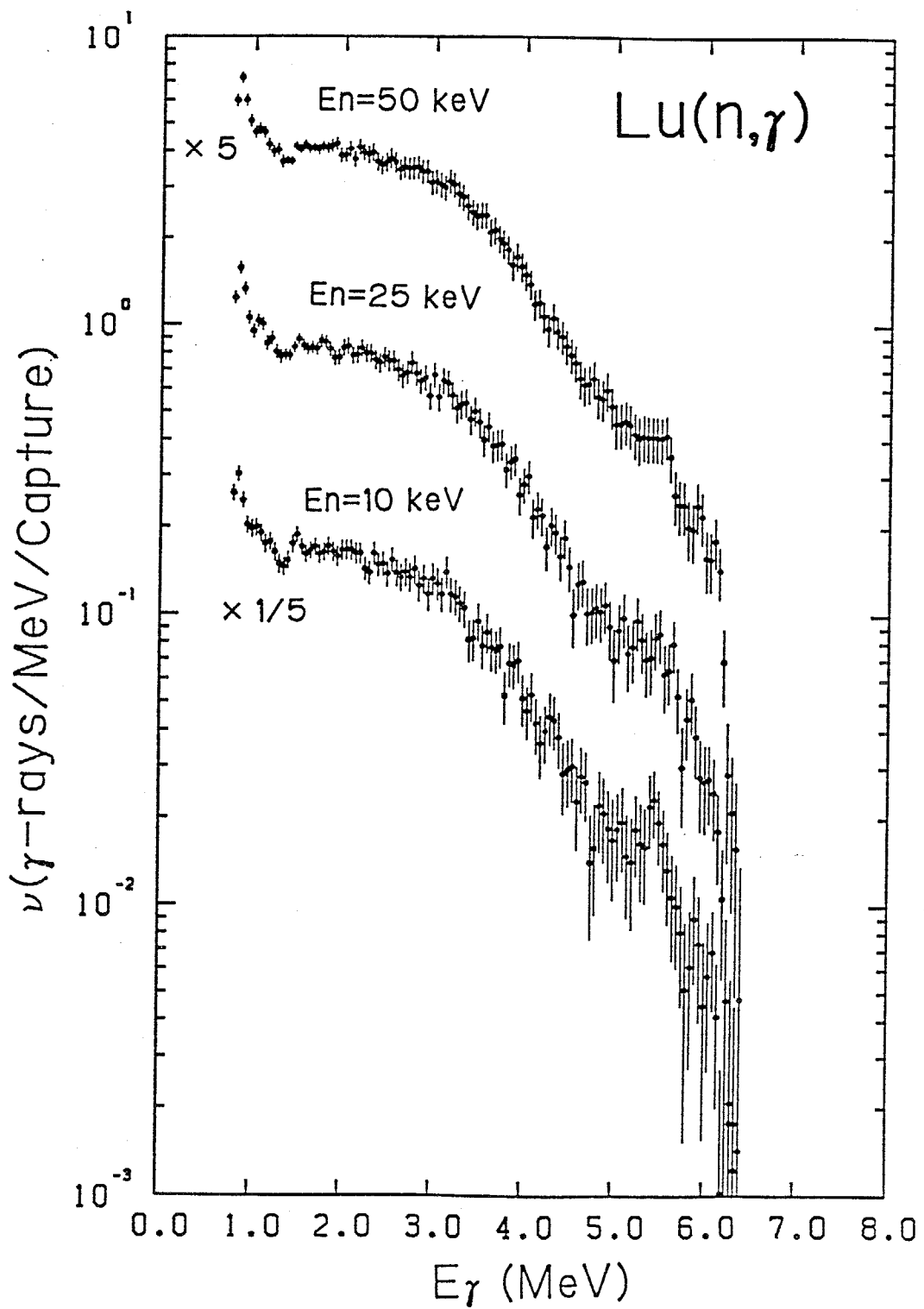


図 3-21 (a) Lu の中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定結果。 $E_n \leq 100\text{keV}$ の結果。

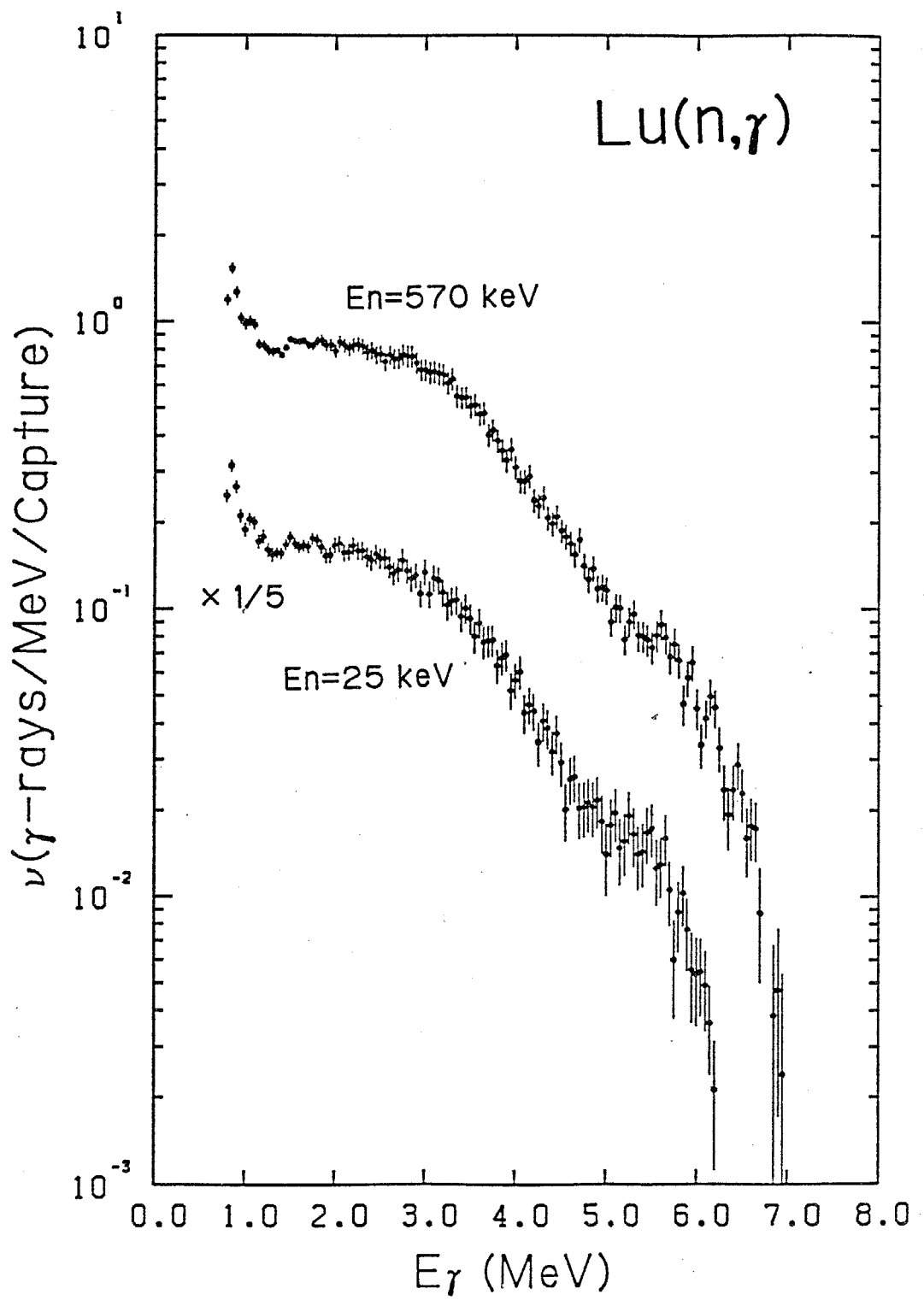


図 3 - 2 1 (b) Lu の中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定結果。 $E_n=570\text{keV}$ の結果。比較のため、 $E_n=25\text{keV}$ の結果も示してある。

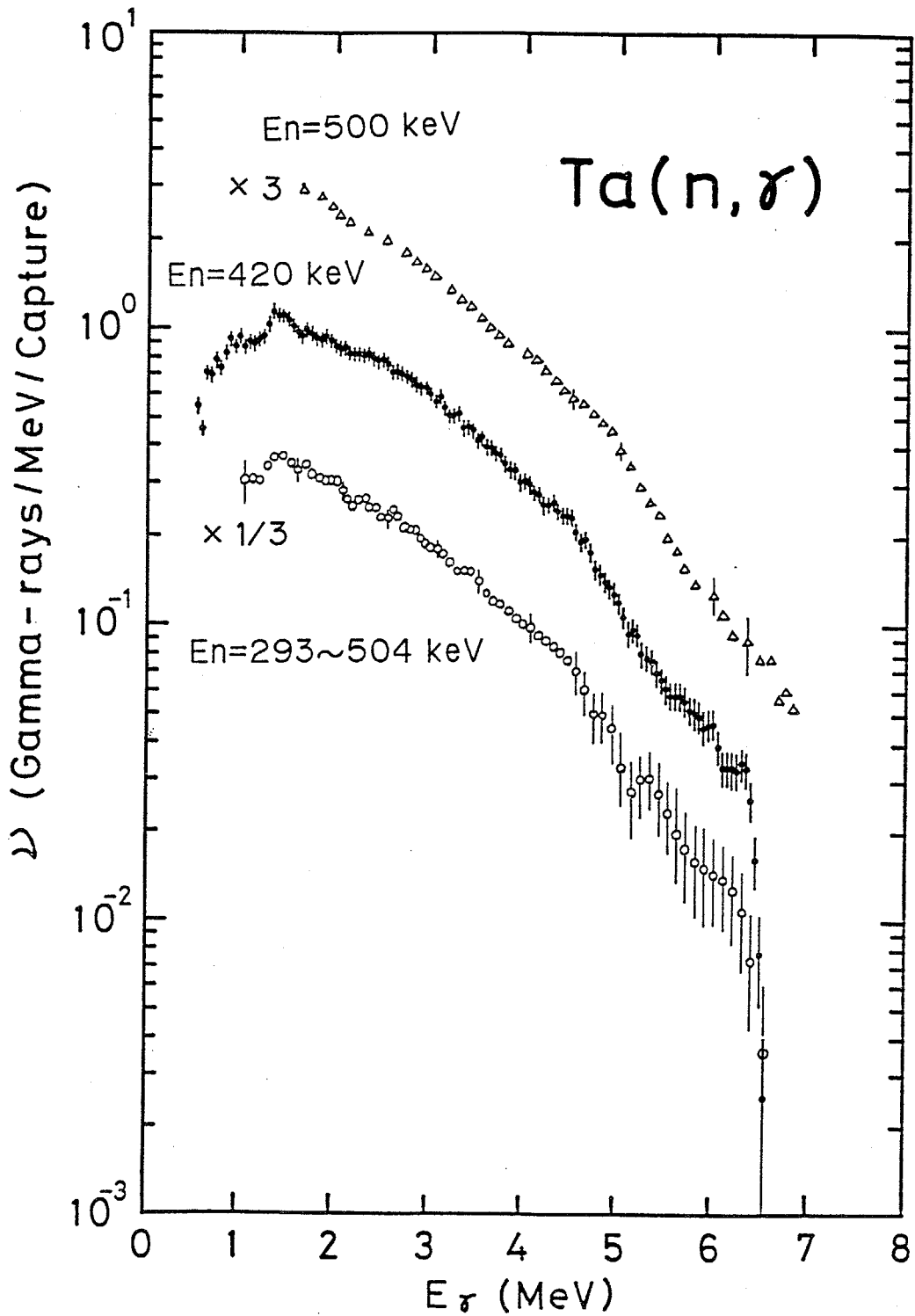


図3-22 Taの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定結果。◆が今回の我々の結果($E_n=420\text{keV}$)、◇あるいは○で示されているのはMorgan et al. [MOR72]の測定値($E_n=293\sim 504\text{keV}$)、△あるいは△で示されているのはVoignier et al. [VOI86]の測定値($E_n=500\text{keV}$)の測定値である。

ンプとして解析される。

14. Au

Auの測定結果を図3-23(a)、(b)に示す。入射中性子エネルギーは、15 keV (12~19 keV)、25 keV (19~30 keV)、40 keV (30~65 keV)、200 keV、420 keV、及び620 keVである。スペクトルの比較を容易にするため、 $E_n = 30 \sim 65$ keVのスペクトルは両方の図に示されている。Auのスペクトルで特徴的なことは、Csの場合と同様に、 $E_\gamma > 4$ MeVの領域に幅が広く強いバンプ、所謂5.5 MeVバンプ、が観測されていることである。更に、このバンプの中には細かい構造があり、この細かい構造には入射中性子エネルギーによって変化するものと変化しないものがある。しかし、(細かい構造をならしたときの)バンプの位置及び強度は入射中性子エネルギーに依存していない様に見える。このバンプは次章でアノマラス・バンプとして解析される。

Auの中性子捕獲ガンマ線スペクトルについては、5.5 MeVバンプの性質を調べるため、多数の測定者によって多数の入射中性子エネルギー一点で測定がなされている。これらの測定値と我々の測定値との比較を図3-24(a)、(b)に示す。比較に用いた測定値は、Bergqvist et al. [BER62], Barrett et al. [BARR77], Earle et al. [EAR77], Brzosko et al. [BRZ71], 及びJoly et al. [JOL79]の測定値であるが、これら全ての測定値は $E_\gamma = 3$ MeVの点で我々の測定値に規格化されている。又、図を見やすくするため、我々のデータ以外、誤差棒は省略した。尚、これら以外にも測定値は幾つかあるが、今回の比較では割愛した。図3-24(a)中の×で示されているのは $E_n = 15$ keVに於けるBergqvist et al.の測定値であるが、我々の測定値と非常に良く一致している。($E_\gamma = 1.5 \sim 4.5$ MeVでは両方のデータが重なって見にくくなっている。) 同図中、実線のヒストグラムで示されているのは $E_n = 40$ keVに於けるBarrett et al.の測定値、○で示されているのは $E_n = 30$ keVに於けるEarle et al.の測定値である。両方の測定値は5.5 MeVバンプを示しているものの、我々の測定値と比較して、その強度は異なっている。図3-24(b)中、実線のヒストグラムで示されているのは $E_n = 210$ keV及び $E_n = 430$ keVに於けるBarrett et al.の測定値であるが、前図の $E_n = 40$ keVの場合の彼らの測定値と同様に、5.5 MeVバンプの相対強度が我々の測定値よりもかなり強くなっている。△で示されているのは $E_n = 400$ keVに於けるBrzosko et al.の測定値であるが、 $E_\gamma = 2.7 \sim 5.2$ MeVの領域では我々の測定値に非常に良く一致しているものの、 $E_\gamma > 5.2$ MeVの領域では彼らの強度はかなり強くなっている。○で示されているのは $E_n = 560$ keVに於けるEarle et al.の測定値であるが、彼らの5.5 MeVバンプ強度は我々のものより弱くなっている。点線のヒストグラムで示されているのは $E_n = 520$ keVに於けるJoly et al.の測定値である

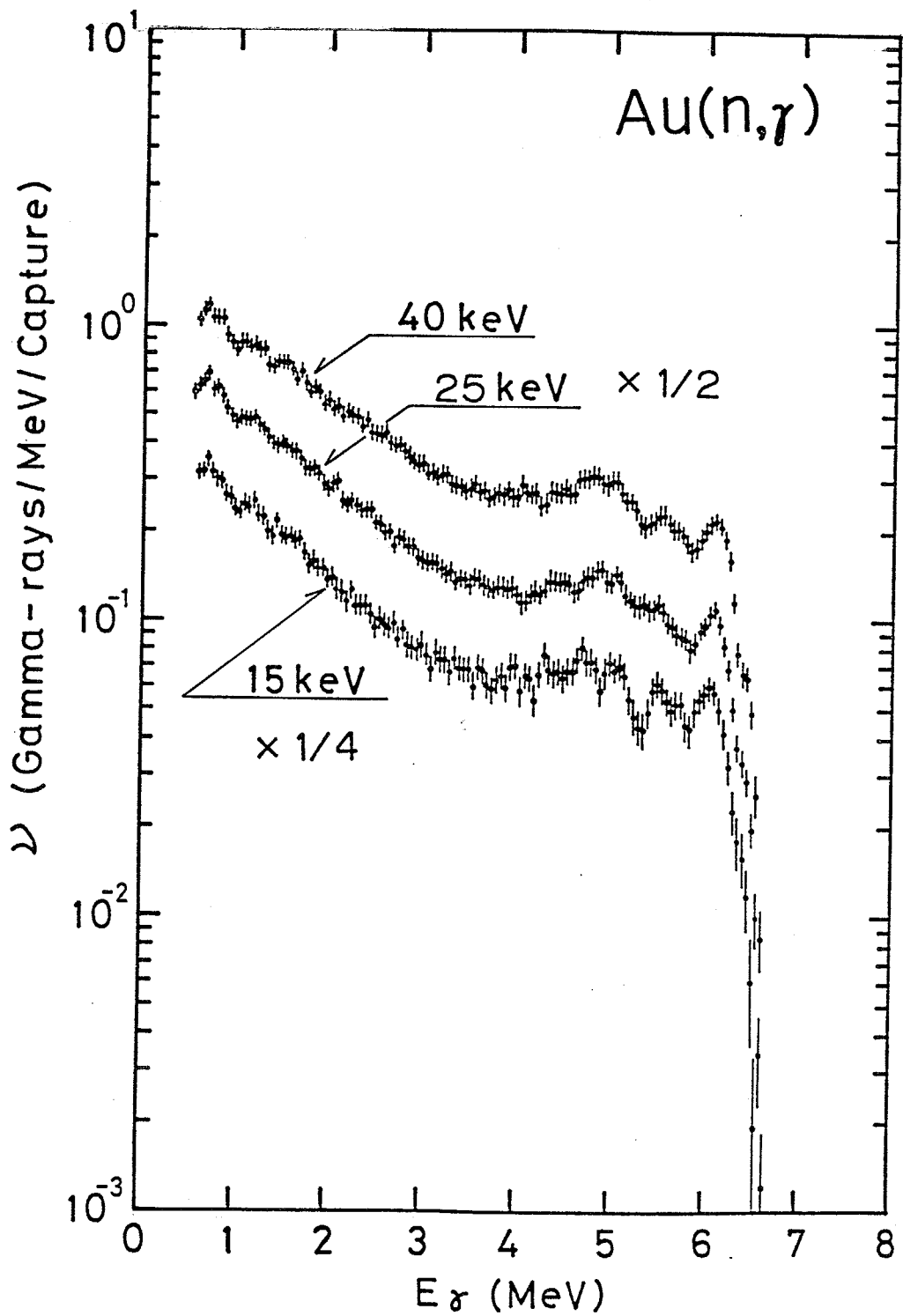


図 3-23 (a) Au の中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定結果。E_n ≤ 100 keV の結果。

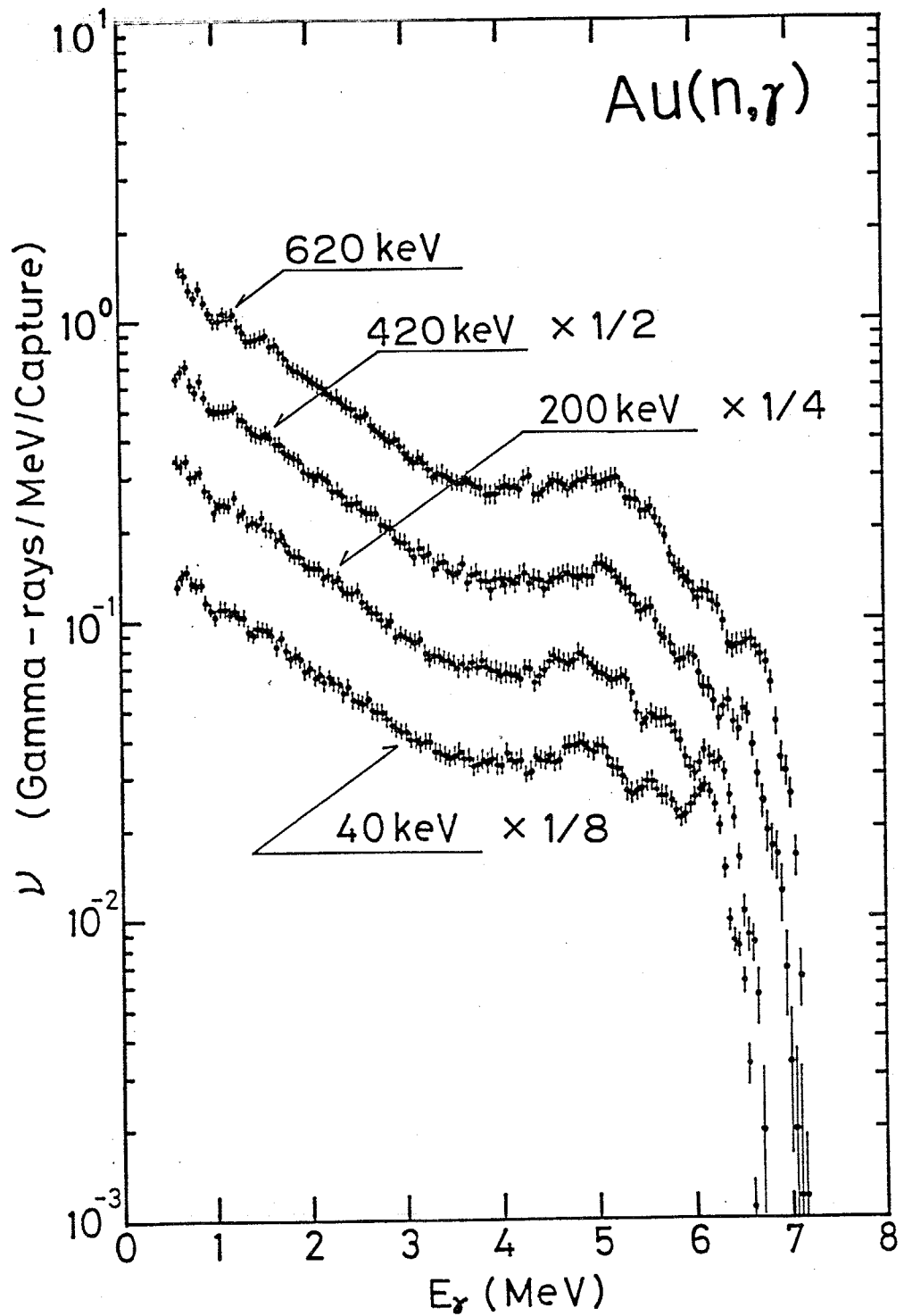


図3-23 (b) Auの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定結果。E_n=200,420,620keVの結果。比較のため、E_n=40keVの結果も示してある。

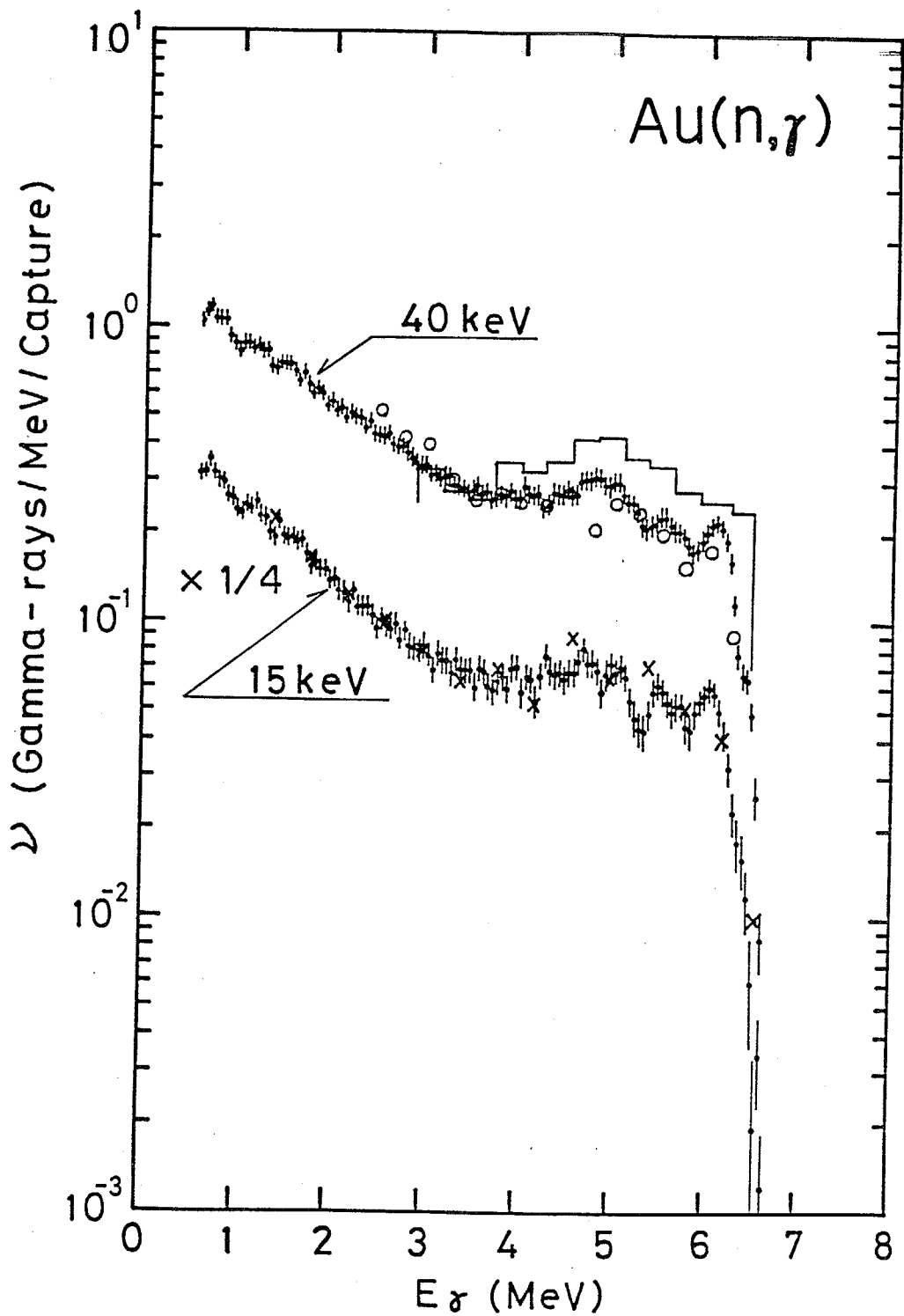


図 3 - 2 4 (a) Au の中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定値の比較。 $E_n \leq 10$ 0keV の場合。 \ast が今回の我々の結果であり、図中の中性子エネルギーは我々の測定値に対してのものである。 \times で示されているのは Bergqvist et al. [BER62] の測定値 ($E_n=15$ keV)、 \circ は Earle et al. [EAR77] の測定値 ($E_n=30$ keV)、ヒストグラムは Barrett et al. [BARR77] の測定値 ($E_n=40$ keV) である。

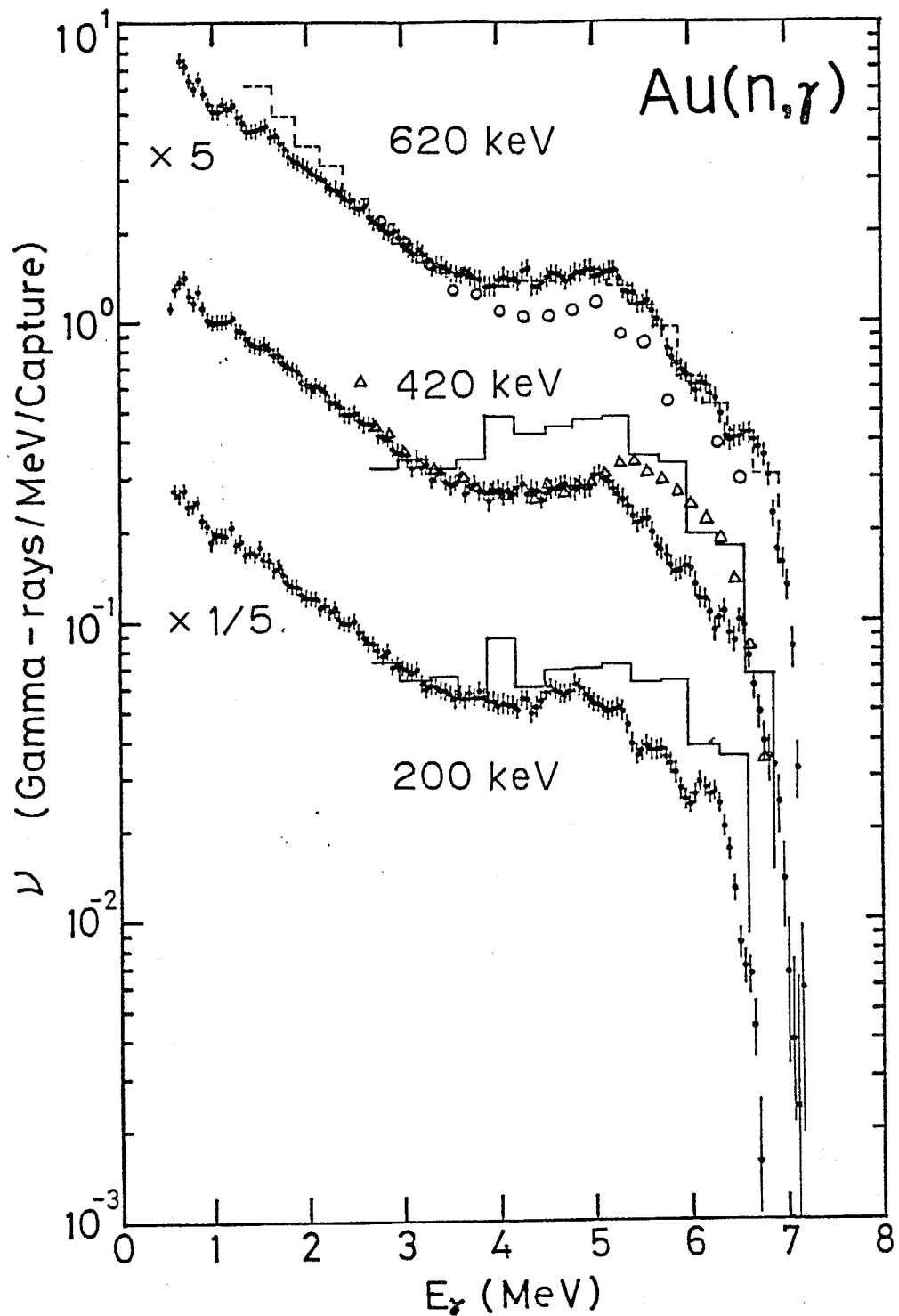


図3-24(b) Auの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定値の比較。 $E_n > 100$ keVの場合。 \blacklozenge が今回の我々の結果であり、 \square の中は中性子エネルギーは我々の測定値に対してのものである。実線のヒストグラムはBarrett et al. [BARR77]の測定値($E_n = 210, 430$ keV)、 \blacktriangle はBrzosko et al. [BRZ71]の測定値($E_n = 400$ keV)、点線のヒストグラムはJoly et al. [JOL79]の測定値($E_n = 520$ keV)、 \circ はEarle et al. [EAR77]の測定値($E_n = 560$ keV)である。

が、 $E_{\gamma} > 2.5 \text{ MeV}$ の領域では、我々の測定値と非常に良く一致している。しかし、 $E_{\gamma} < 2.5 \text{ MeV}$ の領域では彼らの測定値の方が高くなっている。彼らは Voignier et al. (NbとTbの結果の所で引用した)と同じグループであり、実験装置は全く同じものを用いている。従って、Nbの結果の所で述べた様に、彼らの検出器の応答行列は低波高領域で不正確であり、そのため、スペクトルの低エネルギー領域で我々の測定値よりも高い結果が得られたものと考えられる。

第四節 測定結果に対する考察

本実験で測定したNb~Auは中性子数 $N = 52 \sim 118$ の範囲にあり(Moでは $N = 50$ の同位体も含んでいるが)、この範囲は中性子魔法数 $N = 50$ と 126 の間の範囲の殆どをカバーしている。又、この範囲には、 $Z = 50$ の陽子魔法数と $N = 82$ の中性子魔法数も含まれている。従って、測定した中性子捕獲ガンマ線スペクトルについて、個々の核種についてのスペクトルの特徴を捉えるだけでなく、中性子数(あるいは陽子数や質量数)と共にどの様に変化するかを調べてみるのは興味深い。

先ず、中性子魔法数 $N = 82$ と 126 の間の範囲でスペクトルがどの様に変化するかを見てみる。図3-25に、入射中性子エネルギー 500 keV 付近のPr、Tb、Ho、Lu、Ta、及びAuのスペクトルを一括して示す。スペクトル中の斜線は、前節で述べたアノマラス・バンプを示している。図から、バンプのエネルギー位置が中性子数の増加と共に高エネルギー側に移動しているのが分かる。前節でTaのスペクトルの傾斜の変化の原因をアノマラス・バンプに帰着させたが、図3-25の様に他の核種のスペクトルと一括して眺めると、それは自然な考え方の様に感じられる。又、序論で述べた様に、Joly et al. [JOL79]はTmのスペクトル中の $E_{\gamma} = 3.5 \text{ MeV}$ 付近にアノマラス・バンプを発見したが、図3-25中でTmはHoとLuの間に位置し、バンプのエネルギー位置が中性子数の増加と共に高エネルギー側に移動するという系統性に合致している。更に、極く最近のVoignier et al. [VOI86]のデータでは、 ${}^{\text{nat}}, 155, 156, 157, 158, 160\text{Gd}$ の捕獲ガンマ線スペクトル中の $E_{\gamma} = 2.5 \sim 3.0 \text{ MeV}$ 付近にはっきりとアノマラス・バンプが観測されている(natは天然試料を意味する)。これらのGdの同位体は、中性子数でみると、図3-25中で、Tbを跨いでPrからHoの間に位置するので、Gdの各同位体のアノマラス・バンプのエネルギー位置も上記の系統性に合致している。同じく彼らのデータの中で、 ${}^{\text{nat}}\text{Re}$ と ${}^{\text{nat}}\text{Pt}$ の捕獲ガンマ線スペクトル中にも $E_{\gamma} = 5.5 \text{ MeV}$ 付近にアノマラス・バンプが観測されている。これらの核種はTaとAuの間に位置するので、これらのアノマラス・バンプも系統性に合致している。又、彼らは ${}^{\text{nat}}, 182, 183, 184, 186\text{W}$ の捕獲ガンマ線スペクトルも測定しているが、この内、 ${}^{\text{nat}}\text{W}$ 、 ${}^{183}\text{W}$ 、及び ${}^{184}\text{W}$ のスペクトル中には、Taの場合と同様に、 $E_{\gamma} = 4.5 \sim 5.0 \text{ MeV}$ 付近に、スペクトルの傾斜の変化が僅かながら観測されている。これらの同位体はTaのすぐ近く(Au側)に位置するので、これらの場合も系統性に合致している。彼らのWの他の同位体のスペクトル中に同様な傾斜の変化が観測されていないのは、この傾斜の変化は元々弱いので、スペクトルの精度がまだ不十分なため、たまたま観測されていないものと解釈できる。この様に、図3-25に示した我々の測定結果のみならず、他の測定結果を合わせて考えてみても、 $N = 82$ 、 126 の魔法数の間では、捕獲ガンマ線スペクトル中にはアノマラス・バンプが常に存在し、このバンプのエネルギー位置は中性子数の増加と共に高エネルギー側に移動する'と言える。

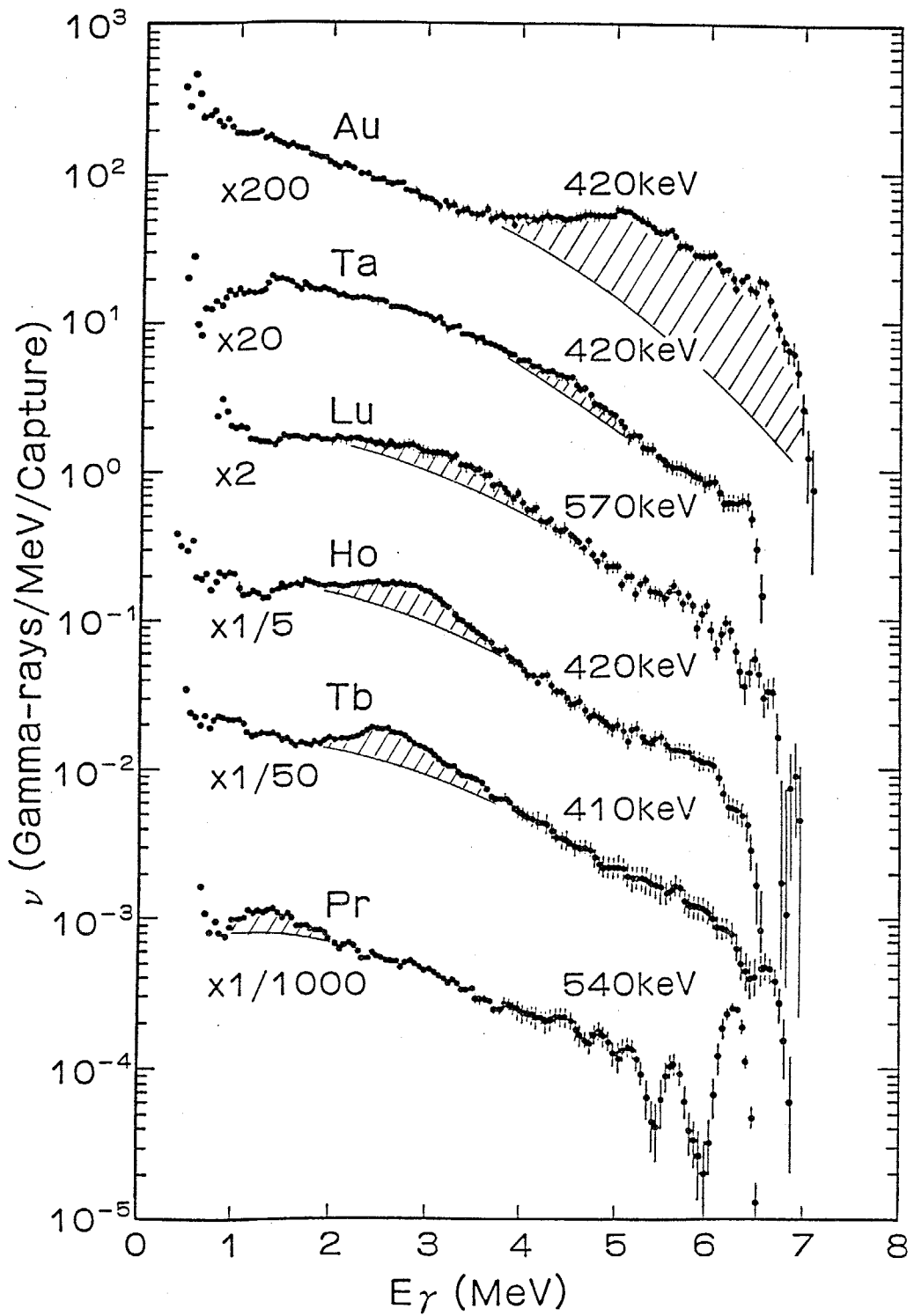


図3-25 Pr、Tb、Ho、Lu、Ta、及びAuの中性子捕獲ガンマ線スペクトル。図中のエネルギーは入射中性子エネルギーを示す。斜線を付けた部分はアノマラス・バンプである。

次に、中性子魔法数 $N = 82$ の前後でスペクトルがどの様に変化するか、又、中性子魔法数 $N = 50$ と 82 の間の範囲でスペクトルがどの様に変化するかを見てみる。図 3-26 に Nb ~ Cs の中性子捕獲ガンマ線スペクトルを一括して示す。Ag と I については入射中性子エネルギー $30 \sim 100 \text{ keV}$ のスペクトルであるが、他は入射中性子エネルギー 500 keV 付近のスペクトルである。図 3-25 の時と同様に、スペクトル中に斜線で示されている部分は、前節で述べたアノマラス・バンプあるいはその候補である。(Ag の高エネルギー側の斜線部分については後に述べてある) 先ず、Cs のスペクトルを図 2-25 の Au のスペクトルと比較すると、両方のスペクトルの形は非常に良く似ていることが分かる。即ち、 $N = 82 \sim 126$ の範囲で中性子数が減少すると共に Au から Pr へとスペクトルの形が徐々に変化し、 $N = 82$ の魔法数をよぎったとたんに (Cs の位置で) Au のスペクトルに急に戻ったことになる。図 2-26 から分かる様に、Cs から更に I、Sb と中性子数が減少すると、スペクトルも徐々に変化していく。従って、 $N = 82$ の魔法数に於けるスペクトルの形の急激な変化は、明らかに、neutron shell effect に因ると考えられ、‘アノマラス・バンプのエネルギー位置は $N = 82$ の中性子魔法数に於いて強い shell effect を示す’ と言える。

図 3-26 中、Cs、I、Sb と中性子数が減少していくと、アノマラス・バンプのエネルギー位置の変化は良く分からないが、バンプの強度は徐々に弱くなっている様に見える。そして Sn になると、 $E_{\gamma} > 5 \text{ MeV}$ の領域では、Sn の各同位体の捕獲状態から残留核の低励起状態への遷移によるガンマ線によって形成された構造が強く現われるため、Cs、I、Sb と続いた 5.5 MeV 付近のバンプがどの様に変化したかが不明となる。ただし、Sn のスペクトル中には $E_{\gamma} = 3 \text{ MeV}$ 付近にバンプが現われて来る。この 3 MeV 付近のバンプは 5.5 MeV バンプが移動して来たものなのか、あるいは起源の異なる新たなバンプなのか分からないが、何れにせよ、 $Z = 50$ の陽子魔法数の所でアノマラス・バンプの性質に急激な変化が生じたのは確かである。即ち、もし 3 MeV バンプが 5.5 MeV バンプの移動して来たものならば、バンプのエネルギー位置の急激な変化が生じたことになるし、もし 3 MeV バンプが 5.5 MeV バンプと起源が異なるものならば、 $Z = 50$ の魔法数を境に急に生じたことになり、何れにせよ、 $Z = 50$ の陽子魔法数に於いてアノマラス・バンプの proton shell effect が観測されていることになる。この proton shell effect を詳しく調べるためには、Sn の各同位体別の精度の良い捕獲ガンマ線スペクトルが必要である。

Sn から更に In、Ag と中性子数が減少していくと、Sn で生じた 3 MeV バンプは僅かなスペクトルの盛り上がりに変化して行き、Mo、Nb になるとスペクトルの盛り上がりさえも観測されなくなる。即ち、中性子数の減少と共に 3 MeV バンプの強度が急激に弱くなって行くと考えられる。(ところで、Ag のスペクトルを In のスペクトルと比較して良く眺めると、Ag のスペクトルは In に比べてかなりハードであり、むしろ、中性子数がかなり異なる Nb のスペクトルに良く似ていることが分かる。この A

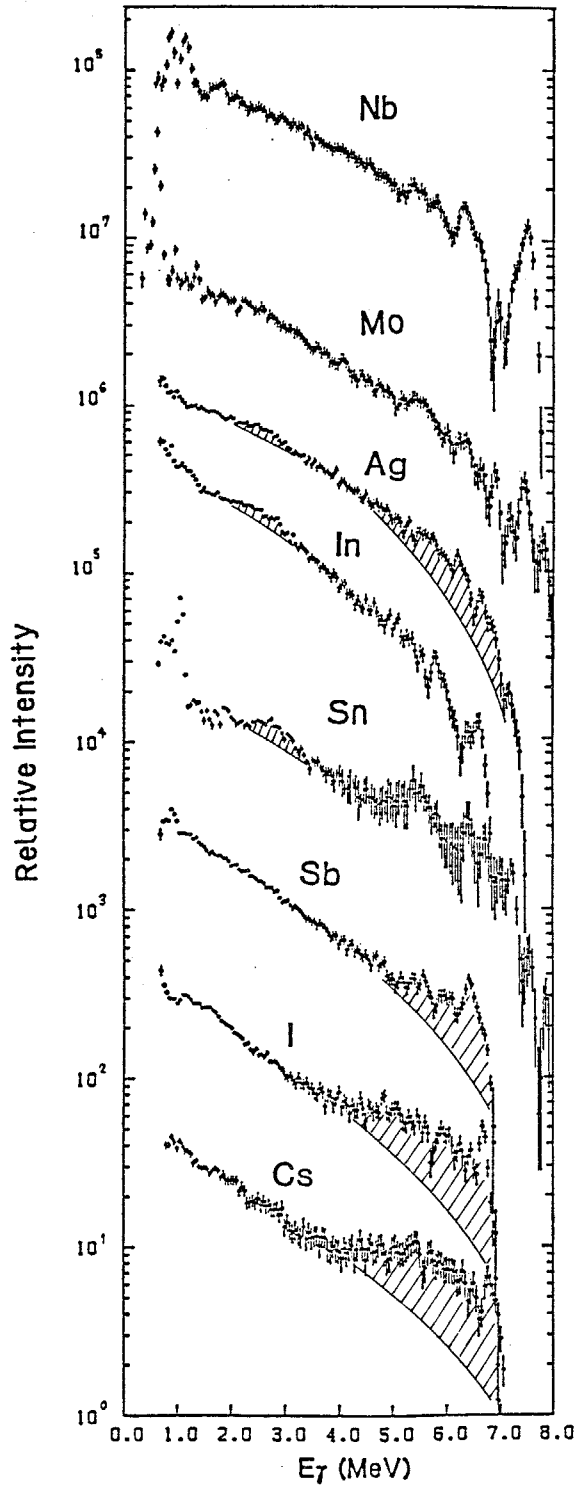


図3-26 Nb、Mo、Ag、In、Sn、Sb、I、及びCsの中性子捕獲ガンマ線スペクトル。入射中性子エネルギーは、AgとIが70keV、他は500keV付近である。斜線を付けた部分はアノマラス・バンプ（あるいは候補）である。

gのスペクトルのハードネスは、次章の解析によって、6 MeV付近の強いピグミー共鳴によって生じていることが分かる。）

更に、図3-25、26を見て分かることは、標的核が中性子魔法数（Pr : N = 82）あるいは陽子魔法数（Sn : Z = 50）の場合には、捕獲状態から残留核の低励起状態への遷移によるガンマ線で形成される構造が非常に強く現われることである。このことは、Voignier et al. [VOI 86]のY (N = 50)のデータにも明らかに認められる。これは、これらの残留核の低励起状態の準位構造が疎であることも反映しているが、捕獲状態からこれらの低励起状態への遷移がかなり強く、非統計的な遷移であることを示唆している様に考えられる。

本節では測定された捕獲ガンマ線スペクトルの定性的な考察を行なったが、次章では統計模型を用いた計算によって測定結果を解析し、定量的な考察を行なう。

第四章 中性子捕獲ガンマ線スペクトルの解析

第一節 統計模型による捕獲ガンマ線スペクトルの計算

1. 捕獲ガンマ線スペクトル計算の概要

本研究では、統計模型による捕獲ガンマ線スペクトルの計算には、日本原子力研究所の五十嵐氏によって開発された計算プログラムCASTHY [IGAR75]を用いたが、ここでは、その計算方法について簡単に述べる。尚、計算の際に原子核準位密度関数とE1ガンマ線強度関数が重要であるが、これらの物理量については後で詳しく述べる。

Hauser-Feshbach の理論 [HAU52] によると、開いているチャネル (open channel) を (n, n) 、 (n, n') 及び (n, γ) 反応チャネルに限った場合、中性子捕獲断面積 $\sigma_{n\gamma}(E_n)$ は、

$$\sigma_{n\gamma}(E_n) = \frac{\pi}{k_n^2} \sum_{J\Pi j l} g_{Jn} \frac{T_{njl}^{J\Pi}(E_n) T_{\gamma}^{J\Pi}(E_n)}{T^{J\Pi}(E_n)} \quad (4-1)$$

$$= \sum_{J\Pi j l} \sigma_{c,njl}^{J\Pi}(E_n) \frac{T_{\gamma}^{J\Pi}(E_n)}{T^{J\Pi}(E_n)} \quad (4-2)$$

$$\sigma_{c,njl}^{J\Pi}(E_n) \equiv \frac{\pi}{k_n^2} g_{Jn} T_{njl}^{J\Pi}(E_n) \quad (4-3)$$

と書ける [LAN59]。ここで、 E_n は入射中性子エネルギー、 k_n は入射中性子の波数、 J と Π は複合核のスピンのパリティ、 l は軌道角運動量である。 j はチャネル・スピんで、

$$j = J_{\text{target}} + i_n \quad (4-4)$$

の関係があり、 j の取り得る範囲は、

$$|J_{\text{target}} - i_n| \leq j \leq J_{\text{target}} + i_n \quad (4-5)$$

である。ここで、 J_{target} は標的核のスピンの、 i_n は中性子のスピン (1/2) である。 g_{Jn} は統計因子で、

$$g_{Jn} = \frac{2J+1}{(2i_n+1)(2J_{\text{target}}+1)} \quad (4-6)$$

である。 $T_{njl}^{J\Pi}(E_n)$ は中性子透過係数 (neutron transmission coefficient) と呼

ばれる量で、光学模型 [F E S 5 4] に依って計算され、

$$T_{njl}^{J\pi}(E_n) = 2\pi \Gamma_{njl}^{J\pi}(B_n + E_n) \rho_c^{J\pi}(B_n + E_n) \quad (4-7)$$

である。ここで、 $\Gamma_{njl}^{J\pi}(B_n + E_n)$ は、励起エネルギー $B_n + E_n$ でスピとパリティが J 及び π の複合核状態が (njl) チャネル (n は中性子を意味する) に崩壊 (decay) する幅 (width) であり、又、 $\rho_c^{J\pi}(B_n + E_n)$ は、複合核の励起エネルギー $B_n + E_n$ に於ける、スピとパリティが J 及び π の状態の準位密度である。

(4-3) 式で定義されている $\sigma_{c,njl}^{J\pi}(E_n)$ は、入射中性子チャネルの内、チャネル・スピと軌道角運動量が j 及び l のチャネルからスピとパリティが J 及び π の複合核を形成する断面積であり、これを j 、 l 、 J 、 π について和をとると '普通' の複合核形成断面積となる。

(4-1) 式の分母に現われる $T^{J\pi}(E_n)$ は、

$$T^{J\pi}(E_n) = \sum_{n'j'l'} T_{n'j'l'}^{J\pi}(E_{n'}) + T_\gamma^{J\pi}(E_n) \quad (4-8)$$

であり、開いている全てのチャネルからの透過係数を加え合わせたものである。 n' についての和は、(複合核) 弾性散乱中性子とエネルギー的に可能な非弾性散乱中性子についての和をとることを意味する。上式の最後の項は '全ガンマ線透過係数' であり、(4-1) 式の分子にも現われるが、これはガンマ線の多重度によって、

$$T_\gamma^{J\pi}(E_n) = \sum_{XL} T_{\gamma XL}^{J\pi}(E_n) \quad (4-9)$$

と分解できる。ここで、 X は電氣的遷移 (E) か磁氣的遷移 (M) の区別を示しており、 L は 2^L 重極遷移であることを示している。(4-9) 式中の '全 XL ガンマ線透過係数' は、

$$T_{\gamma XL}^{J\pi}(E_n) \equiv 2\pi \Gamma_{\gamma XL}^{J\pi}(B_n + E_n) \rho_c^{J\pi}(B_n + E_n) \quad (4-10)$$

と定義されている。ここで、 $\Gamma_{\gamma XL}^{J\pi}(B_n + E_n)$ は励起エネルギー $B_n + E_n$ の複合核状態 (スピ及びパリティは夫々 J 及び π) が XL ガンマ線を放出して崩壊する幅である。(4-10) 式は (4-7) 式の中性子透過係数の定義式と類似しているが、

(4-7) 式では Γ の添え字 n に依って放出する中性子エネルギーを特定しているのに対し、(4-10) 式では (添え字 γ は付いているが) 放出するガンマ線のエネルギー

を特定していない。従って、 $\Gamma_{\gamma XL}^{J\pi}(B_n + E_n)$ は放出するガンマ線のエネルギーに依って分解でき、

$$\Gamma_{\gamma XL}^{J\pi}(B_n + E_n) = \sum_f \Gamma_{\gamma XL}^{J\pi}(B_n + E_n \rightarrow E_f) \Delta_{XL}(J\pi, J'\pi') \quad (4-11)$$

と書ける。f についての和は励起エネルギー $B_n + E_n$ 以下の全ての準位についての和を意味し、 $\Delta_{XL}(J\pi, J'\pi')$ は X L 遷移のスピとパリティに関する制限を示しており、 $J\pi$ 状態から $J'\pi'$ 状態への X L 遷移が選択則を満たしていれば 1、満たしていなければ 0 である。ここで、X L 遷移の選択則は、

$$\begin{aligned} |J-L| \leq J' \leq |J+L| \\ \pi' = \begin{cases} (-1)^L \pi & E \text{ 型遷移} \\ (-1)^{L+1} \pi & M \text{ 型遷移} \end{cases} \end{aligned} \quad (4-12)$$

である。 $\Gamma_{\gamma XL}^{J\pi}(B_n + E_n \rightarrow E_f)$ は励起エネルギー $B_n + E_n$ の複合核状態 (スピとパリティは J 及び π) がエネルギー $B_n + E_n - E_f$ の X L 遷移ガンマ線を放出して崩壊する幅である。(4-11) 式を (4-10) 式に代入して、f についての和を積分で近似すると、

$$\begin{aligned} T_{\gamma XL}^{J\pi}(E_n) = \int_0^{B_n + E_n} \sum_{J'\pi'} \Delta_{XL}(J\pi, J'\pi') 2\pi \Gamma_{\gamma XL}^{J\pi}(B_n + E_n \rightarrow E_f) \\ \times \rho_c^{J\pi}(B_n + E_n) \rho_c^{J'\pi'}(E_f) dE_f \end{aligned} \quad (4-13)$$

となる。ここで、更に、'X L ガンマ線透過係数' $T_{\gamma p XL}^{J\pi}(E_\gamma)$ を

$$T_{\gamma p XL}^{J\pi}(E_\gamma) \equiv 2\pi \Gamma_{\gamma XL}^{J\pi}(B_n + E_n \rightarrow E_f) \rho_c^{J\pi}(B_n + E_n) \quad (4-14)$$

と定義すると、(4-13) 式は、

$$\begin{aligned} T_{\gamma XL}^{J\pi}(E_n) = \int_0^{B_n + E_n} \sum_{J'\pi'} \Delta_{XL}(J\pi, J'\pi') T_{\gamma p XL}^{J\pi}(E_\gamma) \\ \times \rho_c^{J'\pi'}(B_n + E_n - E_\gamma) dE_\gamma \end{aligned} \quad (4-15)$$

と書ける。(4-14) 式と (4-7) 式を見比べると、X L ガンマ線透過係数は中性

子透過係数と全く同等な物理量であることが分かる。従って、(4-3)式と類似の関係から、

$$\sigma_{C,\gamma XL}^{J'\pi' \rightarrow J\pi}(E_\gamma) = \frac{\pi}{k_\gamma^2} g_{J\gamma, J'} T_{\gamma XL}^{J\pi}(E_\gamma) \quad (4-16)$$

となる。 $\sigma_{C,\gamma XL}^{J'\pi' \rightarrow J\pi}(E_\gamma)$ は、励起エネルギー $B_n + E_n - E_\gamma$ にある標的核 (スピンとパリティは J' 及び π') がエネルギー E_γ の XL ガンマ線を吸収して励起エネルギー $B_n + E_n$ の複合核状態 (スピンとパリティは J 及び π) を形成する断面積である。ここで、 k_γ は入射ガンマ線の波数、 $g_{J\gamma, J'}$ はスピン因子で (4-6) 式で計算される。但し、ガンマ線のスピンは 1 であるが、射影成分は -1 と 1 の状態しか取らないので (ヘリシティ: helicity)、(4-6) 式中の入射粒子スピンに関する部分は 2 となる。(4-16) 式の関係を用いると、

$$T_{\gamma XL}^{J\pi}(E_n) = \int_0^{B_n+E_n} \sum_{J'\pi'} \Delta_{XL}(J\pi, J'\pi') \sigma_{C,\gamma XL}^{J'\pi' \rightarrow J\pi}(E_\gamma) \\ \times \left(\frac{\pi}{k_\gamma^2} g_{J\gamma, J'} \right)^{-1} \rho_C^{J'\pi'}(B_n+E_n-E_\gamma) dE_\gamma \quad (4-17)$$

となる。

次に、 $\sigma_{C,\gamma XL}^{J'\pi' \rightarrow J\pi}(E_\gamma)$ に Brink の仮説 (Brink hypothesis) [BR I 55, KIN 57] (次の副節 2. で詳しく述べる) を適用すると、

$$\sigma_{C,\gamma XL}^{J'\pi' \rightarrow J\pi}(E_\gamma) = \sigma_{a, XL}(E_\gamma) \cdot \frac{2J+1}{(2L+1)(2J'+1)} \quad (4-18)$$

となる。ここで、 $\sigma_{a, XL}(E_\gamma)$ は標的核が基底状態の場合の XL ガンマ線吸収断面積である。又、右辺の $(2J+1) / \{(2L+1)(2J'+1)\}$ は統計的な因子であり、複合核のスピン J について和を取ると 1 となる。(4-17) 式中の $g_{J\gamma, J'}$ は

$$g_{J\gamma, J'} = \frac{2J+1}{2(2J'+1)} \quad (4-19)$$

だから、(4-18) 式を (4-17) 式に代入すると、

$$T_{\gamma XL}^{J\pi}(E_n) = \int_0^{B_n+E_n} \sum_{J'\pi'} \Delta_{XL}(J\pi, J'\pi') \sigma_{a, XL}(E_\gamma) \\ \times \frac{k_\gamma^2}{\pi} \frac{2}{2L+1} \rho_C^{J'\pi'}(B_n+E_n-E_\gamma) dE_\gamma \quad (4-20)$$

となる。更に、

$$k_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{\hbar c} \quad (4-21)$$

を代入して整理すると、

$$T_{\gamma XL}^{J\Pi}(E_n) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{1}{\hbar c}\right)^2 \frac{2}{2L+1} \sum_{J'\Pi'} \Delta_{XL}(J\Pi, J'\Pi') \\ \times \int_0^{B_n+E_n} E_{\gamma}^2 \sigma_{a, XL}(E_{\gamma}) \rho_c^{J'\Pi'}(B_n+E_n-E_{\gamma}) dE_{\gamma} \quad (4-22)$$

となり、XLガンマ線吸収断面積 $\sigma_{a, XL}(E_{\gamma})$ と原子核準位密度 $\rho_c^{J'\Pi'}(E)$ (E は励起エネルギー) が分かれば全XLガンマ線透過係数 $T_{\gamma XL}^{J\Pi}(E_n)$ は計算でき、そして、これを(4-9)式に代入すれば全ガンマ線透過係数 $T_{\gamma}^{J\Pi}(E_n)$ が求まる。

以上の様にして、(4-1)式中の各物理量が求められれば、このらの値を代入することにより中性子捕獲断面積 $\sigma_{n\gamma}(E_n)$ が計算される。

次に、この中性子捕獲反応に依って発生するガンマ線のスペクトル、即ち捕獲ガンマ線スペクトル、の計算方法について述べる。先ず、入射エネルギー E_n の中性子を標的核が吸収した時、スピンとパリティが J_0 及び Π_0 の複合核状態 (励起エネルギーは、勿論、 $B_n + E_n$) を形成する確率を $p_{J_0\Pi_0}(B_n + E_n, J_0, \Pi_0)$ とすると、

$$p_{J_0\Pi_0}(B_n + E_n, J_0, \Pi_0) = \frac{\sum_{J_n\Pi_n} g_{J_0 n} T_{n J_n}^{J_0\Pi_0}(E_n)}{\sum_{J_n\Pi_n} g_{J_n} T_{n J_n}^{J\Pi}(E_n)} \quad (4-23)$$

となる。そして、この複合核状態を経由して、ガンマ線遷移に依って (カスケード・プロセスも含む)、励起エネルギー E 、スピンとパリティが J 及び Π の状態が励起される確率 (population probability) を $p_{J\Pi}(E, J, \Pi)$ とすると、この確率は積分方程式

$$p_{J_0\Pi_0}(E, J, \Pi) = \delta_{J, J_0} \delta_{\Pi, \Pi_0} \delta(B_n + E_n - E) p_{J_0\Pi_0}(B_n + E_n, J_0, \Pi_0) \\ + p_{J_0\Pi_0}(B_n + E_n, J_0, \Pi_0) B_{\gamma}(B_n + E_n, J_0, \Pi_0 \rightarrow E, J, \Pi) \\ + \sum_{J'\Pi'} \int_E^{B_n + E_n} p_{J_0\Pi_0}(E', J', \Pi') B_{\gamma}(E', J', \Pi' \rightarrow E, J, \Pi) dE' \quad (4-24)$$

を解くことによって求まる。ここで、 $B_{\gamma}(E', J', \Pi' \rightarrow E, J, \Pi)$ は

$$B_{\gamma}(E', J', \Pi' \rightarrow E, J, \Pi) = \frac{T_{\gamma p \times L}^{J' \Pi'}(E' - E)}{T^{J' \Pi'}(E' - B_n)} \Delta_{XL}(J' \Pi', J \Pi) \quad (4-25)$$

と書け、励起エネルギー E' でスピンとパリティが J' および Π' の状態から励起エネルギー E でスピンとパリティが J 及び Π の状態にガンマ線遷移する分岐比 (branching ratio) である。(4-25) 式の分母の $T^{J' \Pi'}(E' - B_n)$ は (4-8) 式で計算されるが、 $E' - B_n < 0$ の時は、(4-8) 式中の中性子透過係数部分は 0 であることを注意しておく。(4-24) 式の第二項は始状態からの直接のガンマ線遷移による寄与を表わしており、第三項は始状態からのカスケード・プロセスによる寄与を表わしている。尚、第一項は始状態の population probability を表現しているだけである。

上で述べた population probability と branching ratio が求めれば、捕獲ガンマ線スペクトル $\nu(E_{\gamma})$ は、次式

$$\nu(E_{\gamma}) = \sum_{J_0 \Pi_0} \sum_{J \Pi} \sum_{J' \Pi'} \int_{E_{\gamma}}^{B_n + E_n} P_{J_0 \Pi_0}(E, J, \Pi) B_{\gamma}(E, J, \Pi \rightarrow E - E_{\gamma}, J', \Pi') dE \quad (4-26)$$

で計算できる。但し、(4-26) 式で与えられる捕獲ガンマ線スペクトルは一複合核形成反応当たりのスペクトルなので、第三章第二節の 3. で述べた一中性子捕獲反応当たりのスペクトルに変換するには、上式のスペクトルに変換係数

$$\left\{ \frac{\sigma_{n\gamma}(E_n)}{\sum_{J \Pi, j l} \sigma_{c, n j l}^{J \Pi}(E_n)} \right\}^{-1} \quad (4-27)$$

を乗ずる必要がある。

以上述べて来た中で、(4-8) 式中の n' についての和の部分以外、原子核の準位は連続的であるという近似をして来たが、上で得られた結果を離散準位を含めたものに拡張することは容易である。実際、計算コード CASTHY では標的核と複合核の準位に夫々最高 30 個の離散準位を基底状態から順に入力することができる様になっており、本研究に於いても離散準位を含めた計算を行なった。

又、(4-9) 式で全ガンマ線透過係数をガンマ線遷移の型で展開したが、実際の計算には E1、M1、及び E2 遷移のみを取り入れ、他の遷移の寄与は無視した。

2. ガンマ線強度関数の選択

(i) ガンマ線強度関数の定義とガンマ線吸収断面積との関係

Bartholomew et al. によるガンマ線強度関数についての詳しいレビュー [BAR73] があるので、対応を容易にするため、ガンマ線強度関数の定義及び用いる記号をなるべく彼らのものと同じにして述べてゆく。

実験的には、一般に、図4-1に示した二種類のガンマ線遷移が取り扱われる。即ち、(a) 低励起状態（実際には基底状態）から高励起状態へのガンマ線吸収、及び、(b) 高励起状態から低励起状態へのガンマ線崩壊である。図中の添え字 λ は高励起状態（あるいは同一のスピとパリティを有する高励起状態のグループ）を表わし、 i は同様に低励起状態（あるいはそれらのグループ）を表わしている。即ち、それらの励起エネルギー間には常に $E_\lambda > E_i$ の関係が成り立っているとす。以後、添え字 λ と i はこの様な意味で用いる。

基底状態から励起エネルギー E_λ 近傍の（単位エネルギー領域内の）状態（スピン J 、パリティ Π ）を XL 遷移で励起するガンマ線強度関数を

$$\vec{f}_{0\lambda XL}^{J\Pi}(E_\gamma) = \frac{\overline{\Gamma}_{\gamma 0\lambda XL}^{J\Pi\uparrow} \rho_c^{J\Pi}(E_\lambda)}{E_\gamma^{2L+1}} \quad (4-28)$$

で定義する。ここで、 $E_\gamma = E_\lambda$ であり、 $\overline{\Gamma}_{\gamma 0\lambda XL}^{J\Pi\uparrow}$ は基底状態から状態 λ への遷移に対する部分放射幅の平均値（終状態 λ が多数の準位から成るとして）である。又、記号 \rightarrow は f の下付き添え字 0 と λ で表わされる状態を左から右に遷移することを示している。このガンマ線強度関数に関する情報は光核反応実験から得られる。

次に、励起エネルギー E_λ 近傍の（単位エネルギー領域内の）状態 λ' （スピン J' 、パリティ Π' ）から状態 i へ XL 遷移で崩壊するガンマ線強度関数を

$$\overset{\leftarrow}{f}_{i\lambda' XL}^{J'\Pi'}(E_\gamma) = \frac{\overline{\Gamma}_{\gamma i\lambda' XL}^{J'\Pi'\downarrow} \rho_c^{J'\Pi'}(E_\lambda')}{E_\gamma^{2L+1}} \quad (4-29)$$

で定義する。ここで、 $E_\gamma = E_{\lambda'} - E_i$ であり、 $\overline{\Gamma}_{\gamma i\lambda' XL}^{J'\Pi'\downarrow}$ は状態 λ' から状態 i への遷移に対する部分放射幅の平均値（始状態 λ' が多数の準位から成るとして）である。記号 \leftarrow は f の下付き添え字 i と λ' で表わされる状態を右から左に遷移することを示している。このガンマ線強度関数に関する情報が本研究で行なった中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定等から得られる。

(4-28)及び(4-29)式にBrinkの仮説[BRI55, KIN57]‘光効果(photoeffect)のガンマ線エネルギー依存性は始状態の細かい構造に独立である’を用いると、

$$\vec{f}_{i\lambda' XL}^{J'\Pi'}(E_\gamma) = \vec{f}_{0\lambda XL}^{J\Pi}(E_\gamma) \quad (4-30)$$

$$\overset{\leftarrow}{f}_{i\lambda' XL}^{J'\Pi'}(E_\gamma) = \overset{\leftarrow}{f}_{0\lambda XL}^{J\Pi}(E_\gamma) \quad (4-31)$$

となる。Brinkの仮説は、現在では、‘厳密な意味では成り立たないが、かなりの良い

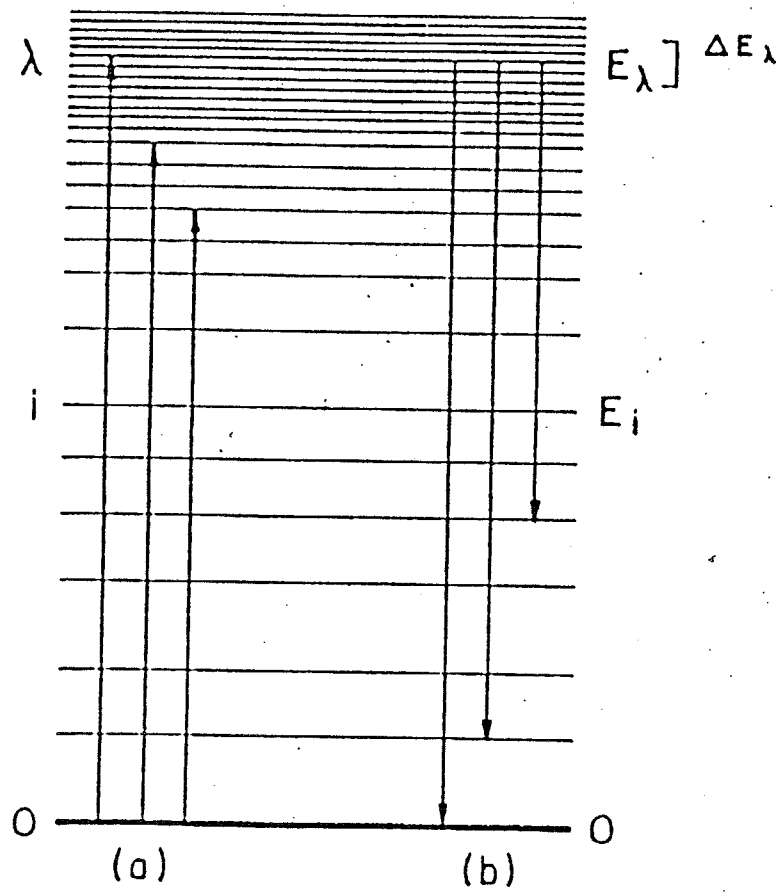


図 4-1 二種類のガンマ線遷移の概念図。λは原子核の高く励起した一状態あるいは同じスピンとパリティを持った状態のグループを表し、iは低く励起した同様な状態を表す。(a)はガンマ線の吸収、(b)はガンマ線の放出によって起こる。

精度では成り立っている' と考えられており [BAR74]、この仮説を支持する実験結果も幾つか報告されている [ALLA64, NEW81, DRA82, SAN83, GOS85]。

(4-30) 式と (4-31) 式の右辺は、'個別つりあいの原理' を適応すると等しくなる。従って、左辺どうしも等しくなる。そして、再び Brink の仮説を用いると、ガンマ線強度関数は J' 及び Π' に依存しなくなり、

$$\int_{i\lambda XL}^{\rightarrow} (E_{\gamma}) = \int_{i\lambda XL}^{\leftarrow} (E_{\gamma}) \quad (4-32)$$

と書ける。即ち、'個別つりあいの原理' と 'Brink の仮説' を用いると、二種類のガンマ線強度関数は同等であり、始状態及び終状態のスピンとパリティに依存せず、ガンマ線エネルギーのみの関数となる。

次に、ガンマ線強度関数とガンマ線吸収断面積の関係について述べる。(4-14) 式中の $\Gamma_{YXL}^{J\Pi}(B_n + E_n \rightarrow E_f)$ は元々平均的な量なので ('平均的な量として扱っている' と言った方が正しいが)、 $B_n + E_n$ を E_{χ} 、 E_f を E_i と読み替えれば、(4-29) 式中の $\bar{\Gamma}_{i\lambda XL}^{J'\Pi'}$ と同等である。従って、(4-29) と (4-14) 式から

$$\int_{i\lambda XL}^{\leftarrow J\Pi} (E_{\gamma}) = \frac{T_{YPL}^{J\Pi}(E_{\gamma})}{2\pi E_{\gamma}^{2L+1}} \quad (4-33)$$

となる。これに (4-16) 式の関係を用いると、

$$\int_{i\lambda XL}^{\leftarrow J\Pi} (E_{\gamma}) = \frac{k_{\gamma}^2}{2\pi^2} \frac{1}{g_{J',J}} \frac{\sigma_{c,\lambda XL}^{J'\Pi' \rightarrow J\Pi}(E_{\gamma})}{E_{\gamma}^{2L+1}} \quad (4-34)$$

となる。更に、Brink の仮説を用いて得られた (4-18) 式を代入すると、

$$\int_{\lambda XL} (E_{\gamma}) = \frac{k_{\gamma}^2}{\pi^2} \frac{1}{2L+1} \frac{\sigma_{a,\lambda XL}(E_{\gamma})}{E_{\gamma}^{2L+1}} \quad (4-35)$$

$$= \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{1}{\hbar c}\right)^2 \frac{1}{2L+1} \frac{\sigma_{a,\lambda XL}(E_{\gamma})}{E_{\gamma}^{2L-1}} \quad (4-36)$$

$$= 26 \times 10^{-8} \frac{\sigma_{a,\lambda XL}(E_{\gamma})}{(2L+1) E_{\gamma}^{2L-1}} \text{ (MeV)}^{-(2L+1)} \quad (4-37)$$

ここで、(4-37) 式中の E_{γ} は MeV 単位、 $\sigma_{a,\lambda XL}(E_{\gamma})$ は mb 単位である。尚、(4-35) ~ (4-37) 式の右辺は J 、 Π 、 i 、及び λ に依存しないので、左辺の

ガンマ線強度関数の添え字 J 、 Π 、 i 、及び λ と記号 \leftarrow を落とした。(4-35) ~ (4-37) 式がガンマ線強度関数とガンマ線吸収断面積の関係である。(これらの式はガンマ線スペクトルの計算に於いて常に用いられるが、その出典はあまり明確でない。(4-37) 式は Bartholomew et al. のレビュー [BAR 73] 中に与えられているが、導出は行なわれておらず、出典は [AXEL 68] とされている。)

(ii) E1 ガンマ線強度関数

序論で述べた様に、非分離共鳴領域の中性子捕獲ガンマ線スペクトルは主に E1 ガンマ線によって形成される。(少なくとも、しばしば強い E2 遷移が観測されることがある低励起状態間の遷移によって放出される低エネルギー・ガンマ線を除けば。) このことは、Blatt and Weisskopf の単一粒子模型による XL 遷移崩壊確率の評価 [BLA 52] に依って理解できるし、又、中性子結合エネルギー付近に於ける平均 E1 遷移部分幅の平均 M1 遷移部分幅に対する比の測定値に依って支持される [KOP 78, MCC 81]。即ち、非分離共鳴領域の捕獲ガンマ線スペクトルの計算には E1 ガンマ線強度関数が最も重要で、他の遷移に対するガンマ線強度関数はさほど重要でない。従って、本研究では、捕獲ガンマ線スペクトルの計算に E1、M1、及び E2 遷移を取り入れたが、M1 及び E2 遷移に対しては単一粒子模型から評価されるガンマ線強度関数(ガンマ線エネルギー依存がなく、一定値を取る)を用いた。E1 ガンマ線強度関数については以下に述べる。

Blatt and Weisskopf の単一粒子模型によると、一般に、ガンマ線強度関数はガンマ線エネルギーによらず一定である。しかし、E1 遷移に対して(中性子結合エネルギー付近の部分放射幅の測定値から決定した)単一粒子模型のガンマ線強度関数を用いると、全放射幅の測定値を再現できず、過大評価することが以前から分かっていた [CAM 59]。即ち、E1 ガンマ線強度関数はガンマ線エネルギーが低くなると共に減少すべきであることが指摘されていた。

一方、Baldwin and Klaiber によって E1 ガンマ線吸収断面積が大きな共鳴構造を示すことが発見された [BAL 47, BAL 48]。この共鳴によって消費される E1 強度は古典 E1 和則値 [BOHR 75 a] の大部分を占めるので、この共鳴は核内の全核子が参加している双極子振動(陽子に対する中性子の集団運動)と解釈され、巨大 E1 共鳴(giant electric-dipole resonance)と呼ばれた [GOL 48, JEN 50, STE 50]。現在では、巨大 E1 共鳴は ${}^3\text{He}$ 以上の全ての核について観測されており、[BERM 75, BERM 75 +] 共鳴エネルギー E_R は $10\text{ MeV} \sim 25\text{ MeV}$ の範囲にあり、 $A > 50$ では、 $E_R = 80 A^{-1/3} (\text{MeV})$ の系統性がかなり良く成り立つことが知られている [BERM 75, BOHR 75 b]。共鳴幅は殻効果(shell effect)を示し、閉殻の近くの核の幅は小さく(4~5 MeV)、閉殻と閉殻の間の核、あるいは振動変形核(vibrational deformed nuclei)の幅は大きくなる(最大 7 MeV 程度)

[NAT53, OKA58, BERM75]。又、軸対称な静的変形核 (statically deformed nuclei) では、長軸方向の振動と短軸方向の振動が生じ、巨大 E1 共鳴は二つに分離する。この時、対称軸方向の振動に対応する共鳴の強度と他方の共鳴の強度の比は約 1 : 2 であり、これは夫々の振動の方向の自由度の比となっている [OKA56, DAN58, OKA58]。

ところで、E1 ガンマ線強度関数 $f_{E1}(E_\gamma)$ は、(4-37) 式から、

$$f_{E1}(E_\gamma) = 8.7 \times 10^{-8} \frac{\sigma_{a,E1}(E_\gamma)}{E_\gamma} \quad (4-38)$$

と書ける。従って、巨大 E1 共鳴を記述する E1 ガンマ線吸収断面積の関数型が分かれば、そしてその関数型が低いガンマ線エネルギー領域まで正しく吸収断面積を記述しているならば、E1 ガンマ線強度関数のガンマ線エネルギー依存性が得られることになる。そこで、次に、巨大 E1 共鳴を記述するガンマ線吸収断面積の関数型について考えてみる。

原子核を双極子振動子と考えて、先ず、振動子による光の散乱を古典的に扱ってみよう。振動数 ν_0 で弾性的に中心に引かれている電子によって、振動数 ν の光が散乱される場合を考える (例えば [HEI54a] 参照)。この時、この振動子には動摩擦力の様な電子の速度に比例する減衰力が働くものとする。すると、運動方程式は

$$\ddot{x} + \gamma \dot{x} + \nu_0^2 x = \frac{e}{m} E_e e^{-i\nu t} \quad (4-39)$$

と書ける。ここで、 γ は減衰定数、 m は電子の質量、 e は単位電荷、 E_e は光による電場の強さである。又、 $\dot{}$ は時間による微分を意味する。左辺の第二項は減衰力、第三項は振動子の復元力に対応し、右辺は光の電場による力に対応する。この方程式は簡単に解けて、定常解として、

$$x = \frac{eE_e}{m} \frac{1}{\nu_0^2 - \nu^2 - i\nu\gamma} e^{-i\nu t} \quad (4-40)$$

を得る。実際の運動はこの解の実数部に対応し、

$$\text{Re}\{x\} = \frac{eE_e}{m} \frac{1}{\sqrt{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \nu^2\gamma^2}} \cos(\nu t - \delta) \quad (4-41)$$

$$\tan \delta = \frac{\nu\gamma}{\nu_0^2 - \nu^2} \quad (4-42)$$

となる。振動子に単位時間当たりに吸収されるエネルギー $\varepsilon(\nu, t)$ は、電場が単位

時間当たりに行なう仕事に等しいから、

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(\nu, t) &= \operatorname{Re}\{\dot{x}\} e E_e \cos \nu t \\ &= -\frac{e^2 E_e^2}{m} \frac{\nu}{\sqrt{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \nu^2 \gamma^2}} \sin(\nu t - \delta) \cos \nu t \end{aligned} \quad (4-43)$$

となる。これを一周期当たりで平均すると、

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(\nu) &\equiv \frac{1}{\frac{2\pi}{\nu}} \int_0^{\frac{2\pi}{\nu}} \mathcal{E}(\nu, t) dt \\ &= \frac{e^2 E_e^2}{2m} \frac{\nu^2 \gamma}{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \nu^2 \gamma^2} \end{aligned} \quad (4-44)$$

となる。所で、単位時間当たり入射する光のエネルギー I_0 は、

$$I_0 = \frac{c E_e^2}{8\pi} \quad (4-45)$$

であるから (c は光速)、光の吸収断面積 $\sigma_{a, E1}(\nu)$ は、

$$\begin{aligned} \sigma_{a, E1}(\nu) &= \frac{\mathcal{E}(\nu)}{I_0} \\ &= \frac{4\pi e^2}{m c} \frac{\nu^2 \gamma}{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \nu^2 \gamma^2} \end{aligned} \quad (4-46)$$

となる。ここで、

$$E_\gamma = \hbar \nu, \quad E_0 = \hbar \nu_0, \quad \Gamma = \hbar \gamma \quad (4-47)$$

と置くと、

$$\sigma_{a, E1}(E_\gamma) = \frac{4\pi e^2 \hbar}{m c} \frac{\Gamma E_\gamma^2}{(E_\gamma^2 - E_0^2)^2 + \Gamma^2 E_\gamma^2} \quad (4-48)$$

$$= \sigma_0 \frac{\Gamma^2 E_\gamma^2}{(E_\gamma^2 - E_0^2)^2 + \Gamma^2 E_\gamma^2} \quad (4-49)$$

$$\sigma_0 \equiv \frac{4\pi e^2 \hbar}{mc \Gamma} \quad (4-50)$$

となる。式(4-46)あるいは(4-48)は良く知られている Lorentz 型関数であり [BRI 55, KIN 57, AXEL 62]、Brink-Axel型関数とも呼ばれる。共鳴エネルギー E_0 の近傍では、 $E_\gamma + E_0 \approx 2E_\gamma$ と近似すると、(4-49)式は

$$\begin{aligned} \sigma_{a,E1}(E_\gamma) &= \sigma_0 \frac{\Gamma^2 E_\gamma^2}{\{(E_\gamma + E_0)(E_\gamma - E_0)\}^2 + \Gamma^2 E_\gamma^2} \\ &\approx \sigma_0 \frac{\frac{1}{4} \Gamma^2}{(E_\gamma - E_0)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} \end{aligned} \quad (4-51)$$

となり、これも又、良く知られている Breit-Wigner型関数である。即ち、共鳴付近では、Lorentz 型も Breit-Wigner型もあまり差のない関数である。

双極子振動子による光の吸収断面積を表わす(4-49)式は、量子論的に扱っても成り立つ [HEI 54b, BOHR 75b]。即ち、励起エネルギー E_{res} と減衰幅 Γ を持つ双極子振動子によるガンマ線の吸収断面積は、

$$\sigma_{a,E1}(E_\gamma) = \frac{3\pi}{k^2} \Gamma_\gamma \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{E_{res} - E_\gamma - \frac{1}{2}i\Gamma} + \frac{1}{E_{res} + E_\gamma + \frac{1}{2}i\Gamma} \right\} \quad (4-52)$$

$$\Gamma_\gamma = (\Gamma_\gamma)_{res} \left(\frac{E_\gamma}{E_{res}} \right)^3 \quad (4-53)$$

で与えられ、これより、

$$\sigma_{a,E1}(E_\gamma) = \frac{3\pi}{2} \frac{(\Gamma_\gamma)_{res} E_\gamma \Gamma}{k_{res}^2 E_{res}} \left\{ \frac{1}{(E_\gamma - E_{res})^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} - \frac{1}{(E_\gamma + E_{res})^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} \right\} \quad (4-54)$$

$$= \sigma_0 \frac{\Gamma^2 E_\gamma^2}{(E_\gamma^2 - E_0^2)^2 + \Gamma^2 E_\gamma^2} \quad (4-55)$$

$$E_0^2 \equiv E_{res}^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2, \quad \sigma_0 \equiv \sigma(E_0) = \frac{6\pi}{\Gamma} \left(\frac{\Gamma_\gamma}{k^2} \right)_{res} \quad (4-56)$$

となる。(4-55)式は(4-49)式と全く同じ形をしていることが分かる。但し、 E_0 及び σ_0 は(4-56)で与えられる。ここで k は入射ガンマ線の波数で、 Γ_γ はガンマ線放射幅、 $(A)_{res}$ は励起エネルギー E_{res} に於ける A の値を意味する。

(4-54)式から分かる様に、Lorentz型関数は正と負のエネルギーの共鳴に対応する二つのBreit-Wigner型関数の重ね合わせである。これは、光子の電場が実数であること、従って正の振動数と同時に負の振動数も含んでいることに対応している。言葉を変えれば、光子は、どのような状況に於いても、相対論的に扱わねばならないことを意味している[DAN65]。負エネルギーの共鳴に対応する(4-54)式の第二項は、入射光子が吸収される前に(振動子の基底状態から)光子が放出される事象を表わしている。(第一項は、勿論、入射光子を吸収した後に振動子の励起状態から光子を放出する事象を表わしている。)

原子核を一定の減衰幅を持つ双極子振動子と仮定した場合、(4-55)式で与えられたLorentz型の吸収断面積は正しいが、現実の原子核はこの様に理想的ではなく、減衰の原因はかなり複雑である。軽核に於ける巨大E1共鳴の減衰は主に核子の直接放出(direct emission)に依って生じ、重核の場合の減衰は主にエネルギーの熱平行化(thermalization)に依って生じる[BUCK67, RAY67, DAN65, DOV72]。殻模型的に考えると、巨大E1共鳴は干渉性の一粒子-空孔状態(1p-1h状態; 合成されるスピン・パリティは 1^-)と考えられる[BRO59]。軽核に於いては、この時の粒子が放出されるわけである。重核に於いては、この粒子の軌道角運動量が大きく、強い遠心力ポテンシャルを受け、粒子放出が抑えられる。しかし、いずれは、この粒子あるいは空孔はバック・グラウンドと衝突(collision)を起こし(核力として相互作用レンジが短距離の二体力を仮定)、2p-2h状態が形成され、励起エネルギーが分散される。この2p-2h状態(全体で合成するスピン・パリティは勿論 1^-)は干渉性である保証は全く無く、一旦2p-2h状態が形成されると直ちに3p-3h状態、4p-4h状態、...と移行して平行状態になり(このプロセスをthermalizationと呼ぶ)、最終的に、中性子あるいはガンマ線を放出して励起エネルギーを失う。即ち、重核に於ける減衰幅は主に1p-1h状態から2p-2h状態への遷移確率によって表わされ、この減衰幅は2p-2h状態の密度に比例する。Danos and Greiner [DAN65]はこの様な模型で重核の巨大E1共鳴の減衰幅を計算し、幅はガンマ線エネルギーの約1.8乗に比例することを示した。又、Dover et al. [DOV72]は減衰幅を光学ポテンシャルの吸収項に関係づけ、幅のエネルギー依存性について同様な結果を得た。この様に、減衰幅がエネルギー依存性を持つてくると、E1ガンマ線吸収断面積はもはやLorentz型と異なってくるが、現在でもLorentz型吸収断面積がガンマ線スペクトル計算に広く用いられているので[REFF82, KITA83]、本研究でも、出発点として、これを用いることにした。尚、前にも述べたが、軸対称な静的変形核では巨大E1共鳴は二つに分離する。この場合、夫々の共鳴をLorentz型で表わし、二つのLorentz型関数の重ね合わせで吸収断面積を表現することになる。

次に、E1遷移強度の和則について簡単に述べる。(4-48)式を E_γ について0から ∞ まで積分すると、

$$\int_0^{\infty} \sigma_{\alpha, E1}(E_\gamma) dE_\gamma = \frac{4\pi e^2 \hbar}{m c} \int_0^{\infty} \frac{\Gamma E_\gamma^2}{(E_\gamma^2 - E_0^2)^2 + \Gamma^2 E_\gamma^2} dE_\gamma$$

$$= \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{m c} \quad (4-57)$$

となり、減衰幅や双極子振動子の固有エネルギーに依存しない。即ち、E1遷移強度の和則は模型にあまり依存しないことを物語っている。(4-57)式中の電子の質量mを核子の質量Mに置き換えて、原子核中の中性子の反跳効果(原子核の重心運動を取り除くため)を補正する因子NZ/Aを乗じると、

$$\int_0^{\infty} \sigma_{\alpha, E1}(E_\gamma) dE_\gamma = \frac{2\pi^2 \hbar e^2}{M c} \frac{NZ}{A} \quad (4-58)$$

$$= 60 \frac{NZ}{A} \quad (\text{mb} \cdot \text{MeV}) \quad (4-59)$$

となり、原子核の場合の古典E1和則[BOHR 75 a]となる。ここで、Nは中性子数、Zは陽子数、Aは質量数である。更に、核力中の交換力の寄与を考慮に入れると、(4-58)式に補正因子(1+0.8y)が掛かり、

$$\int_0^{\infty} \sigma_{\alpha, E1}(E_\gamma) dE_\gamma = \frac{2\pi^2 \hbar e^2}{M c} \frac{NZ}{A} (1+0.8y) \quad (4-60)$$

となる[LEV 50]。ここで、yは交換力因子で0~1の範囲の値であり、y=1の場合(核力が全て交換力の場合)、和則値は最大となり、古典和則値の1.8倍になる。観測された巨大E1共鳴で消費される強度を測定値から求めて古典和則値と比を取ると、A>50の核についてはおよそ1に近い値になる[BOHR 75 b]。

今回の捕獲ガンマ線スペクトルの計算に用いた巨大E1共鳴パラメータを表4-1に示す。これらの値は主にBermanの編集[BERM 75+]から選んだものである。

3. 原子核準位密度の選択

原子核準位密度関数は、E1ガンマ線強度関数と同様に、捕獲ガンマ線スペクトルの計算において非常に重要である。(4-20)式と(4-37)式から分かる様に、ガンマ線スペクトルの計算の際に、原子核準位密度関数はガンマ線強度関数と積の形で現われる。従って、測定されたスペクトルと計算を比較してガンマ線強度関数に関する情報を得ようとする場合、原子核準位密度関数の不確定さが直接的に結果に反映してしま

表 4 - 1 捕獲ガンマ線スペクトルの計算に用いた巨大 E 1 共鳴パラメータ

Nuclei	E_1 (MeV)	Γ_1 (MeV)	σ_1 (mb)	E_2 (MeV)	Γ_2 (MeV)	σ_2 (mb)
^{94}Nb	16.59	5.05	200.0			
^{93}Mo	16.82	4.14	162.0			
^{95}Mo	16.36	5.50	185.0			
^{96}Mo	16.2	6.01	185.0			
^{97}Mo	16.2	6.01	185.0			
^{98}Mo	15.8	5.94	189.0			
^{101}Mo	15.74	7.81	171.0			
^{108}Ag	16.07	7.38	199.0			
^{110}Ag	16.07	7.38	199.0			
^{116}In	15.72	5.6	247.0			
^{122}Sb	15.48	5.05	277.0			
^{124}Sb	15.48	5.05	277.0			
^{128}I	14.57	4.08	239.0	14.69	4.92	118.0
^{134}Cs	15.34	5.31	317.0			
^{142}Pr	15.23	4.0	341.0			
^{160}Tb	12.07	2.96	196.0	15.88	5.10	248.0
^{166}Ho	12.3	2.3	202.0	15.2	4.8	239.0
^{176}Lu	12.32	2.57	217.0	15.47	4.7	287.0
^{182}Ta	12.3	2.43	259.0	15.23	4.48	341.0
^{198}Au	13.7	4.75	540.0			

注. AuのデータはGurevich et al. [GUR81]のものを採用したが、他のデータは Bermanの編集 [BERM75+]から選んだ。データの無い同位体については、近くの同位体のデータで代用した。

う。そこで、原子核準位密度関数の選択は慎重に行なう必要がある。

重核の原子核準位密度は、高励起エネルギー領域では（中性子放出しきいエネルギー程度以上）、自由フェルミ気体（free Fermi gas）模型によってかなり良く記述できることが知られている [BET 37, GIL 65]。Gilbert and Cameron [GIL 65] によれば、このとき原子核準位密度 $\rho^{J\pi}(E)$ は、

$$\rho^{J\pi}(E) = \rho_{0q}(E) \rho_J(E) \rho_{\pi}(E) \quad (4-61)$$

$$\rho_{0q}(E) = \frac{\exp\{2\sqrt{a(E-\Delta)}\}}{24\sqrt{2} \sigma^3(E) a^{1/4} (E-\Delta)^{5/4}} \quad (4-62)$$

$$\rho_J(E) = (2J+1) \exp\{-J(J+1)/2\sigma^2(E)\} \quad (4-63)$$

$$\rho_{\pi}(E) = \frac{1}{2} \quad (4-64)$$

と書ける。ここで、 $\rho_{0q}(E)$ は励起エネルギー E のみに依存する部分、 $\rho_J(E)$ 及び $\rho_{\pi}(E)$ は夫々スピン J およびパリティ π の分布である。 Δ はペアリング・エネルギーで（pairing energy）、奇-奇-核の場合は 0 である。 $E-\Delta$ は実効励起エネルギーで U と表わすこともある。 $\sigma(E)$ はスピン切断因子（spin cutoff factor）で、

$$\sigma^2(E) = 0.146 \sqrt{aE} A^{2/3} \quad (4-65)$$

で与えられる。ここで、 A は原子核の質量数である。 a は自由フェルミ気体模型における原子核準位密度パラメータで、これを決定する必要がある。（4-64）式は、高励起エネルギー領域ではパリティは正と負が同等に分布していることを仮定したことに他ならない。（CASTHY では低励起状態のパリティ分布を考慮に入れた $\rho_{\pi}(E)$ もオプションで選択できる。）

一方、低励起エネルギー領域では、原子核準位密度は定温模型でかなり良く記述できることが知られている [GIL 65]。即ち、

$$\rho_{0\pi}(E) = \frac{C}{2\sigma_T^2(E)} \exp\left(-\frac{E-\Delta}{T}\right) \quad (4-66)$$

となる。 T が原子核温度、 C は定数、 $\sigma_T(E)$ は定温模型におけるスピン切断因子である。スピン及びパリティ分布は夫々（4-63）及び（4-64）式で与えられる。

但し、(4-63) 式中のスピンの切断因子としては、 $\sigma_T(E)$ を用いる。

Gilbert and Cameron は原子核準位密度関数として、(4-62) 式と (4-66) 式を励起エネルギー E_x で接合して用いることを提案した。そして彼らは、接合エネルギー一点 E_x で '滑らかにつながる' 条件を課した。即ち、

$$\rho_{0G}(E_x) = \rho_{0T}(E_x) \quad (4-67)$$

$$\left. \frac{d}{dE} \rho_{0G}(E) \right|_{E=E_x} = \left. \frac{d}{dE} \rho_{0T}(E) \right|_{E=E_x} \quad (4-68)$$

である。すると、決定すべきパラメータは a 、 T 、 C 、及び E_x の 4 個であるが、上の 2 個の条件式を用いて 2 個に減じることができる。 $(\sigma_T(E))$ については後で述べる。

a パラメータは、普通、 s -波中性子共鳴の平均準位間隔 D_{obs}^0 の観測値から決定される。即ち、

$$\begin{aligned} \frac{1}{D_{obs}^0} &= \sum_{J=I-1/2}^{I+1/2} \rho^{J\pi}(B_n) \\ &= \frac{\exp\{2\sqrt{a(B_n-\Delta)}\}}{24\sqrt{2} a^{1/4} (B_n-\Delta)^{5/4} \sigma^3(B_n)} \frac{1}{2} \sum_{J=I-1/2}^{J=I+1/2} (2J+1) e^{-\frac{J(J+1)}{2\sigma^2(B_n)}} \end{aligned} \quad (4-69)$$

を a について解くことによって求められる。ここで、 I は標的核のスピンの、 B_n は中性子結合エネルギーである。本研究においても、 D_{obs}^0 として最近の値 [MUG 81, MUG 84] を用いて、この方法で a パラメータを決定した。

定温模型のパラメータを決定するためには、低励起エネルギー領域の離散準位の情報 (例えば [LED 78]) が用いられる。即ち、横軸に励起エネルギーを取り、縦軸に累積準位数 $N(E)$ を対数でプロットしたもの (普通、これを積み上げプロット、あるいはログ・エリクソン・プロット (logarithmic Ericson plot) と呼ぶ) が原子核温度 T の決定によく用いられる。定温模型では、

$$\begin{aligned} N(E) &= \int_0^E \sum_{J\pi} \rho^{J\pi}(E') dE' = \int_0^E 2\sigma_T^2(E') \rho_{0T}(E') dE' \\ &= CT e^{-\frac{A}{T}} \left\{ \exp\left(\frac{E}{T}\right) - 1 \right\} \end{aligned} \quad (4-70)$$

だから、もし定温模型が良い近似で成り立つならば、比較的高い励起エネルギー領域で

は、プロットしたデータ点は直線上にのるはずであり、その直線の傾の逆数が原子核温度 T を与える。そして、上記の2つの条件から C 及び E_x を得ることができる。しかし、これらの条件式は理想的なものであり、これを厳格に用いると、しばしば、誤った C 及び E_x の値が得られることがある。即ち、 E_x が B_n より大きくなったり（元々、励起エネルギー B_n 付近では自由フェルミ気体模型を仮定しているの、この様な場合は考え方に矛盾を生じる）、得られた C を用いて計算される $N(E)$ の絶対値が観測値と大きく異なったりすることがある。そこで、本研究では、‘滑らかな’条件である（4-68）式を厳格に用いず、‘殆ど滑らか’な程度に条件を緩めた。そして、 E_x がもっともらしい範囲内にあり、且つ、 $N(E)$ の観測値を再現するような C を決定できるようにした。従って、本研究で決定した T 及び E_x のパラメータ（ C は連続の条件から決まる）は一義的なものではない。しかし、‘容認できる範囲内’で T と E_x を変化させて捕獲ガンマ線スペクトルを計算したところ、計算結果の差は本研究で測定されたスペクトルの誤差と比較してかなり小さいものであった。即ち、本研究で得られた T と E_x に付随する不確定さは本章の解析には影響しないと言える。

定温模型におけるスピン切断因子 $\sigma_T(E)$ は、

$$\sigma_T^2(E) = \sigma_T^2(0) + \left\{ \sigma^2(E_x) - \sigma_T^2(0) \right\} \frac{E}{E_x} \quad (4-71)$$

で与えた。ここで $\sigma_T(0)$ は基底状態付近のスピン切断因子で、低励起エネルギー領域の離散準位 [LED 78] のスピン分布を（4-63）式でフィットすることによって得た。今回の捕獲ガンマ線スペクトルの計算に用いた残留核の原子核準位密度パラメータを表4-2に示す。（標的核の準位密度パラメータとしては飯島の評価値 [I I J I 82] を用いたが、標的核の準位密度はスペクトルの絶対値に影響するだけで、スペクトルの形には殆ど影響しないことを付け加えておく。）尚、本節1.でも述べたが、基底状態から順に最高30個（用いた計算コードCASTHYの制限による）までの準位は離散準位として捕獲ガンマ線スペクトルの計算に取り入れた。

1970年代になって、Dilg et al. [D I L 73] は、ペアリング・エネルギーを自由パラメータとして、自由フェルミ気体模型による準位密度式を定温模型領域まで延長することを提唱した。この模型はバック・シフト・フェルミ気体模型 (back-shifted Fermi gas model) と呼ばれている。一方、Joly et al. [J O L 79] は、定温模型による準位密度式を中性子結合エネルギーより数 MeV 高い励起エネルギーまで延長して、中性子捕獲ガンマ線スペクトルの解析を行なった。これらの模型による準位密度式は、今回の解析に用いた複合公式よりもパラメータの数が少ないので、準位密度の実験的情報が乏しい核（例えば D_{obs}^0 の情報が無い核）に対する準位密度式として用いるのに便利である。しかし、果たして現実の原子核準位密度を精度良く記述できるのだろうか？又、どちらの準位密度式の方が有効なのだろうか？近年、Egidy et al. [E G

表4-2 捕獲ガンマ線スペクトルの計算に用いた残留核の原子核準位密度パラメータ。

Nuclei	a (MeV ⁻¹)	E _x (MeV)	T (MeV)	σ _T ² (0)	Δ (MeV)
⁹⁴ Nb	13.7	4.4	0.70	10.3	0.0
⁹³ Mo	11.4	6.0	0.81	9.0	1.28
⁹⁵ Mo	13.9	6.0	0.72	4.0	1.28
⁹⁶ Mo	14.6	7.2	0.70	6.0	2.40
⁹⁷ Mo	15.4	6.0	0.67	9.0	1.28
⁹⁸ Mo	17.1	7.0	0.62	12.0	2.57
⁹⁹ Mo	17.7	5.5	0.64	6.0	1.28
¹⁰¹ Mo	21.9	5.0	0.53	4.0	1.28
¹⁰⁸ Ag	17.4	4.3	0.60	8.0	0.0
¹¹⁰ Ag	18.8	4.1	0.56	8.0	0.0
Ag	18.1	4.2	0.58	8.0	0.0
¹¹⁶ In	17.3	3.4	0.58	15.0	0.0
¹²² Sb	16.7	3.5	0.62	12.0	0.0
¹²⁴ Sb	15.9	5.0	0.68	20.0	0.0
Sb	16.4	4.0	0.64	16.0	0.0
¹²⁸ I	17.9	4.5	0.61	8.1	0.0
¹³⁴ Cs	16.1	5.0	0.70	13.0	0.0
¹⁴² Pr	16.4	3.5	0.57	18.5	0.0
¹⁶² Tb	21.9	3.5	0.55	8.5	0.0
¹⁶⁶ Ho	20.9	3.7	0.51	11.6	0.0
¹⁷⁶ Lu	21.4	3.4	0.55	12.2	0.0
¹⁸² Ta	21.8	3.5	0.47	12.9	0.0
¹⁹⁸ Au	19.1	5.0	0.58	5.3	0.0

注1. AgとSbのデータは、スペクトラム・フィッティングを行った際に用いた平均のパラメータである。

注2. ペアリング・エネルギーはGilbert and Cameron[GIL65]の値を用いた。

I 8 6] は、 ^{20}F から ^{244}Am の 2 4 核種について、バック・シフト・フェルミ気体模型による準位密度と定温模型による準位密度の比較を行なった。その結果、少なくとも中性子結合エネルギー程度の励起エネルギー以下の領域では、両方の準位密度式は同程度に良く実験で得られた準位密度を再現することが分かった。即ち、この励起エネルギー領域では、含まれるパラメータを適切に決定さえすれば、両準位密度式は遜色ないと言える。従って、今回のスペクトル計算に用いた複合公式においても、勿論、パラメータを適切に選べば現実の準位密度を精度良く記述することができると言える。

4. 計算と測定の比較

S n を除く全ての核種について、表 4 - 1、2 のパラメータを用いた捕獲ガンマ線スペクトルの計算結果と今回の我々の測定値との比較を、幾つかのグループに分けて以下に示す。S n については、信頼の置ける原子核準位密度パラメータが得られなかったので、計算結果にあまり信頼性が無く、計算と測定を詳しく比較する意味があまり無いので、今回は比較を行なわなかった。(天然同位体が多い場合、高濃縮された十分な量の試料を得にくいので、各同位体に関する中性子共鳴パラメータ・データに信頼性が無く、従って、 D_{obs}^0 の値も信頼性に乏しい場合が多い。本節 3. で述べた様に、 D_{obs}^0 の値から(原子核準位密度パラメータのなかで重要な) a パラメータを決定するのであるから、 D_{obs}^0 の信頼性が原子核準位密度パラメータの信頼性に直接反映する。この様な観点から考えると、以下に示す計算結果のうち、M o (7つの天然同位体が存在する)の結果の信頼性は他の計算結果のものより一段階低いものと捉えた方が良く考えられる。)尚、スペクトル形の詳細な比較を容易にするため、計算結果は少し縦軸をずらして示している。

(i) N b、M o

N b と M o の捕獲ガンマ線スペクトルの計算結果(実線)と測定結果との比較を、夫々、図 4 - 2、3 に示す。M o の計算の際には、7つの天然同位体について、夫々、一中性子捕獲反応当たりの捕獲ガンマ線スペクトルを計算し、各同位体存在比と中性子エネルギー 4 2 0 k e V に於ける各同位体の中性子捕獲断面積(J E N D L - 2 の評価値を用いた)を重みとして用いて合成したものである。

図 4 - 2 から、N b の場合、計算の方が測定よりも少しソフトであることが分かる。これは、少なくとも $E_{\gamma} < 7 \text{ MeV}$ の領域では、現実の E 1 ガンマ線強度関数の傾きは、Brink-Axel型関数のテイル(tail)の部分の傾きよりも急であることを意味する。一方、図 4 - 3 から、M o の場合、 $E_{\gamma} > 2 \text{ MeV}$ の領域で、計算と測定的一致はかなり良いことが分かる。これは、計算に用いた原子核準位密度が正しいならば、このエネルギー領域の M o の E 1 ガンマ線強度関数は、Brink-Axel型関数のテイルで良く表現されることを意味する。しかし、上で述べた様に、M o の原子核準位密度パラメータの信頼性は、

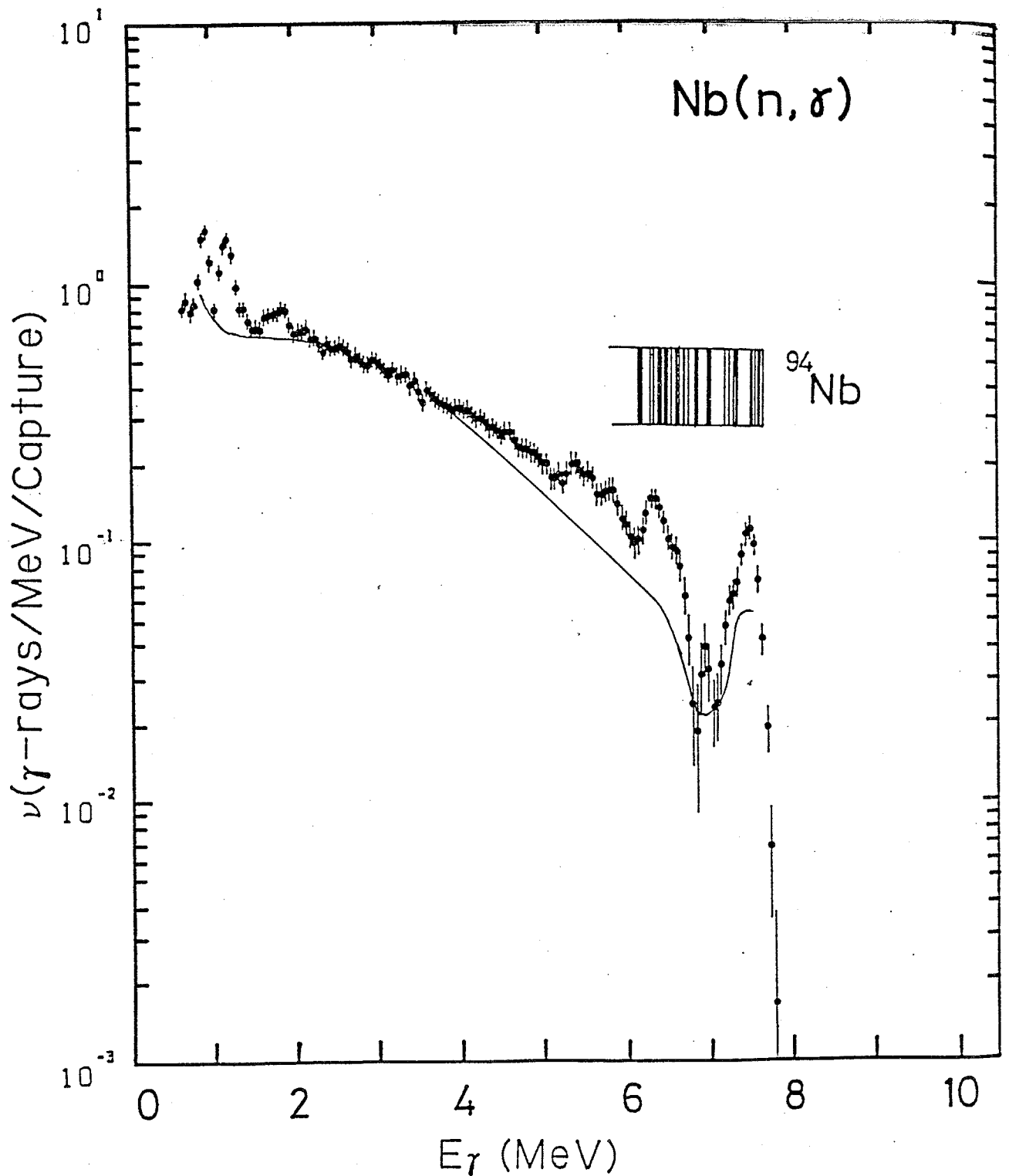


図4-2 Nbの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの計算値(実線)と測定値(♦)の比較。入射中性子エネルギーは420keV。計算の際、E1ガンマ線強度関数としては普通のBrink-Axel型関数が用いられ、原子核準位密度関数としてはGilbert-Cameronの複合式が用いられた。又、E1ガンマ線強度関数パラメータ及び原子核準位密度パラメータとしては、表4-1及び表4-2の値が各々用いられた。

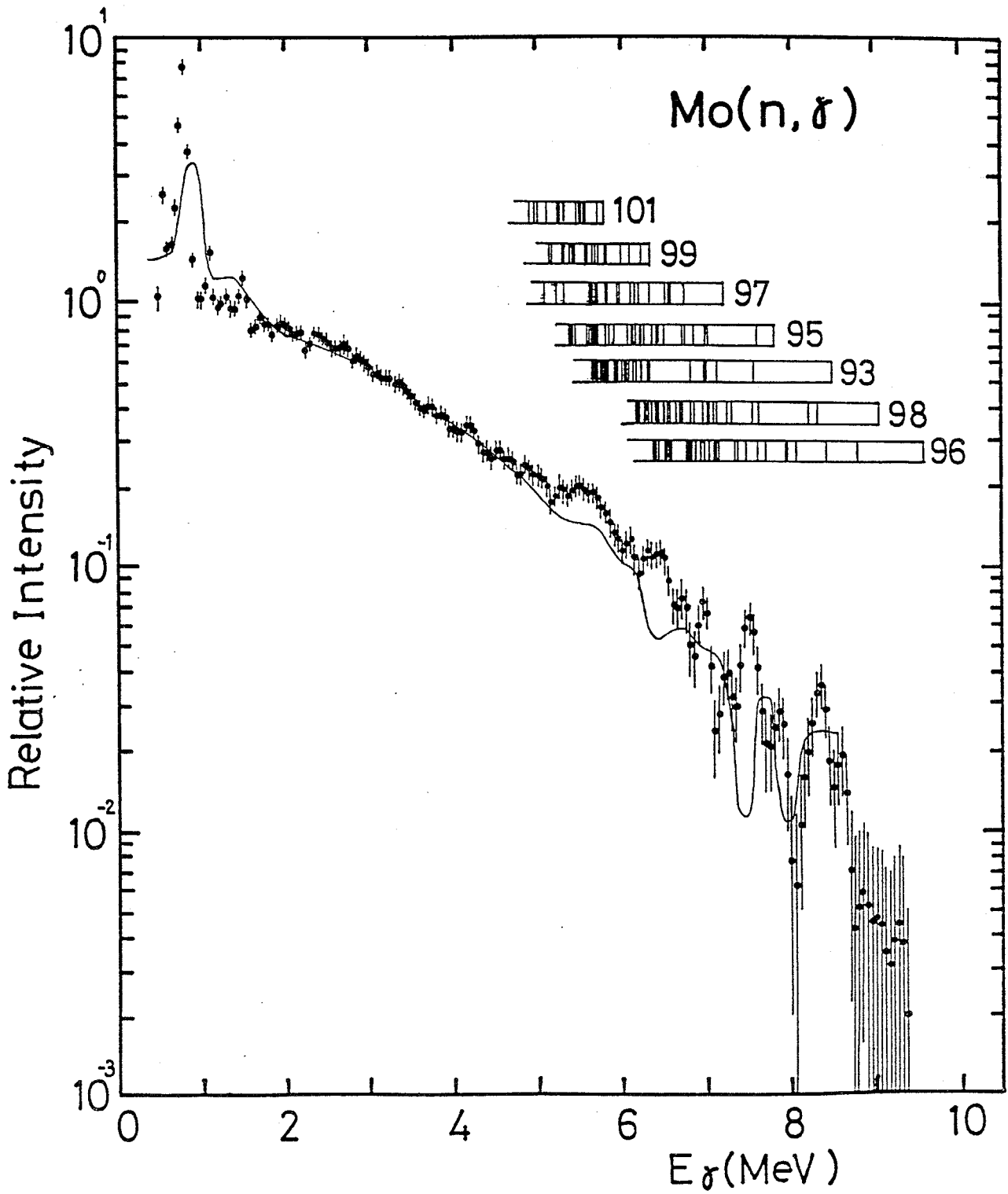


図 4 - 3 Mo の中性子捕獲ガンマ線スペクトルの計算値と測定値の比較。入射中性子エネルギーは420keV。図4-2の説明参照。

Nb等のもものと比較すると、一段階低いものと考えられる。中性子共鳴パラメータ・データの信頼性が低い場合（共鳴準位のmissingが多い場合等）、 D_{obs}^0 が真値よりも過大評価されることが殆どである。この過大評価された D_{obs}^0 を用いて原子核準位密度パラメータを決定し、この準位密度を用いて捕獲ガンマ線スペクトルを計算すると、計算結果は、正しい準位密度を用いて計算したものよりも、ハードなものになる。従って、今回のMoの計算結果は測定値とかなり良く一致しているが、今後、Moの D_{obs}^0 として小さい値が推奨されるならば、捕獲ガンマ線スペクトルの計算値と測定値は一致しなくなり、Nbの場合と同様な傾向になるかもしれない。

細かい構造が観測されている $E_\gamma < 2 \text{ MeV}$ の領域では、特にNbでは、計算は測定をあまり再現していない。この領域の構造は低励起状態間の遷移によるカスケード・ガンマ線によって形成されていると考えられるが、この各カスケード・ガンマ線の遷移強度は核の個性を強く反映しているので、統計模型による計算では再現できなかったものと考えられる。

(ii) Ag、In

AgとInの計算と測定の比較を、夫々、図4-4、5に示す。Agの計算結果は、前のMoの場合と同様に、各同位体について計算して合成したものである。又、Inについては、 ^{115}In の存在比が95.7%と殆どを占めるので、 ^{115}In の中性子捕獲ガンマ線スペクトルで代表させた。

両図から分かる様に、計算結果は、1.7 MeV付近が極大となった滑らかでソフトなスペクトルとなっており、測定結果に観測されている2~3 MeVの盛り上がりは表現できていない。又、 $E_\gamma > 4 \text{ MeV}$ の領域に於いて、計算の過小評価の程度は、Inの場合、前に示したNbの場合と同程度の過小評価であるのに対し、Agの場合は極端である。即ち、Agの場合、このエネルギー領域で計算を測定に一致させるのには、この領域のE1ガンマ線強度関数として、NbあるいはInのものとは異なった形のものを用いる必要があることを示唆している。

(iii) Sb、I、Cs

Sb、I、及びCsの計算と測定の比較を図4-6~8に示す。Sbのスペクトルは、MoあるいはAgの場合と同様に、各同位体について計算したスペクトルを合成して得た。

これらの計算結果は、共通して、2 MeV付近に極大を持つ滑らかでソフトなスペクトルである。測定結果と比較すると、2.5~4 MeVの領域ではスペクトルの傾きがかなり一致しているものの、他のエネルギー領域では、計算は測定を全く再現していない。 $E_\gamma > 4 \text{ MeV}$ の領域の不一致の程度は、中性子数（質量数でみても同じだが）が大きくなると共に激しくなっている。

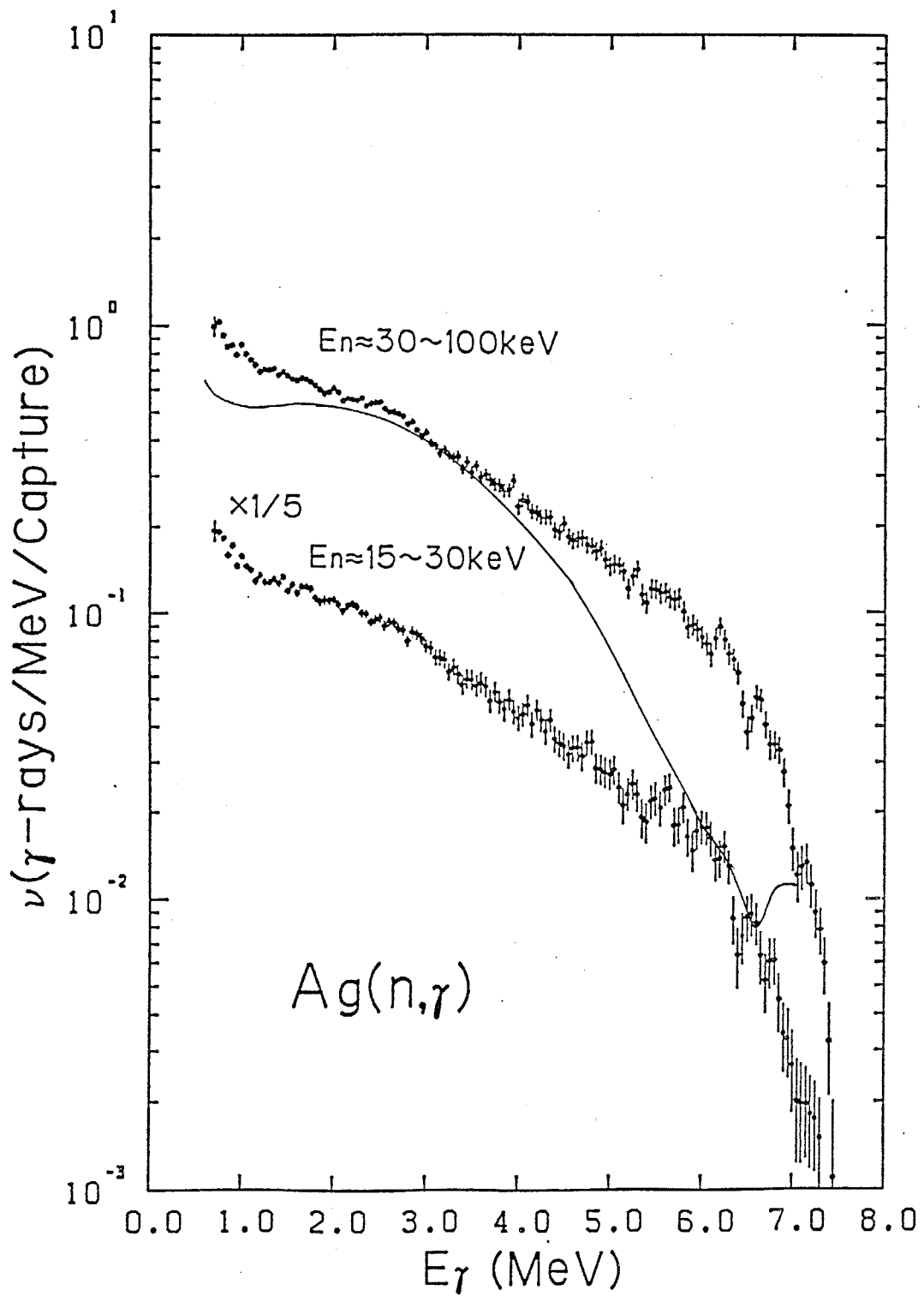


図4-4 Agの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの計算値と測定値の比較。計算は入射中性子エネルギー70keVで行われた。図4-2の説明参照。

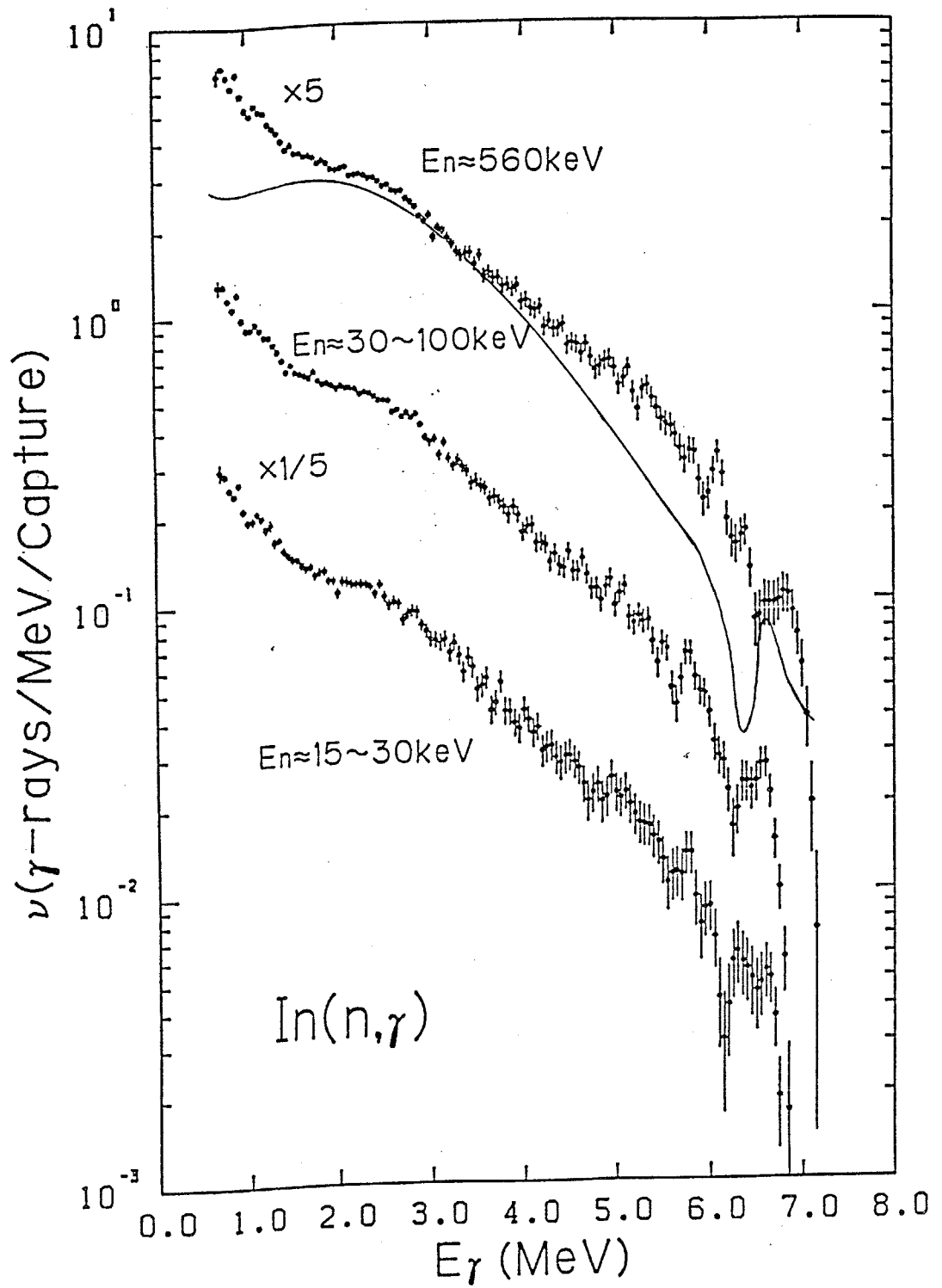


図4-5 Inの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの計算値と測定値の比較。計算は入射中性子エネルギー560keVで行われた。図4-2の説明参照。

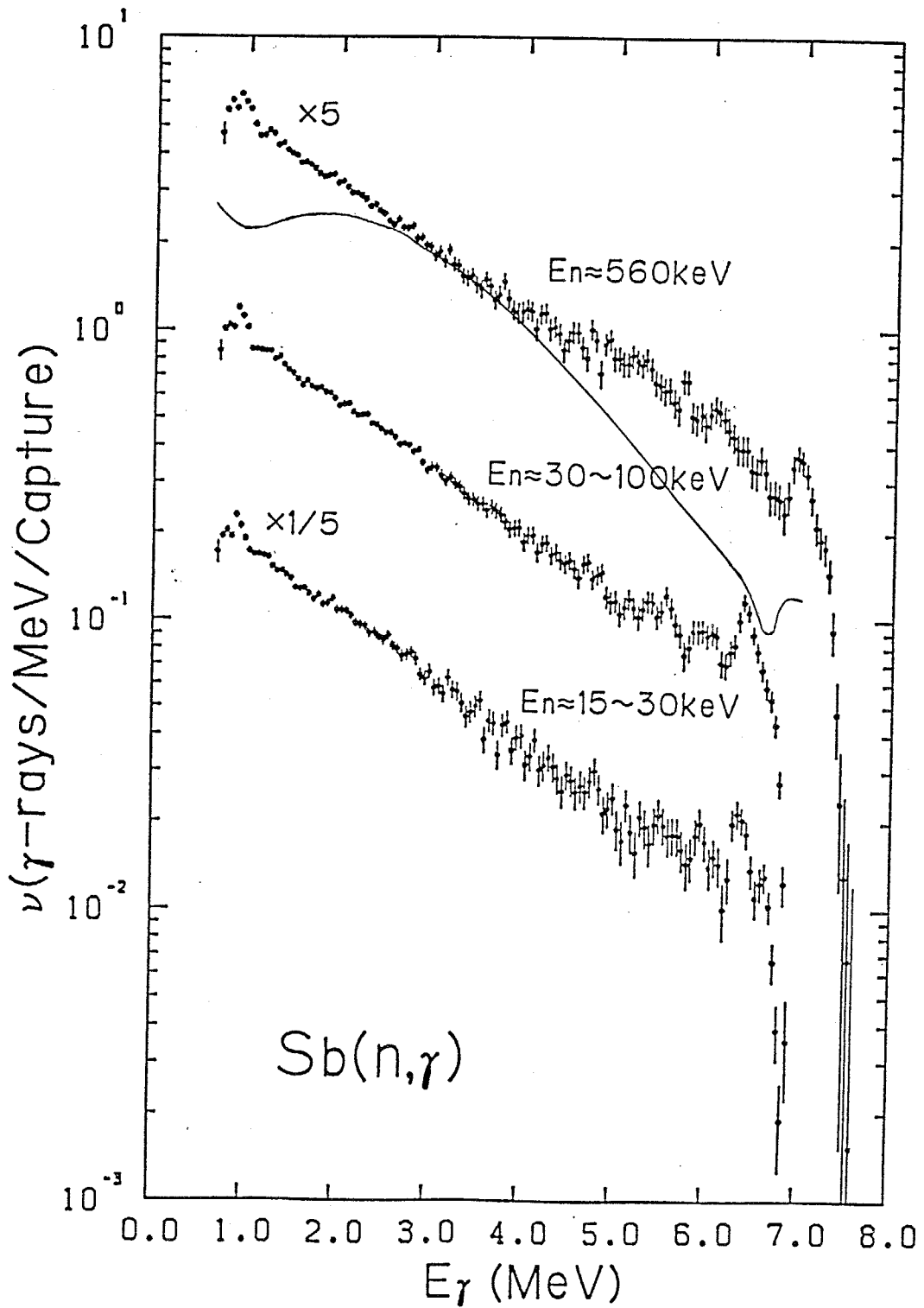


図4-6 Sbの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの計算値と測定値の比較。計算は入射中性子エネルギー560keVで行われた。図4-2の説明参照。

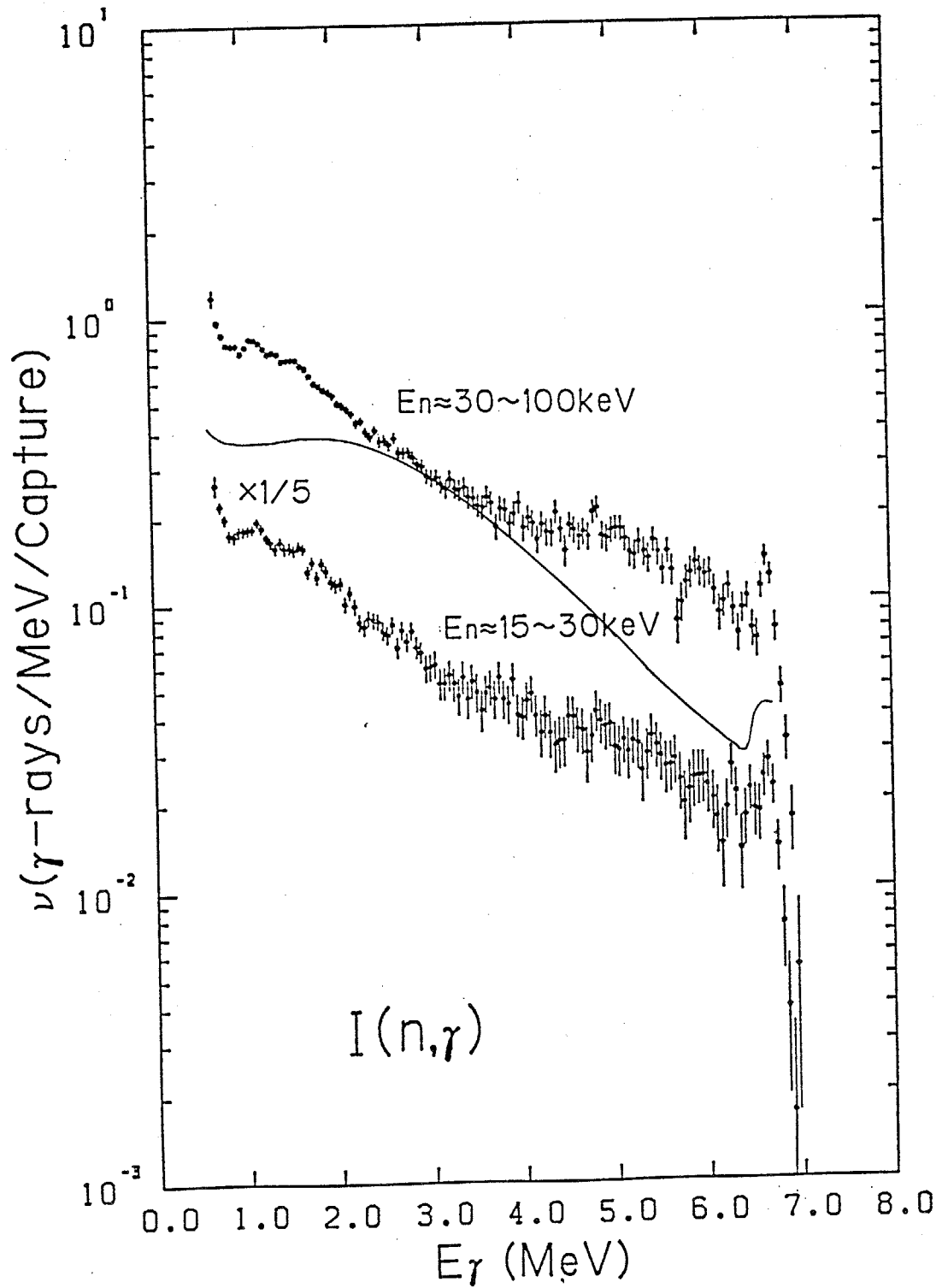


図4-7 Iの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの計算値と測定値の比較。計算は入射中性子エネルギー70keVで行われた。図4-2の説明参照。

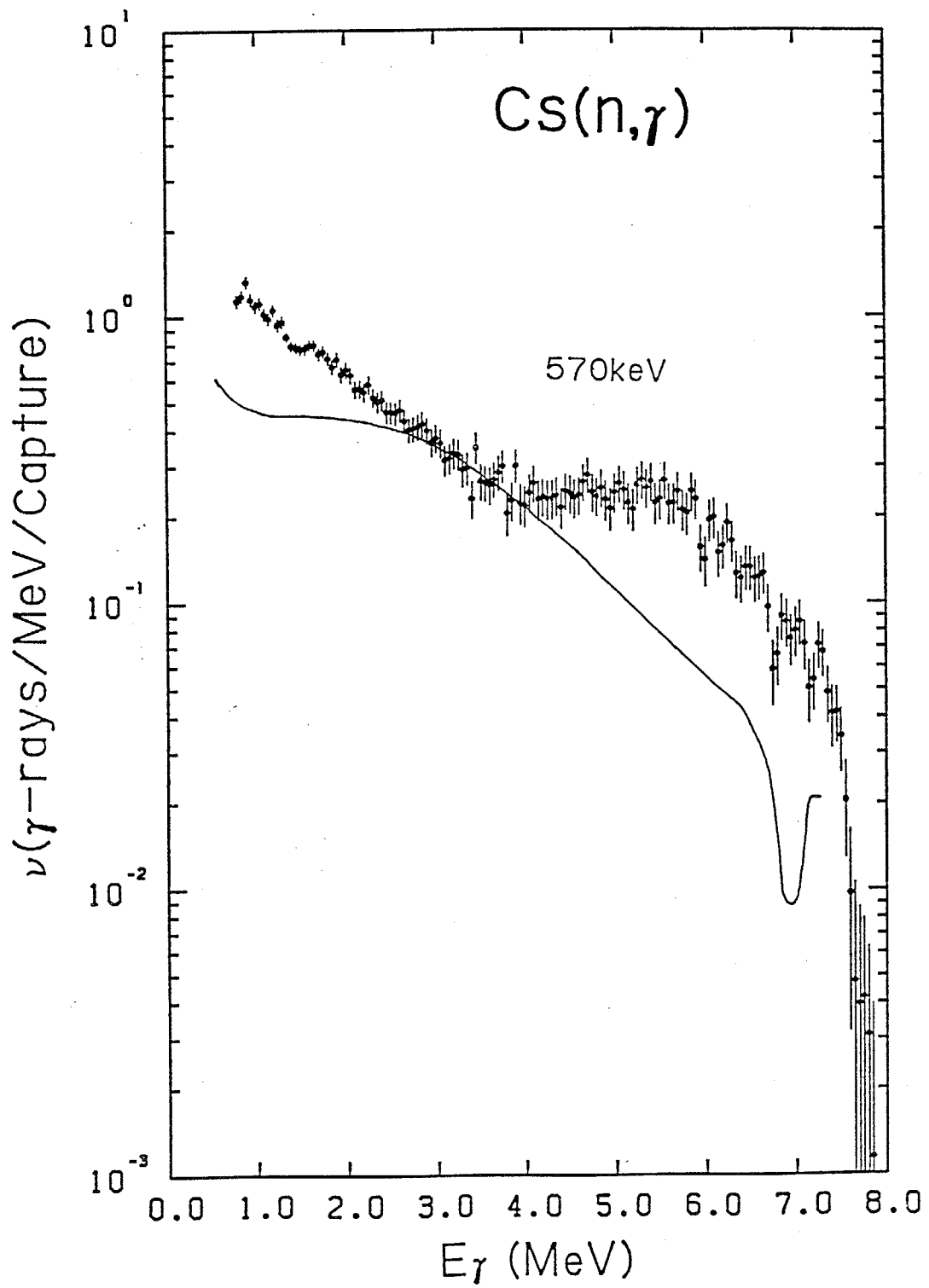


図4-8 Csの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの計算値と測定値の比較。図4-2の説明参照。

(iv) Pr、Tb、Ho、Lu

Pr、Tb、Ho、及びLuの計算と測定の比較を図4-9~12に示す。これらは、測定結果に、夫々、1.5、2.5、3.0、3.5 MeV付近にバンプが観測されている核種である。Luの計算では、 ^{175}Lu の同位体存在比が97.4%と殆どを占めるので、 ^{175}Lu の中性子捕獲ガンマ線スペクトルで代表させた。

図から、共通して、計算は各バンプの部分を全く再現しておらず、又、Prの場合、測定よりもソフトであることが分かる。このスペクトルがソフトなことは、前述のNbの場合と同じである。

(v) Ta、Au

TaとAuの計算と測定の比較を図4-13、14に示す。TaとAuの捕獲ガンマ線スペクトルは互いに異なった形をしているが、以前からよく対照的なスペクトルとしてペア（pair）で測定・解析がなされてきたので、今回もTaとAuを一つのグループとした。

図4-13のTaの場合、計算は測定よりもソフトであり、又、測定結果に観測されている4.5 MeV付近のスペクトルの傾斜の変化を計算は再現していない。この傾斜の変化を一種のバンプと解釈すると、Taのバンプが計算で再現されていないことは、上で述べたPr~Luの場合と同じ状況である。

図4-14のAuの場合は、前述のSb~Csの場合と全く同じ状況である。即ち、2.5~4 MeVの領域では計算スペクトルの傾きは測定結果にかなり一致しているものの、その他の領域では計算は測定を全く再現していない。

以上、通常のBrink-Axel型E1ガンマ線強度関数を用いた統計模型による計算と測定の比較を簡単に行なったが、全ての核種について、計算は測定結果をあまり良く再現しないことが分かった。即ち、計算されたスペクトルはバンプの様な構造を持たない滑らかな形をしており、また、測定よりもかなりソフトな場合があることが分かった。計算を測定に一致させるためにはE1ガンマ線強度関数を修正する必要があるが、次節に於いて、幾つかのパラメータを導入してE1ガンマ線強度関数の修正を行ない、測定結果を再現する様なパラメータを得る。

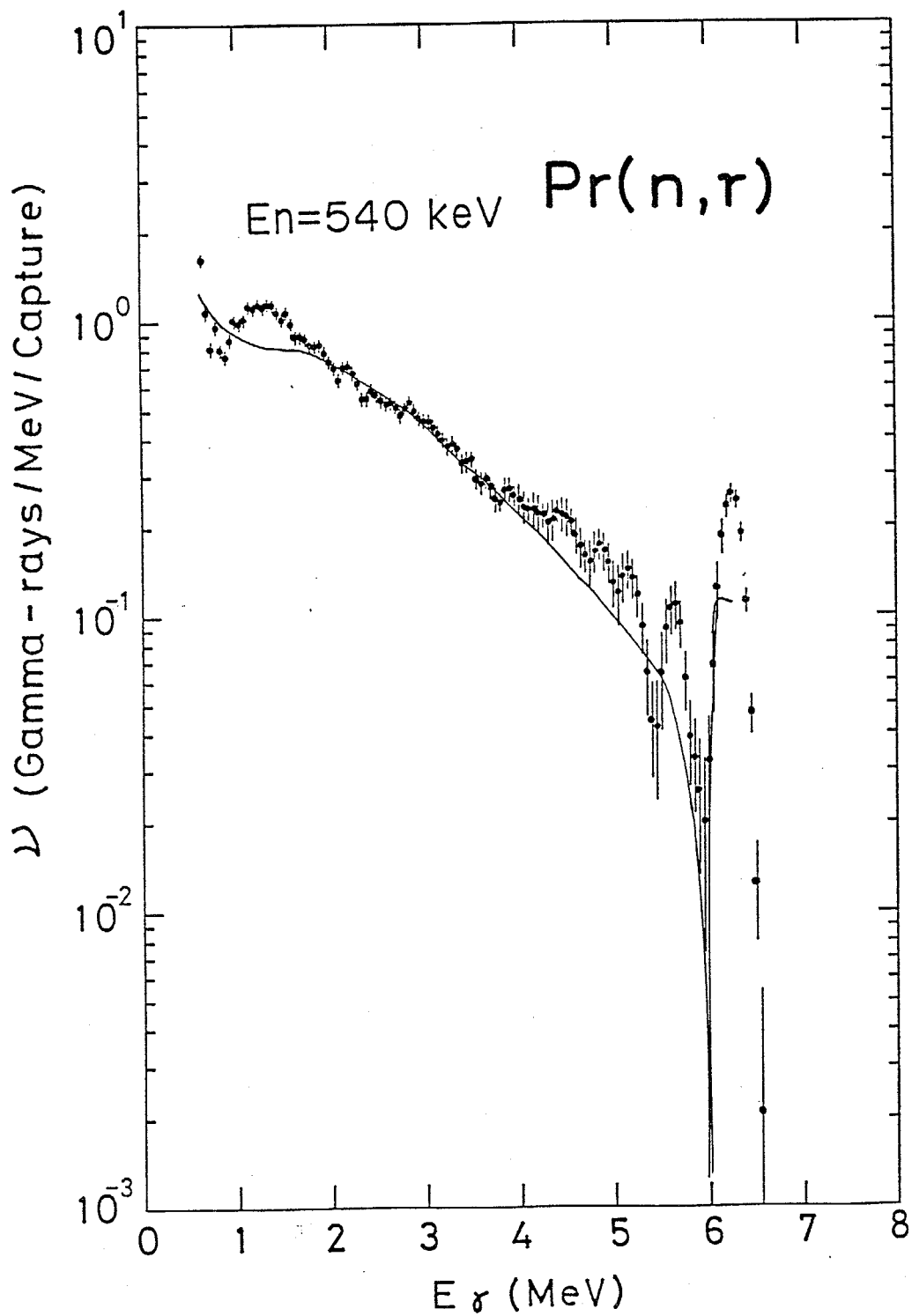


図4-9 Prの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの計算値と測定値の比較。図4-2の説明参照。

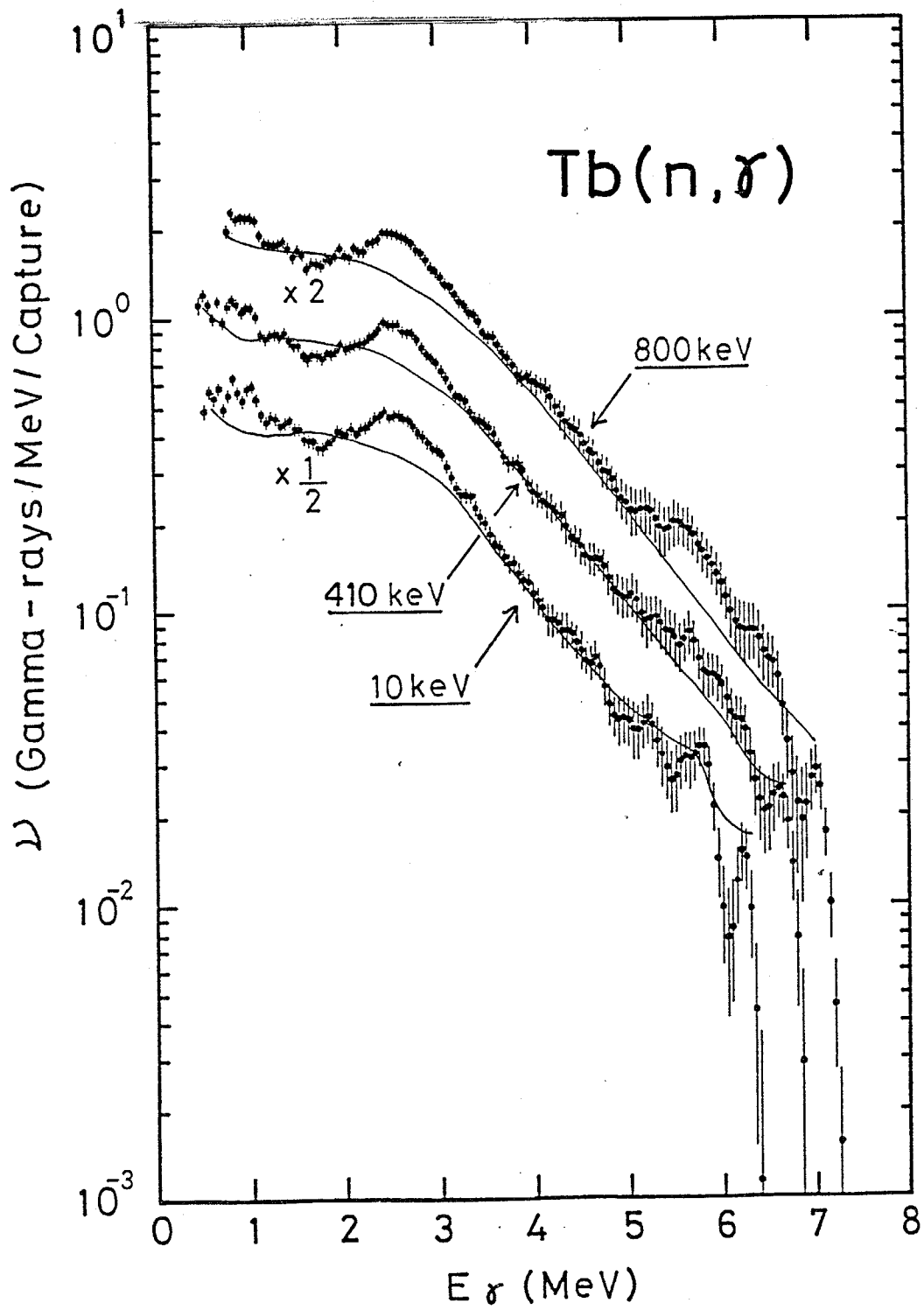


図4-10 Tbの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの計算値と測定値の比較。
 図4-2の説明参照。

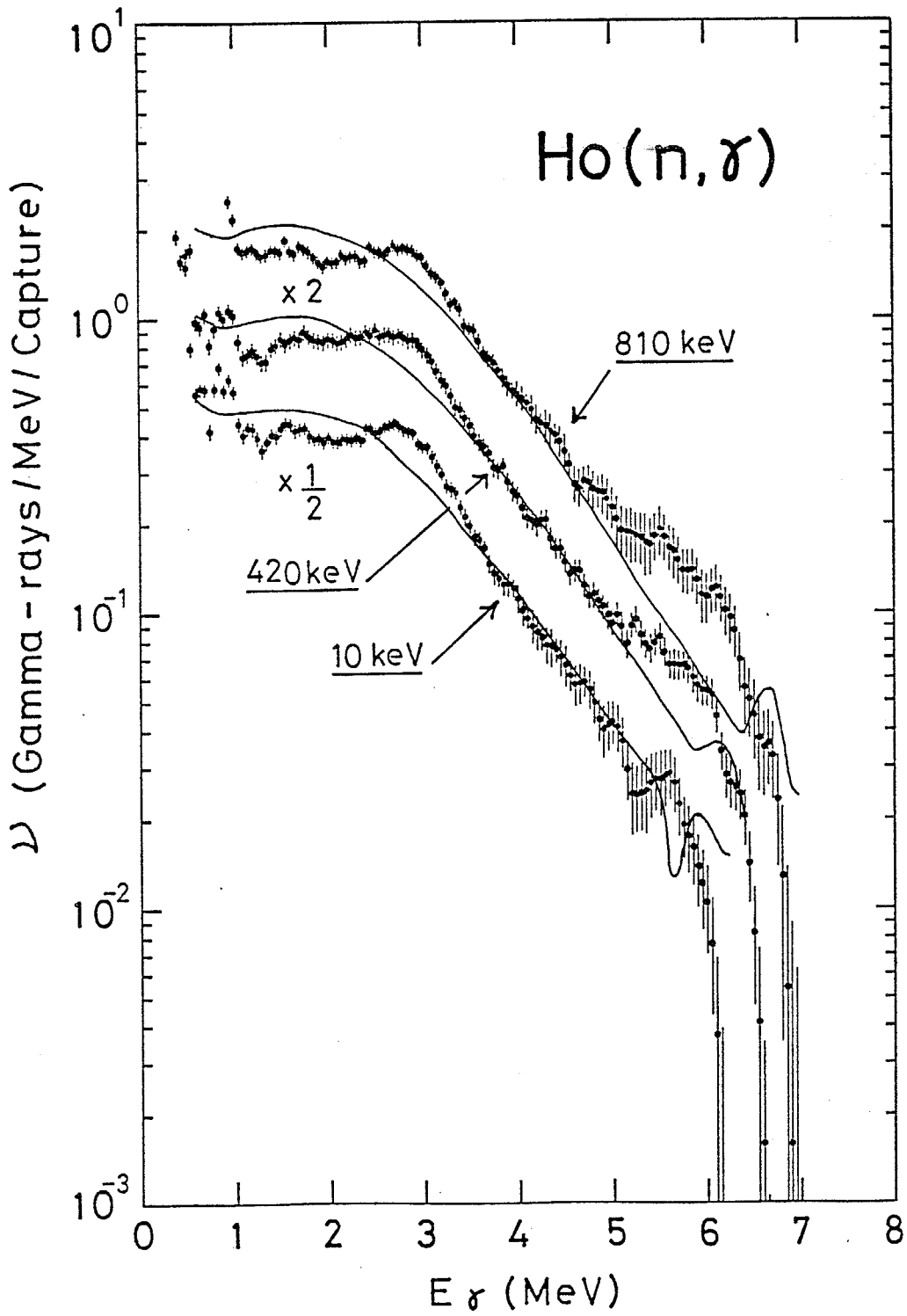


図4-11 Hoの中性子捕獲ガンマ線スペクトルの計算値と測定値の比較。
 図4-2の説明参照。

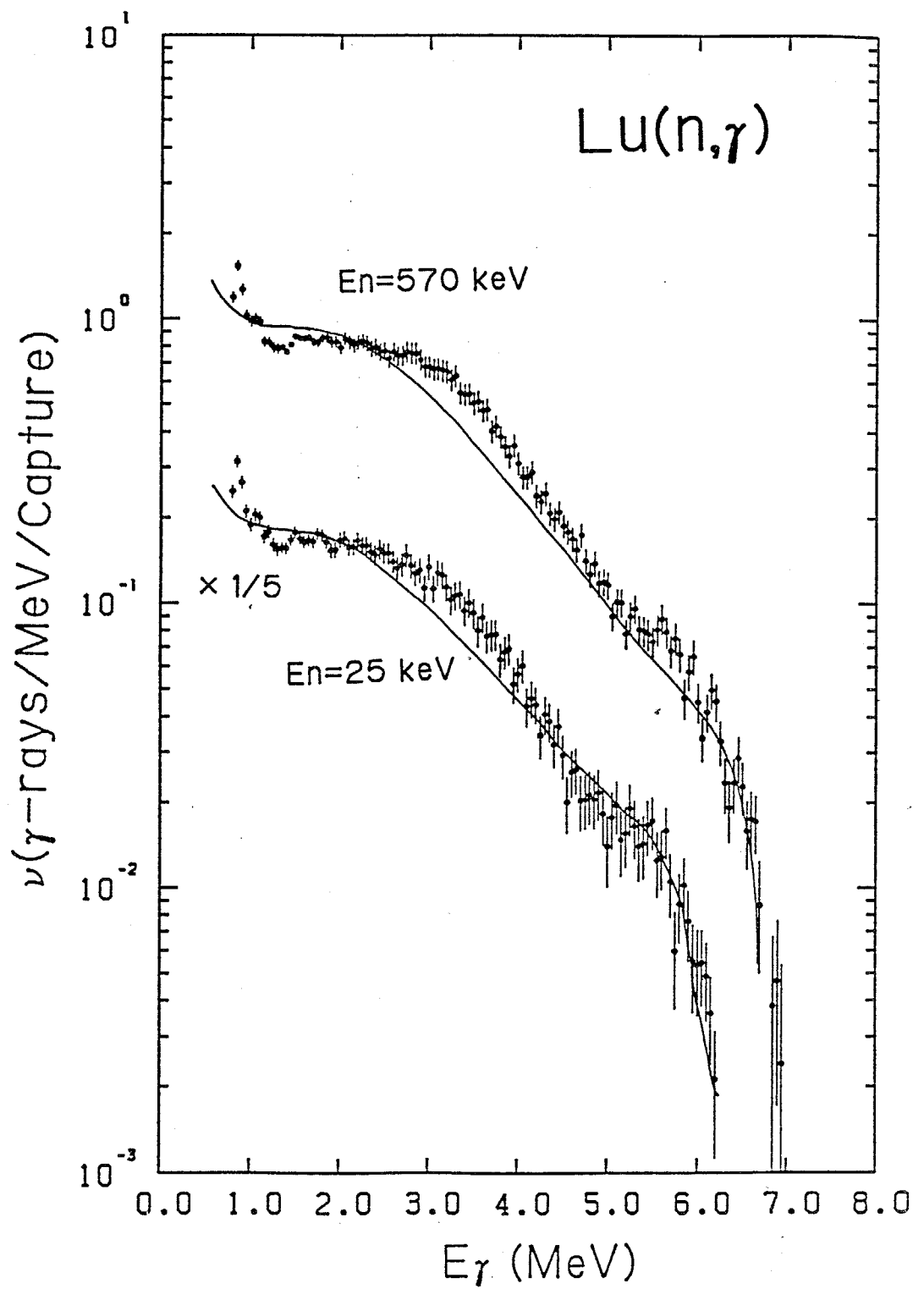


図 4 - 1 2 Lu の中性子捕獲ガンマ線スペクトルの計算値と測定値の比較。
 図 4-2 の説明参照。

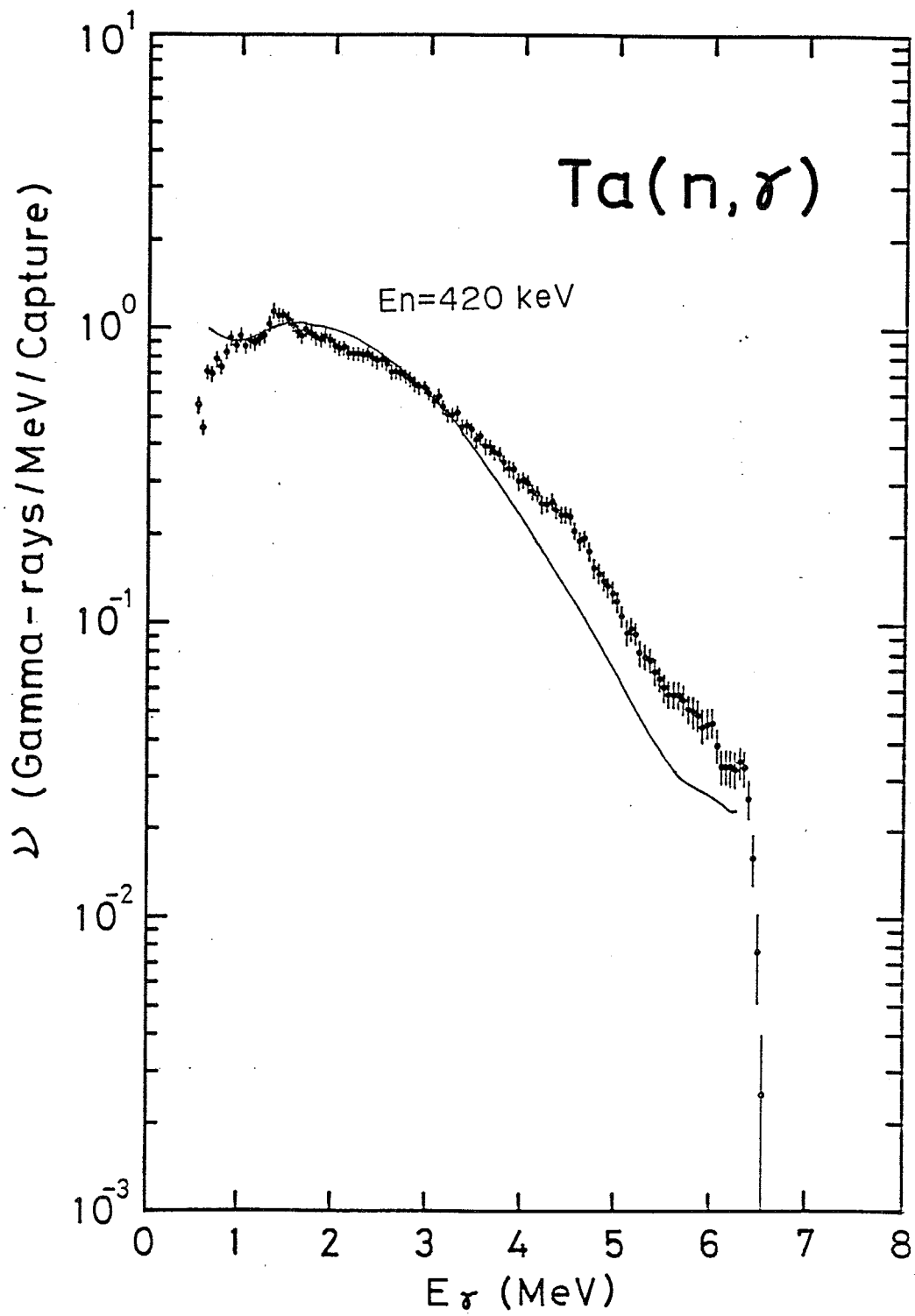


図 4-13 Ta の中性子捕獲ガンマ線スペクトルの計算値と測定値の比較。
 図 4-2 の説明参照。

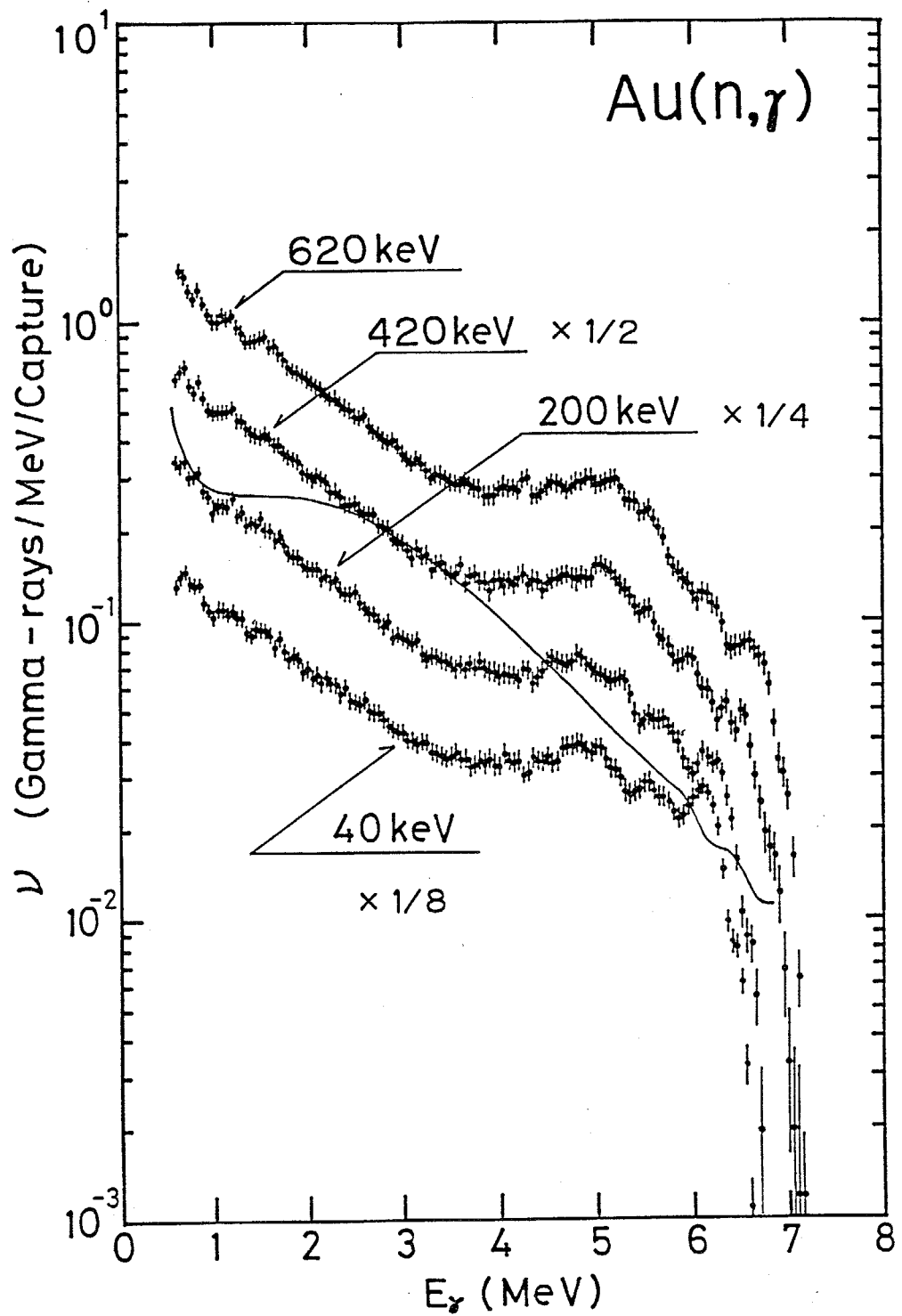


図 4 - 1 4 Au の中性子捕獲ガンマ線スペクトルの計算値と測定値の比較。計算は入射中性子エネルギー420keVで行われた。図4-2の説明参照。

第二節 E 1 ガンマ線強度関数の修正

1. 試行関数とパラメータ

前節の 4. に於ける計算と測定と比較から分かった様に、普通の Brink-Axel 型の E 1 ガンマ線強度関数を用いた統計模型計算では、Au あるいは Cs に代表される捕獲ガンマ線スペクトル中のアノマラス・バンプ、あるいは現実のスペクトルの方がハードな場合が多いことを説明することはできない。それでは、どの様な E 1 ガンマ線強度関数を用いれば、統計模型による計算でアノマラス・バンプ等を説明できるのでしょうか？この問に対する答えは、測定された捕獲ガンマ線スペクトルから、E 1 ガンマ線強度関数を引き出すことによって得られる。即ち、計算結果が測定値にフィットする様な E 1 ガンマ線強度関数を引き出せば良い。この様にしてガンマ線強度関数を求める方法をスペクトラム・フィッティング法 (spectrum fitting method) [BAR 73] と呼ぶ。本研究でもこの方法によって E 1 ガンマ線強度関数を今回の測定結果から求めたので、以下に強度関数の試行関数とフィッティングによって決定するパラメータについて述べる。

E 1 ガンマ線強度関数の試行関数 $f_{E1}(E_\gamma)$ としては、

$$f_{E1}(E_\gamma) = 8.7 \times 10^{-8} k \left\{ \frac{\sigma_p E_\gamma \Gamma_p^2}{(E_\gamma^2 - E_p^2)^2 + (E_\gamma \Gamma_p)^2} + \sum_{i=1}^2 \frac{\exp\{\alpha_i(E_\gamma - E_i)\} \sigma_i E_\gamma \Gamma_i^2}{(E_\gamma^2 - E_i^2)^2 + (E_\gamma \Gamma_i)^2} \right\}, \quad (E_\gamma \geq E_w) \quad (4-72a)$$

$$f_{E1}(E_\gamma) = f_{E1}(E_w) \quad (E_\gamma < E_w) \quad (4-72b)$$

を用いた。(4-72a) 式の第二項以下は巨大 E 1 共鳴に対応した部分で、 E_i (MeV)、 Γ_i (MeV)、及び σ_i (mb) は、夫々、巨大 E 1 共鳴の共鳴エネルギー、共鳴幅、及びピーク断面積であり、その値は表 4-1 に与えられているものである。巨大 E 1 共鳴に掛かっている因子 $\exp\{\alpha_i(E_\gamma - E_i)\}$ はデプレッション因子 (depression factor) と呼ばれるもので [EAR 77, JOL 79, KOB 80]、測定されたスペクトルがハードであることを表現するために、 $E_\gamma < E_i$ の領域で導入された。今回測定された捕獲ガンマ線スペクトル中のアノマラス・バンプは E 1 遷移によって形成されていると仮定し、(4-72a) 式の第一項の (小さな) Lorentz 型共鳴項 (以後、これをピグミー共鳴と呼ぶ) を導入して、観測されたアノマラス・バンプを計算で再現することを試みた。即ち、ピグミー共鳴パラメータ E_p (MeV)、 Γ_p (MeV)、及び σ_p (mb) をスペクトラム・フィッティングによって求めた。アノマラス・バンプが E 1 遷移によると仮定したのは、(i) 平均的なガンマ線遷移では、前節 2. (ii) でも述べた様に、強い E 1 選択が働くので、非分離共鳴領域に於ける中

性子捕獲ガンマ線スペクトル中に集団的なM1共鳴が観測されるとは考えにくい。(ii) 巨大E1共鳴からデカップリングしたE1強度は、殆ど、小さな軌道角運動量を持った核子-空孔状態に対して現われるが[LAN71, HAR74]、一方、M1共鳴に強く寄与するのは、大きな軌道角運動量を持った軌道である[BOHR75c]。(iii) 中重核及び重核のM1共鳴に対して、幅の広い(1~2 MeV)明確な状態を仮定しにくい。(iv) 中重核及び重核に対して、M1共鳴状態は、普通、スピン-軌道-分離エネルギー(~6.6 MeV)より数MeV高い所に現われると予想されている'という理由からである。パラメータ E_w (MeV)は、 $E_\gamma < E_w$ の領域ではWeisskopfの単一粒子ガンマ線強度関数[BLA52]を用いるという考えを反映しており、低エネルギー領域のガンマ線スペクトルの再現を良くするために導入された。但し、このパラメータは、必要な時のみ(このパラメータを用いないと、計算と測定的一致が非常に悪い時のみ)用いた。無次元規格化定数 k は、中性子結合エネルギーにおける平均全放射幅[MUG81, MUG84]を計算が再現する様に決定された。

スペクトラム・フィッティングによる解析は、同位体の非常に多いMoとSnを除いて行なわれた。解析の際、ほぼ同じ存在比の二つの同位体からなるAgとSbについては、E1ガンマ線強度関数及び原子核準位密度関数とも両同位体の平均的なものを用いた。又、InとLuの解析では、少量の存在比の ^{113}In (4.3%)と ^{176}Lu (2.61%)の影響を無視した。今回の解析によって得られたE1ガンマ線強度関数パラメータを表4-3に、又、この時のE1ガンマ線強度関数を図4-15~26に示す。核種によっては、解析の際に全パラメータを用いなかったが、用いなかったパラメータは表中の空欄で示す。この表で示されたパラメータは、勿論、統計模型による捕獲ガンマ線スペクトルの計算の際、入射中性子エネルギーによらず、一定である。

2. 修正されたガンマ線強度関数を用いた計算と測定の比較

上述の、ピグミー共鳴、デプレッション因子、及び E_w で修正されたE1ガンマ線強度関数を用いて、統計模型によって計算した捕獲ガンマ線スペクトルと測定結果の比較を以下に示す。尚、原子核準位密度及びM1、E2ガンマ線強度関数は前節のものと同じものを用いた。

(i) Nb

Nbの解析ではデプレッション因子 α のみを導入したが、計算結果(実線)と測定の比較を図4-27に示す。尚、図中には、前節の計算結果(点線)も比較のため再掲載してある。 $\alpha = 0.15$ (誤差は20%程度。他の核種についても α の誤差は同程度と考えて良い)であるが、細かい構造のあまり無い2~6 MeVの領域で、計算は測定を非常に良く再現していると言える。又、 $E_\gamma > 6$ MeVの領域でも、実線は点線よりも測定値に一致する方向である。従って、NbのE1ガンマ線強度関数では、0.15程

表 4 - 3 今回の解析で得られた E 1 ガンマ線強度関数パラメータ。

Nuclei	E_0 (MeV)	Γ_0 (MeV)	σ_0 (mb)	k	α_1	α_2	E_w (MeV)
^{94}Nb				13	0.15		
Ag	6.3	1.5	6.0	2.6	0.20		2.1
	2.5	1.0	0.1				
^{116}In	2.5	1.4	0.02	9.0	0.20		2.0
Sb	6.5	1.7	1.5	3.2	0.15		3.0
^{128}I	6.0	2.0	5.0	1.4	0.20	0.16	3.2
^{134}Cs	6.2	1.7	10.0	1.1	0.20		3.5
^{142}Pr	1.5	0.84	0.04	6.0	0.14		
^{160}Tb	2.7	1.0	0.3	4.4	0.20	0.13	
^{166}Ho	3.1	1.0	0.2	5.9	0.19	0.14	
^{176}Lu	3.5	1.7	0.44	3.9	0.19	0.13	
^{182}Ta	4.7	1.0	0.8	5.5	0.21	0.15	
^{198}Au	5.6	1.7	30.0	0.42	0.18		3.0

注. Agについては二つのピグミー共鳴を導入した。

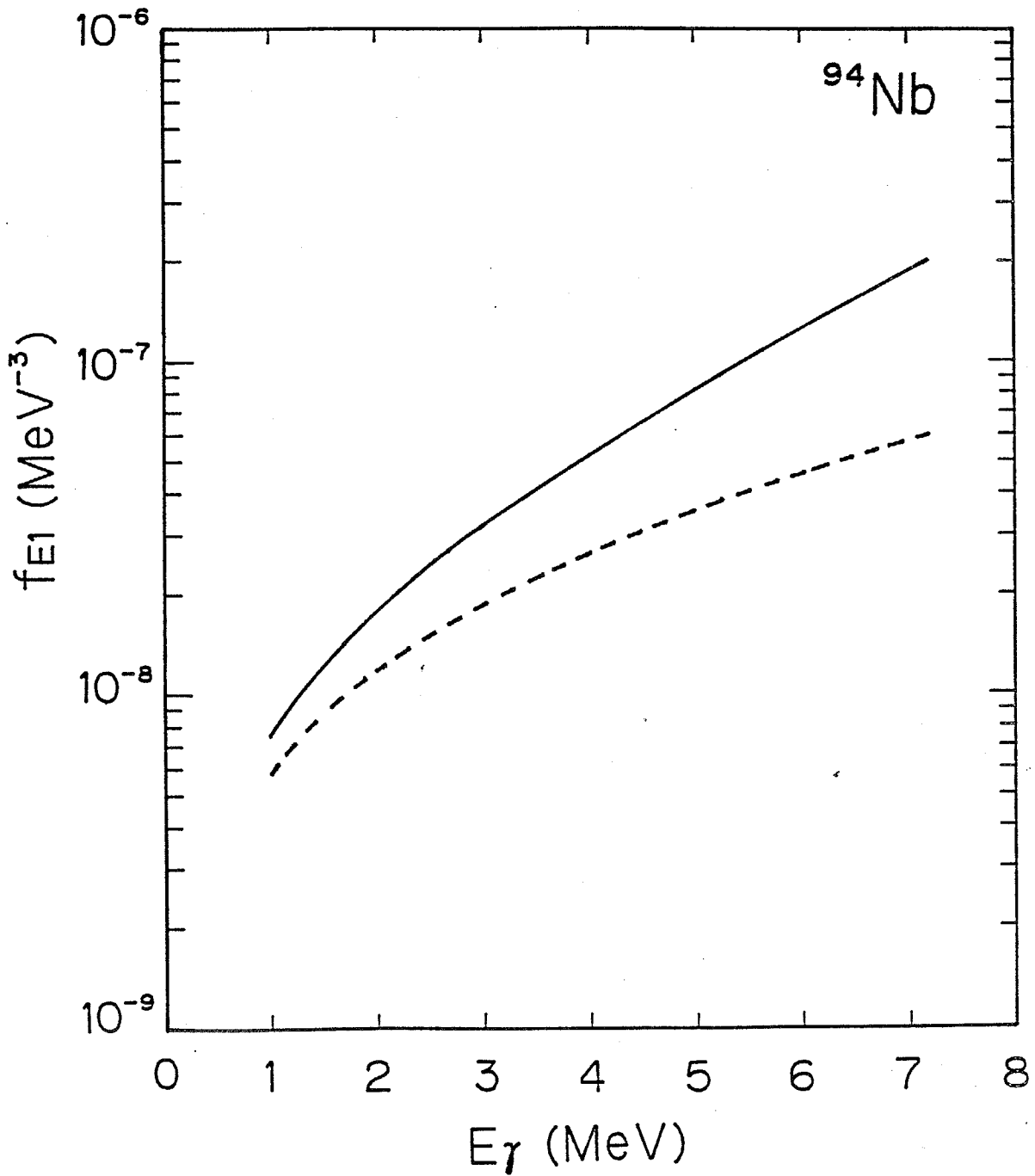


図 4 - 1 5 今回の解析から得られた ^{94}Nb のE1ガンマ線強度関数（実線）。参考のため、(4-55)式と表4-1のパラメータの値から与えられる普通のBrink-Axel型E1ガンマ線強度関数を点線で示す。

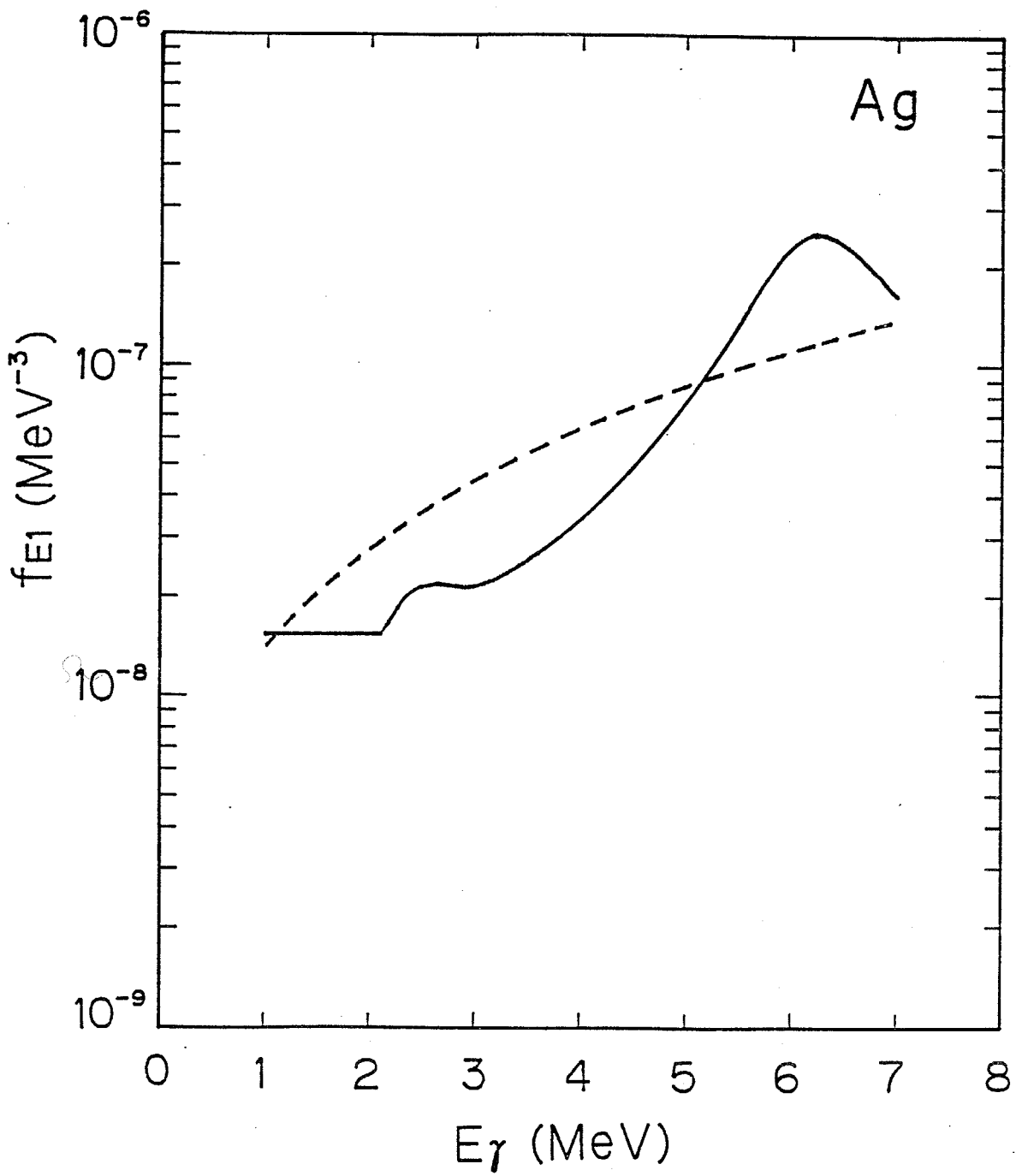


図 4 - 1 6 AgのE1ガンマ線強度関数（実線）。図4-15の説明参照。

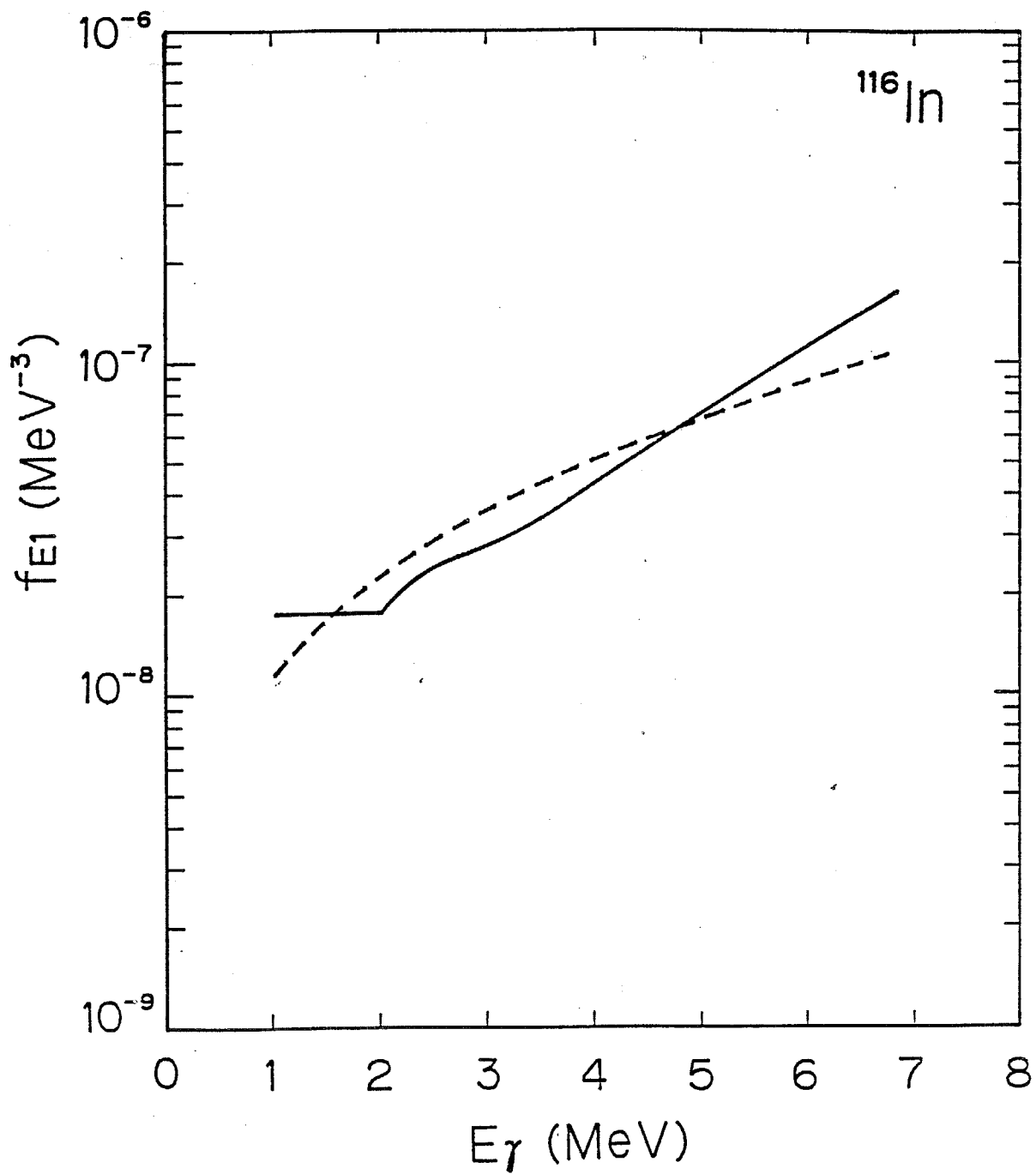


図 4 - 1 7 ^{116}In のE1ガンマ線強度関数（実線）。図4-15の説明参照。

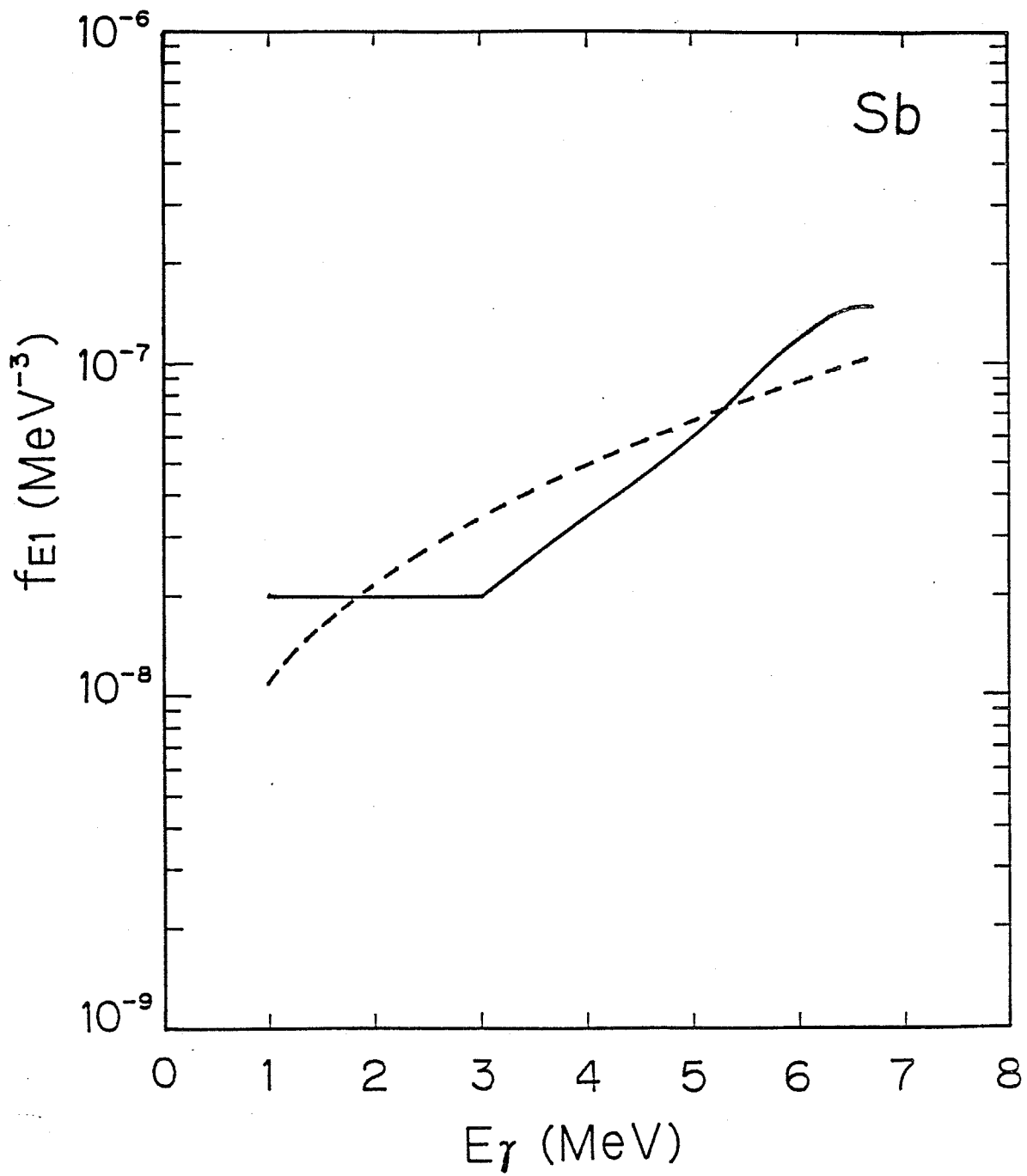


図 4 - 1 8 SbのE1ガンマ線強度関数（実線）。図4-15の説明参照。

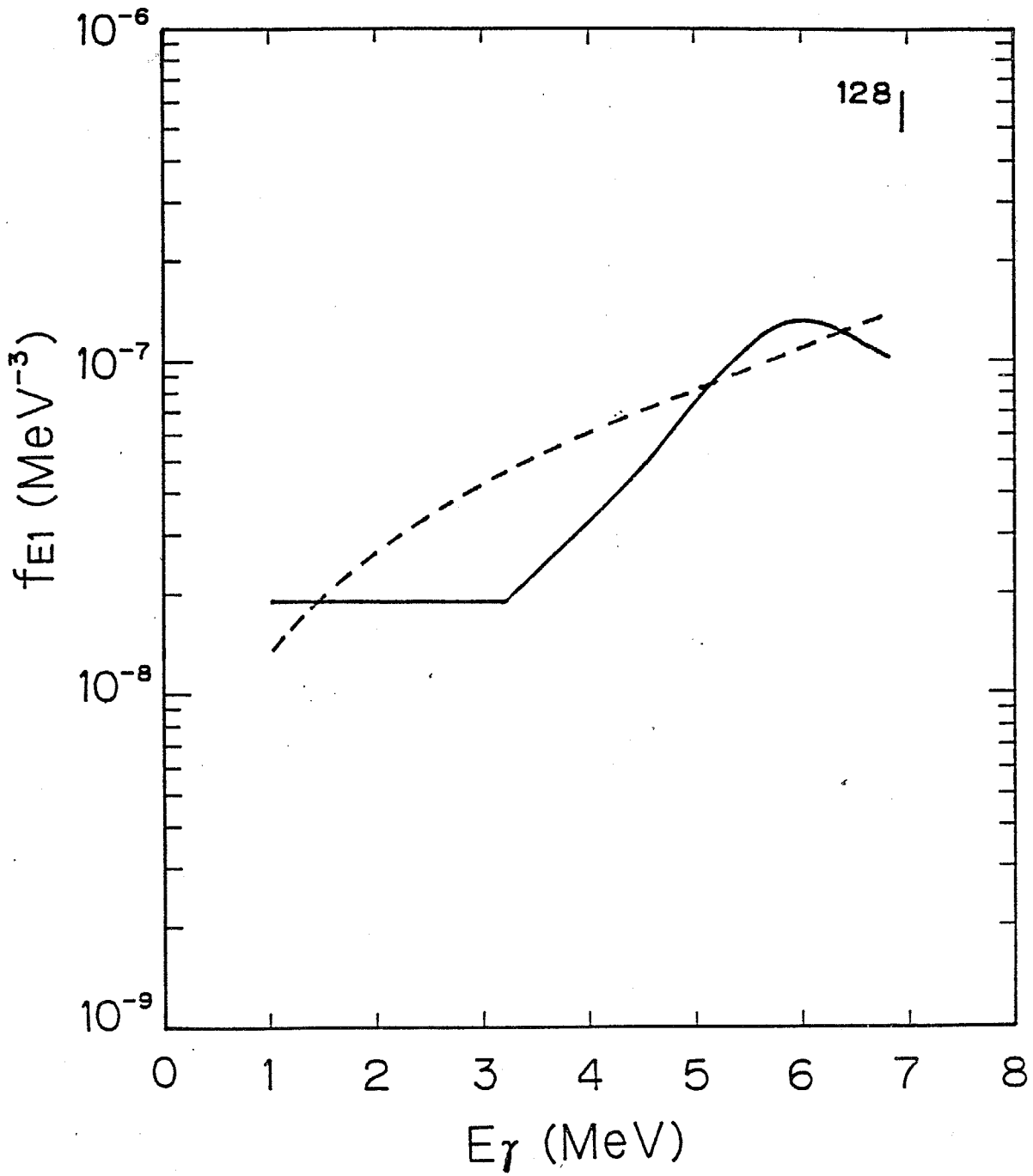


図4-19 ^{128}I のE1ガンマ線強度関数(実線)。図4-15の説明参照。

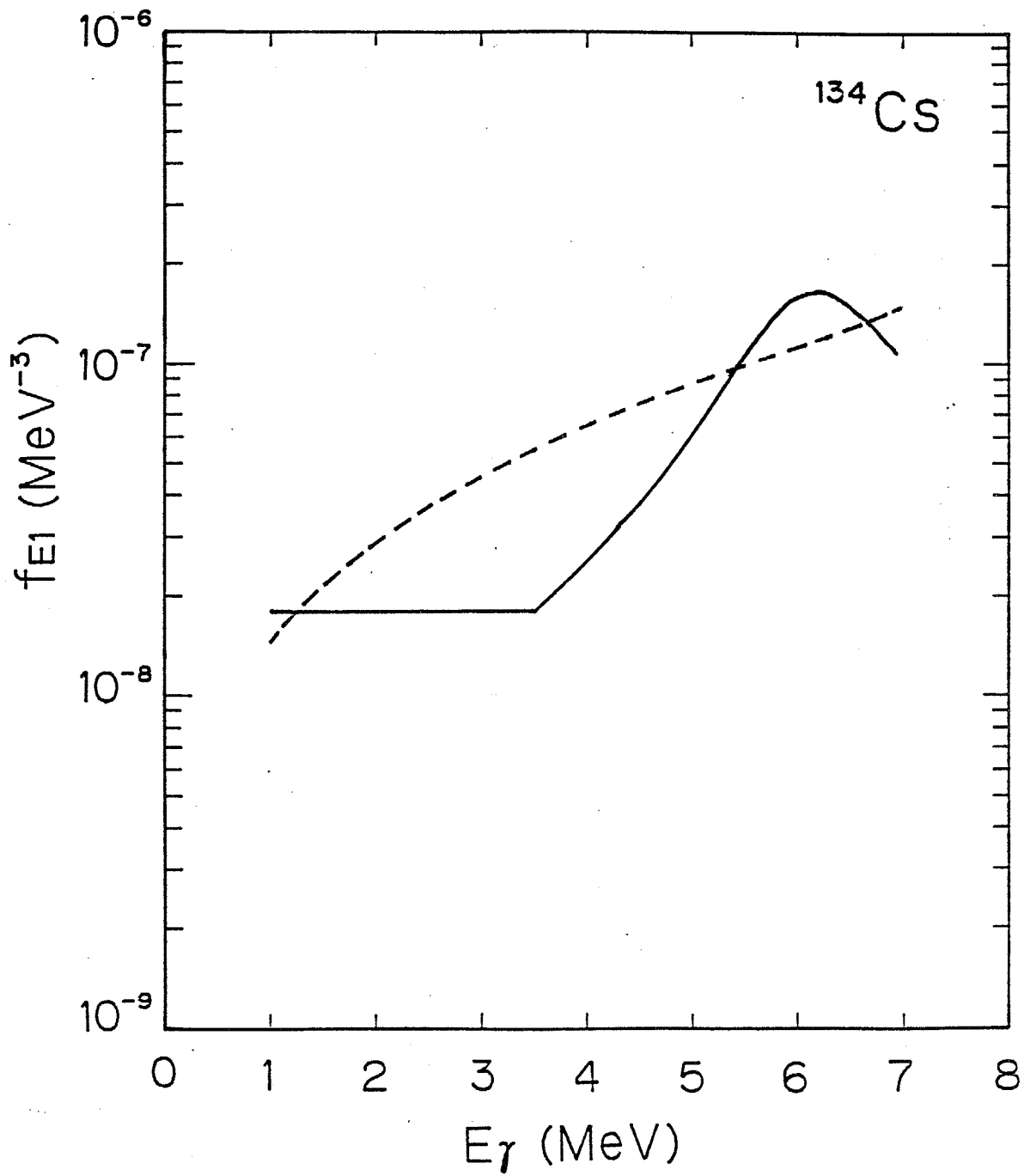


図 4 - 2 0 ^{134}Cs の E1 ガンマ線強度関数 (実線)。図 4-15 の説明参照。

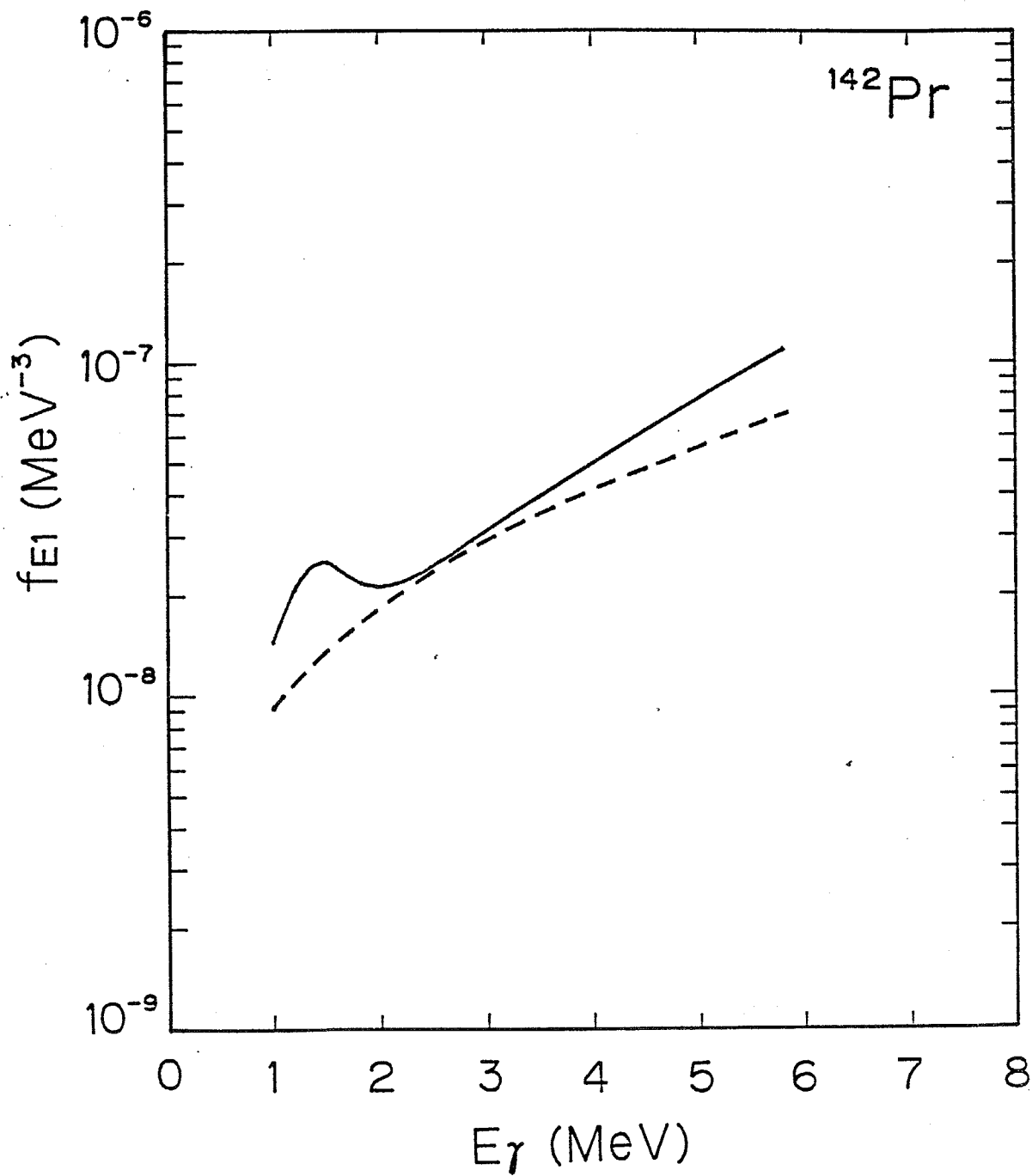


図4-21 ^{142}Pr のE1ガンマ線強度関数(実線)。図4-15の説明参照。

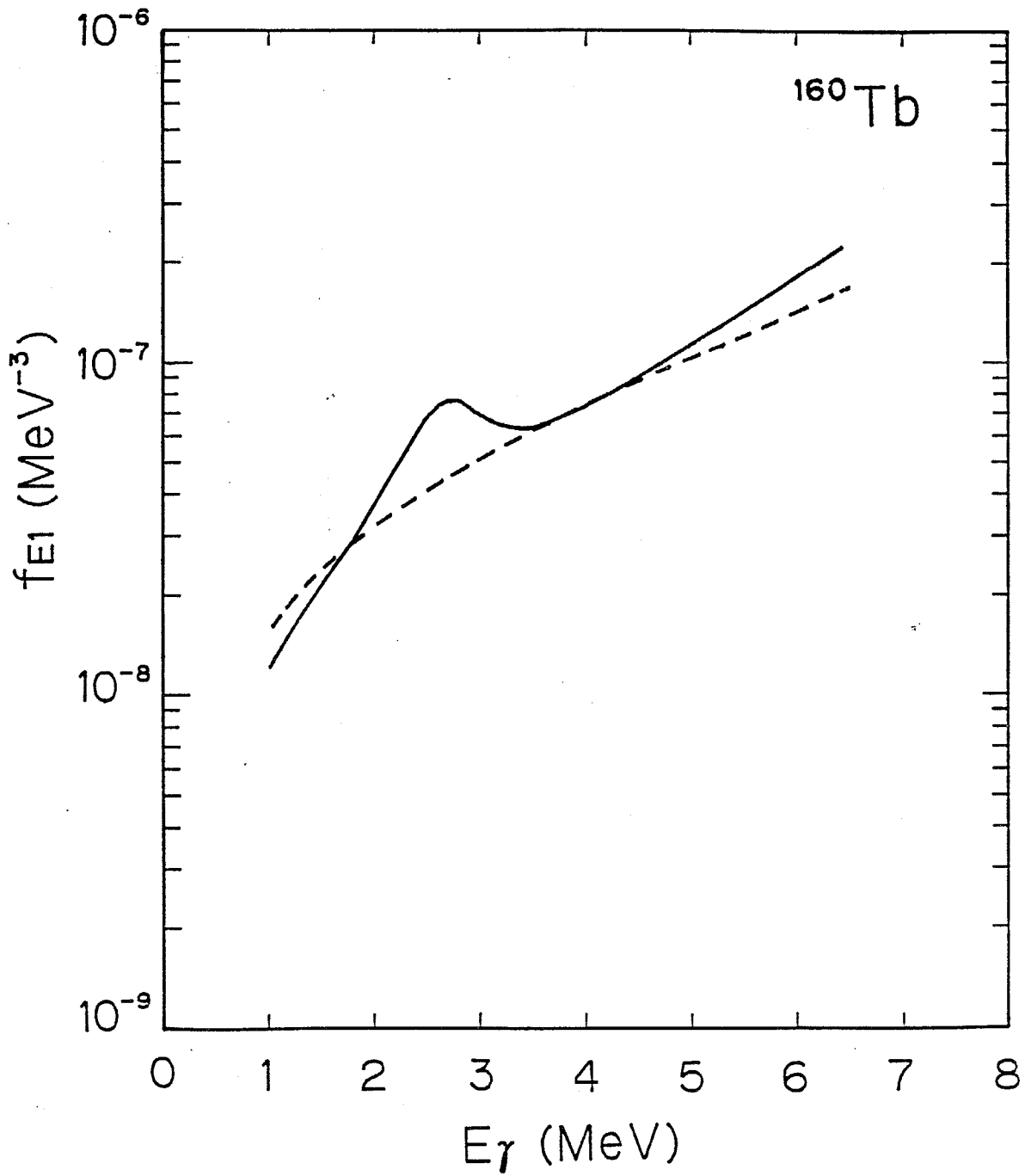


図 4 - 2 2 ^{160}Tb のE1ガンマ線強度関数（実線）。図4-15の説明参照。

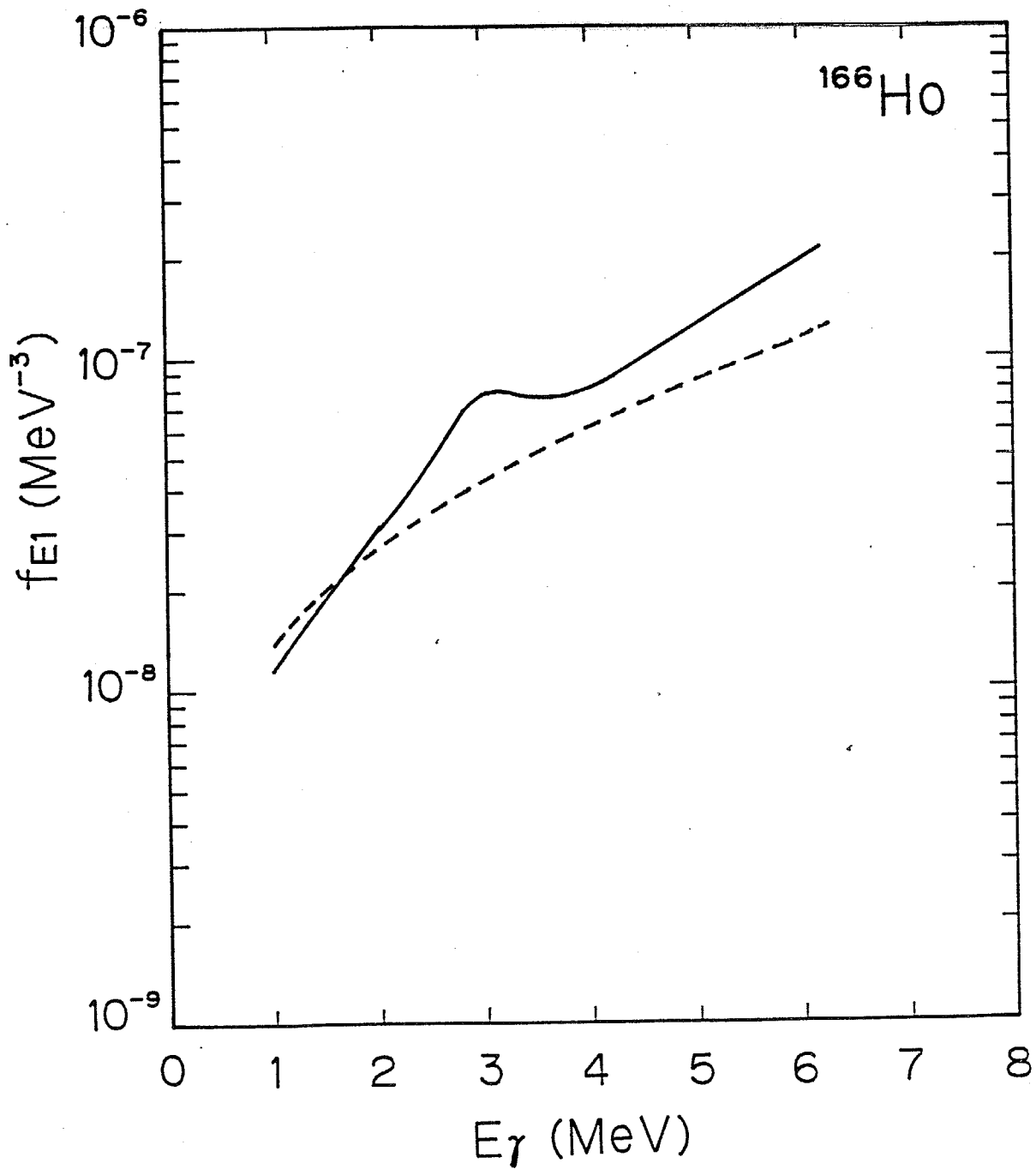


図 4 - 2 3 ^{166}Ho の E1 ガンマ線強度関数 (実線)。図 4-15 の説明参照。

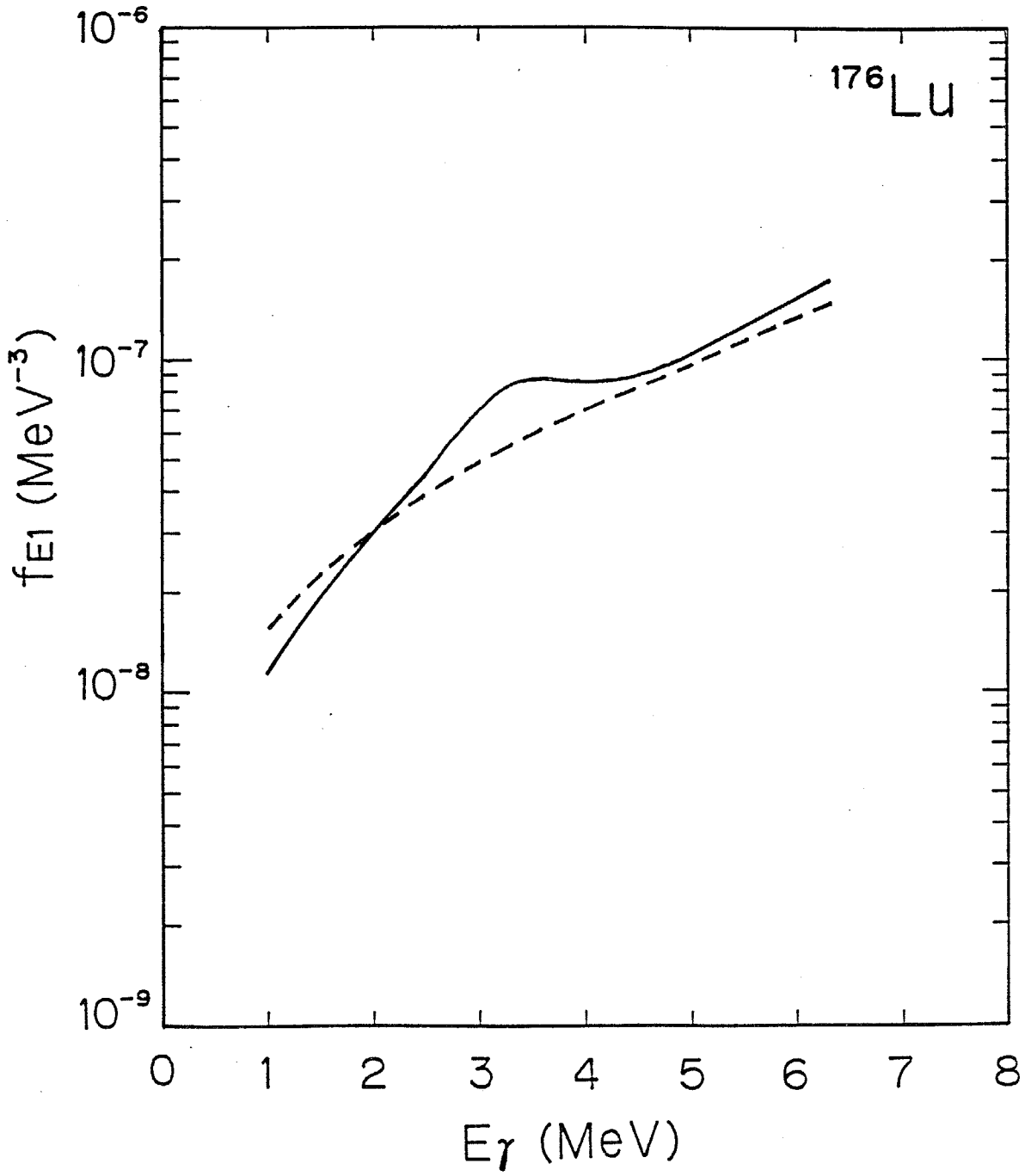


図 4 - 2 4 ^{176}Lu のE1ガンマ線強度関数（実線）。図4-15の説明参照。

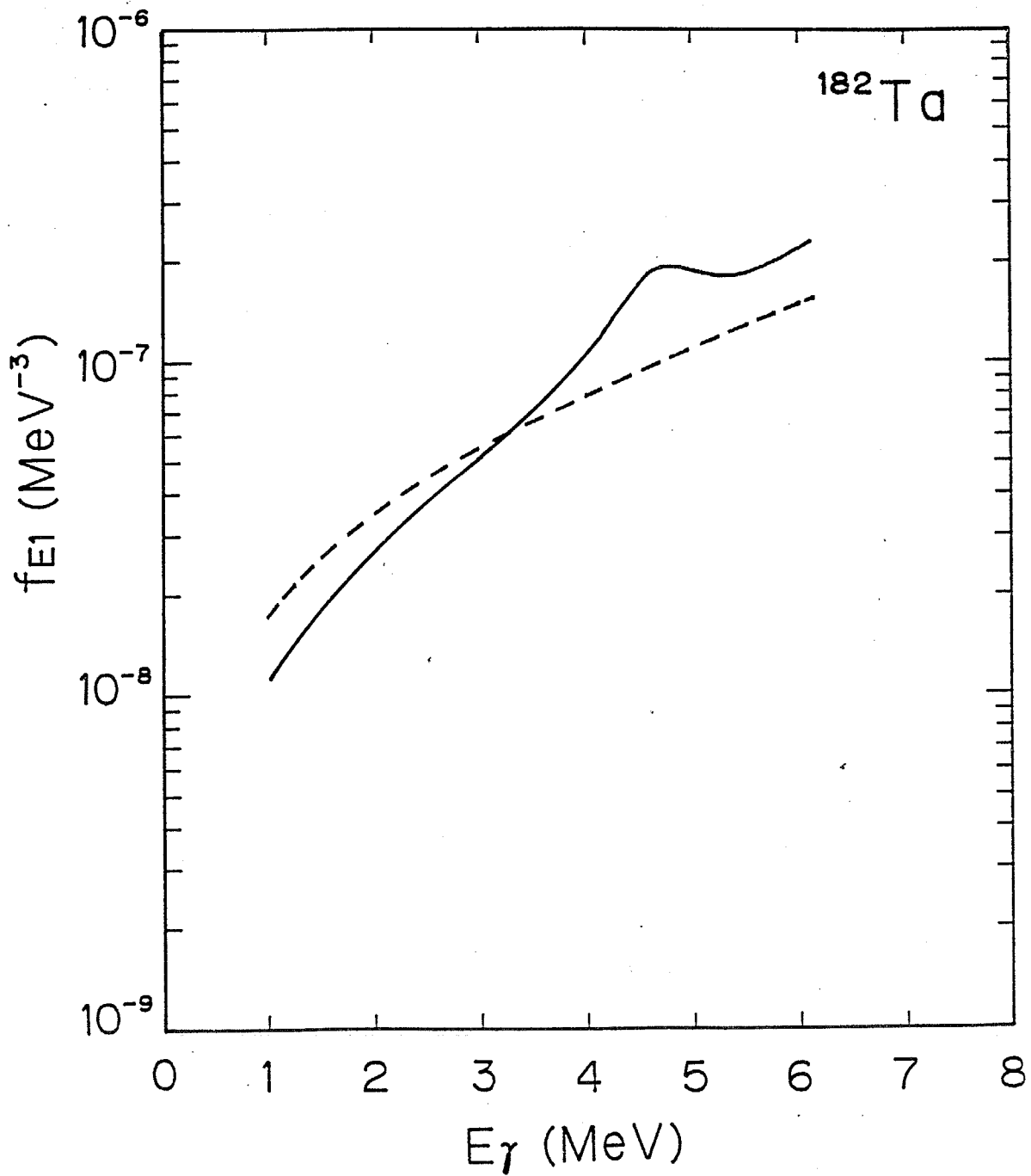


図4-25 ^{182}Ta のE1ガンマ線強度関数(実線)。図4-15の説明参照。

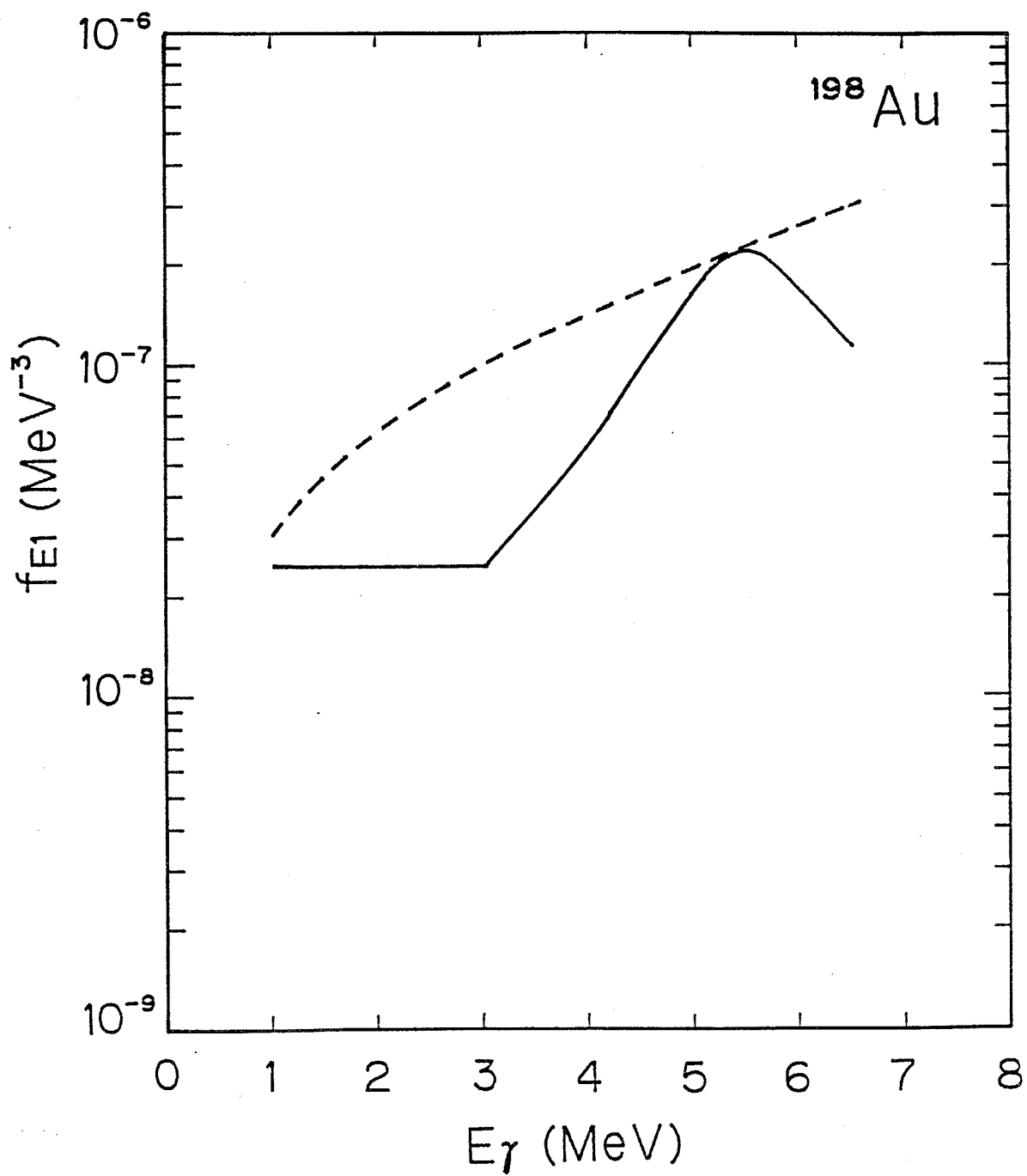


図 4 - 2 6 ^{198}Au のE1ガンマ線強度関数（実線）。図4-15の説明参照。

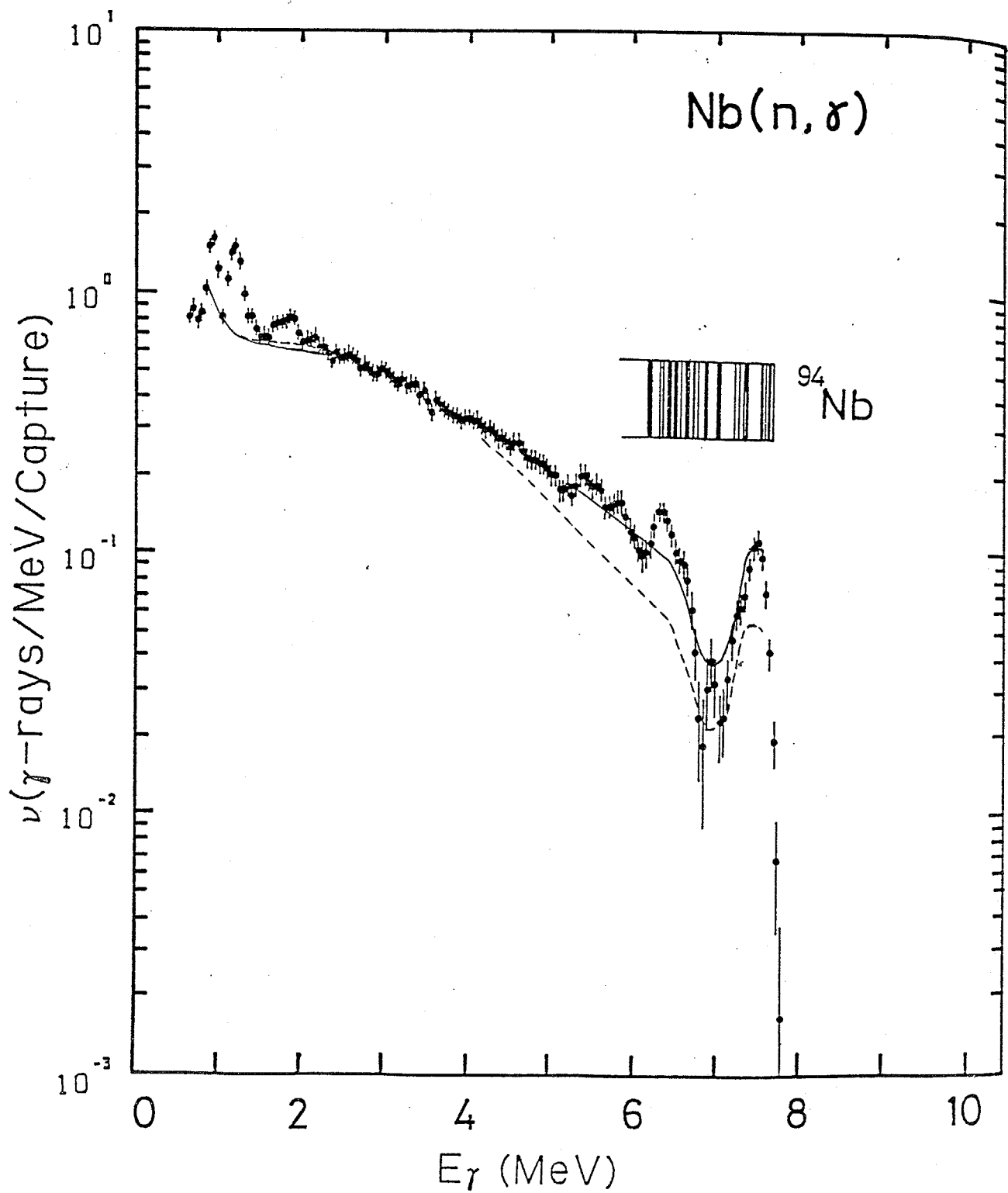


図4-27 修正されたE1ガンマ線強度関数を用いて計算されたNbの中性子捕獲ガンマ線スペクトル(実線)と測定値(♦)の比較。点線は前節の計算結果(普通のBrink-Axel型E1ガンマ線強度関数を用いている)。入射中性子エネルギーは420keV。

度のデプレッション因子が本質的な役割を果たしていると言える。

(ii) Ag

Agについては、6 MeV付近にピグミー共鳴を導入しないでハードなスペクトルを計算で得られるか否かを調べるため、先ず、 α のみを導入してスペクトルの解析を行なった。図4-28に、その結果を示す。実線は $\alpha = 0.2$ と固定した時の計算結果で、a:表4-1、2の平均パラメータを用いた通常の計算結果、b:表4-2中の $\sigma_T^2(0)$ の値だけを4.0に変えた時の計算結果(原子核準位密度パラメータの誤差の影響を調べたもの。Agの場合、 $\sigma_T^2(0) = 4.0$ という値は考えられない程度に小さな値であるが、準位密度パラメータを変化させることによってどの程度スペクトルが変化するかを示している。)、及びc:表4-1中の Γ_1 の値だけを5.0 MeVに変えた時の計算結果である。cは、aから殆ど変化せず、aと重なっている。これらの計算結果と測定値を比較すると、 $\alpha = 0.2$ 程度のデプレッションでは、原子核準位密度あるいは巨大E1共鳴パラメータを変化させても計算は測定結果のハードネスを再現しないことが分かる。点線は $\alpha = 0.5$ の時の計算結果で、 $E_\gamma > 3.5$ MeVの領域での一致はかなり良いが、 $E_\gamma < 3.5$ MeVの領域での不一致が激しくなっている。この低エネルギー領域の不一致を是正するためにE1ガンマ線強度関数の低エネルギー領域を E_w 等で修正すると、こんどは($\alpha = 0.5$ であっても)高エネルギー側のスペクトルがソフトになってしまう。即ち、デプレッション因子 α だけでは、Agのスペクトルのハードネスを再現することはできず、これを説明するためには6 MeV付近にピグミー共鳴を導入する必要がある。

そこで、Agの場合、(4-72)式を拡張して、6 MeV及び2.5 MeV付近にピグミー共鳴を導入し、更に、 α と E_w も導入してスペクトル・フィッティングを行なった。表4-3に示されている値が最終的に得られたパラメータの値であるが、この値を用いて計算した捕獲ガンマ線スペクトルと測定結果との比較を図4-29に示す。実線が修正したE1ガンマ線強度関数を用いた計算結果で、点線は前節の計算結果である。図から、計算(実線)は測定値を非常に良く再現していることが分かる。 $E_w = 2.1$ MeVであるが、このパラメータを導入しないと、 $E_\gamma < 2$ MeVのスペクトルを大幅に過小評価してしまう。 $E_\gamma = 1 \sim 1.5$ MeVの領域で計算結果は多少過大評価しているが、これは $E_\gamma < E_w$ の領域でE1ガンマ線強度関数を一定と近似した限界が現われているものと考えられる。 α を導入しないフィッティングも行なってみたが、このパラメータを用いない限り、フットの程度は悪いものであった。即ち、Agについても、Nbの場合と同様に、デプレッション因子は本質的なものと考えられる。

(iii) In

Inについては、2.5 MeV付近のピグミー共鳴と、 α 及び E_w を導入して解析を

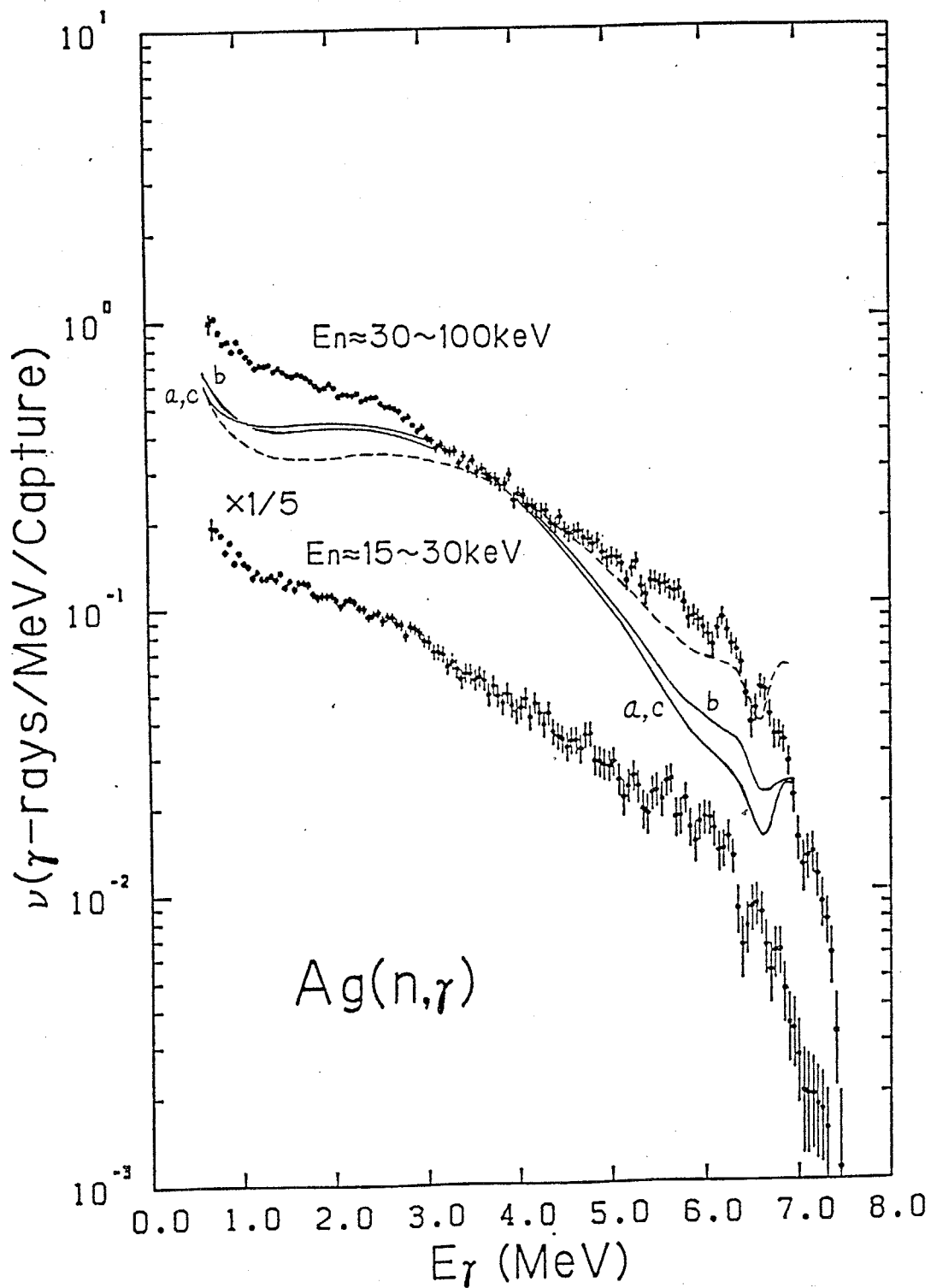


図4-28 デプレッション因子 α のみによって修正されたE1ガンマ線強度関数を用いて計算されたAgの中性子捕獲ガンマ線スペクトル(実線: $\alpha=0.2\text{MeV}^{-1}$ 、点線: $\alpha=0.5\text{MeV}^{-1}$)と測定値(\blacklozenge)の比較。a及び点線は表4-1、2のパラメータを用いた計算、bは $\sigma_{\gamma^2}(0)$ のみを4.0に変更した計算、cは Γ_0 のみを5.0MeVに変更した計算。aとcは重なっている。計算は入射中性子エネルギー70keVで行われた。

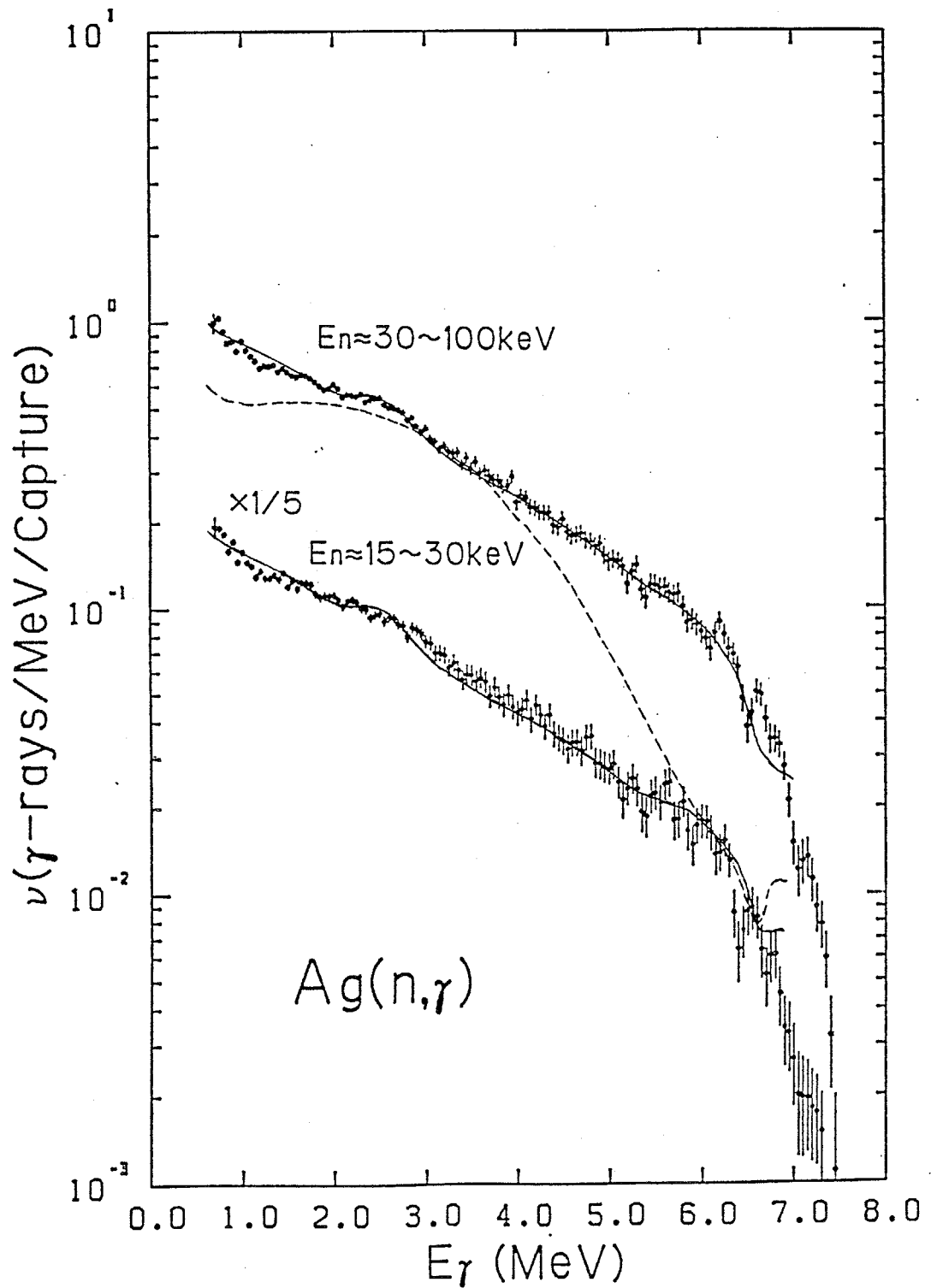


図 4 - 2 9 修正されたE1ガンマ線強度関数を用いて計算されたAgの中性子捕獲ガンマ線スペクトル (実線) と測定値 (◆) の比較。点線は前節の計算結果で、普通のBrink-Axel型E1ガンマ線強度関数を用いている。計算の際、入射中性子エネルギーは表3-2中の平均エネルギーとした。

行なったが、計算結果（実線）と測定の比較を図4-30に示す。点線で示してあるのは、前節の計算結果である。図から、全ての入射中性子エネルギーのスペクトルについて、 $E_\gamma > 1.5 \text{ MeV}$ の領域では計算は測定を非常に良く再現していることが分かる。しかし、 $E_\gamma < 1.5 \text{ MeV}$ の領域では、 $E_w (= 2.0 \text{ MeV})$ を導入したにも拘らず、計算はかなり過小評価したものとなっている。

(iv) Sb、I、Cs、Au

Sb、I、Cs、及びAuについては、6 MeV付近のピグミー共鳴、 α 及び E_w を導入して解析を行なったが、計算結果（実線）と測定の比較を図4-31~34に示す。点線は前節の計算結果である。図から、 $E_\gamma > 1.5 \text{ MeV}$ (Auの場合は $E_\gamma > 0.5 \text{ MeV}$)の領域では、計算は測定をかなり良く再現していることが分かる。 E_w は3~3.5 MeVであるが、この付近で計算は多少過小評価している。これは、今回の解析に用いたE1ガンマ線強度関数は $E_\gamma = E_w$ で急に折れ曲がるが（図4-18~20、26を参照）、このことによって生じたものであり、実際の強度関数は滑らかに変化することを測定結果は示唆している。 $E_\gamma < 1.5 \text{ MeV}$ の領域では、Inの場合と同様に、Au以外の核種の計算は過小評価したものとなっている。尚、これらの核種について、 α を導入しないフィッティングも行って見たが、フィットの程度は悪いものであった。

(v) Pr、Tb、Ho、Lu

Pr、Tb、Ho、及びLuについては、 α 及び（バンプが観測された夫々のエネルギー付近に）ピグミー共鳴を導入して解析を行なった。（ E_w は用いなかった。）計算結果（実線）と測定の比較を図4-35~38に示す。点線は前節の計算結果である。図から、 $E_\gamma > 1 \text{ MeV}$ (Tbの場合は $E_\gamma > 1.7 \text{ MeV}$)の領域で、計算は測定をかなり良く再現していることが分かる。 $E_\gamma < 1 \text{ MeV}$ (Tbは $E_\gamma < 1.7 \text{ MeV}$)の領域では、測定結果には低励起状態間の遷移によるガンマ線で形成された構造が観測されているが、計算ではこの構造を再現できていない。又、TbとHoについては、入射中性子エネルギーが高くなってくると、 $E_\gamma > 5 \text{ MeV}$ の領域でバンプの様な構造が測定結果に現われて来ているが、計算はこの様な構造を示していない。尚、これらの核種についても、 α を導入しないとフィットの程度は悪いものであった。前節の計算結果（点線）と測定値を比較すると、一見、Tb、Ho、及びLuについては α が必要でない様に思われる。しかし、アノマラス・バンプを再現するために、ある程度の強度のピグミー共鳴を一旦導入すると、計算されたスペクトルの高エネルギー部分はソフトになって測定値との不一致が生じる。従って、これを相殺するためには、 α の導入が必要となる。

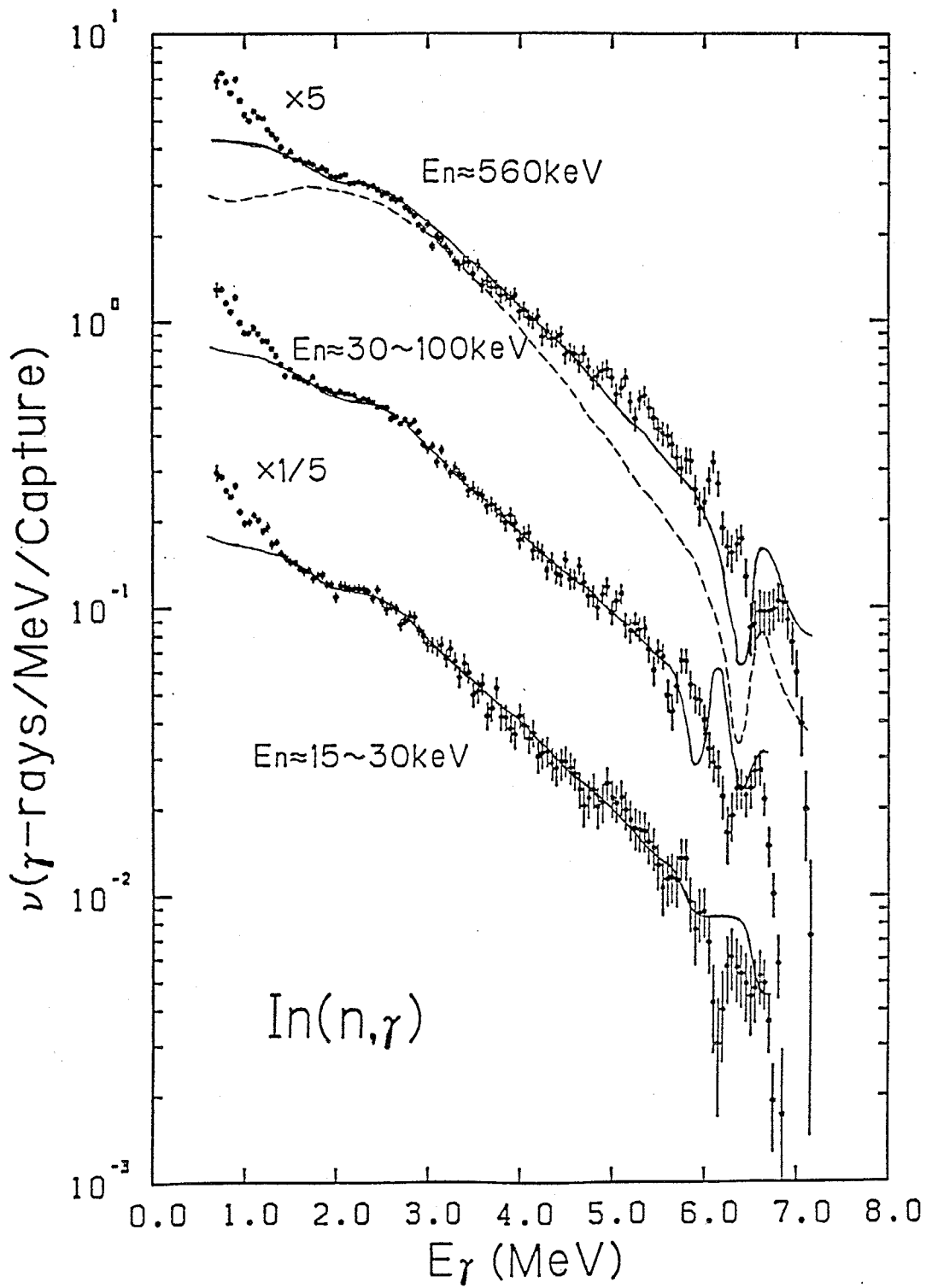


図4-30 修正されたE1ガンマ線強度関数を用いて計算されたInの中性子捕獲ガンマ線スペクトル(実線)と測定値(◆)の比較。図4-29の説明参照。

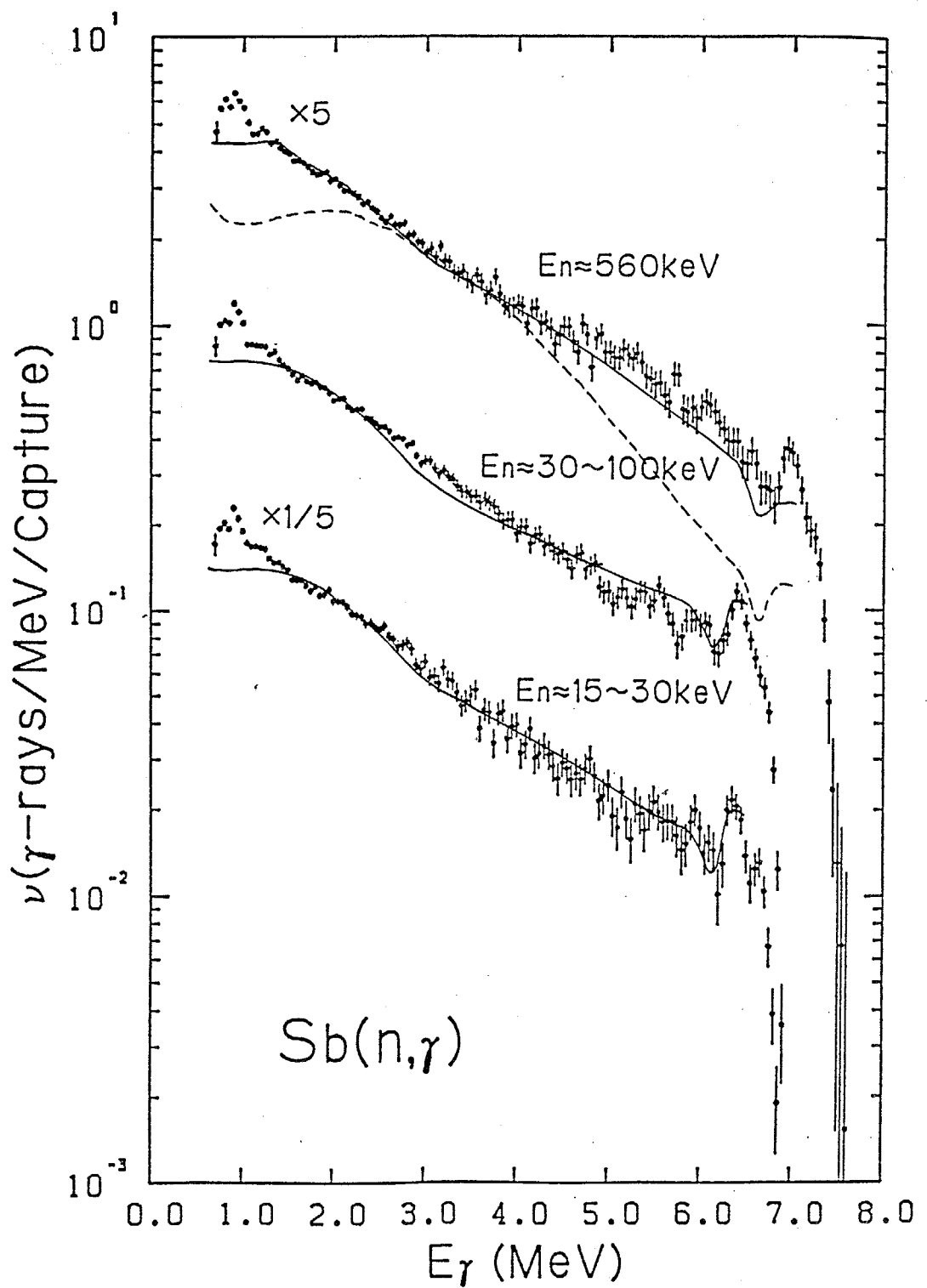


図4-31 修正されたE1ガンマ線強度関数を用いて計算されたSbの中性子捕獲ガンマ線スペクトル(実線)と測定値(◆)の比較。図4-29の説明参照。

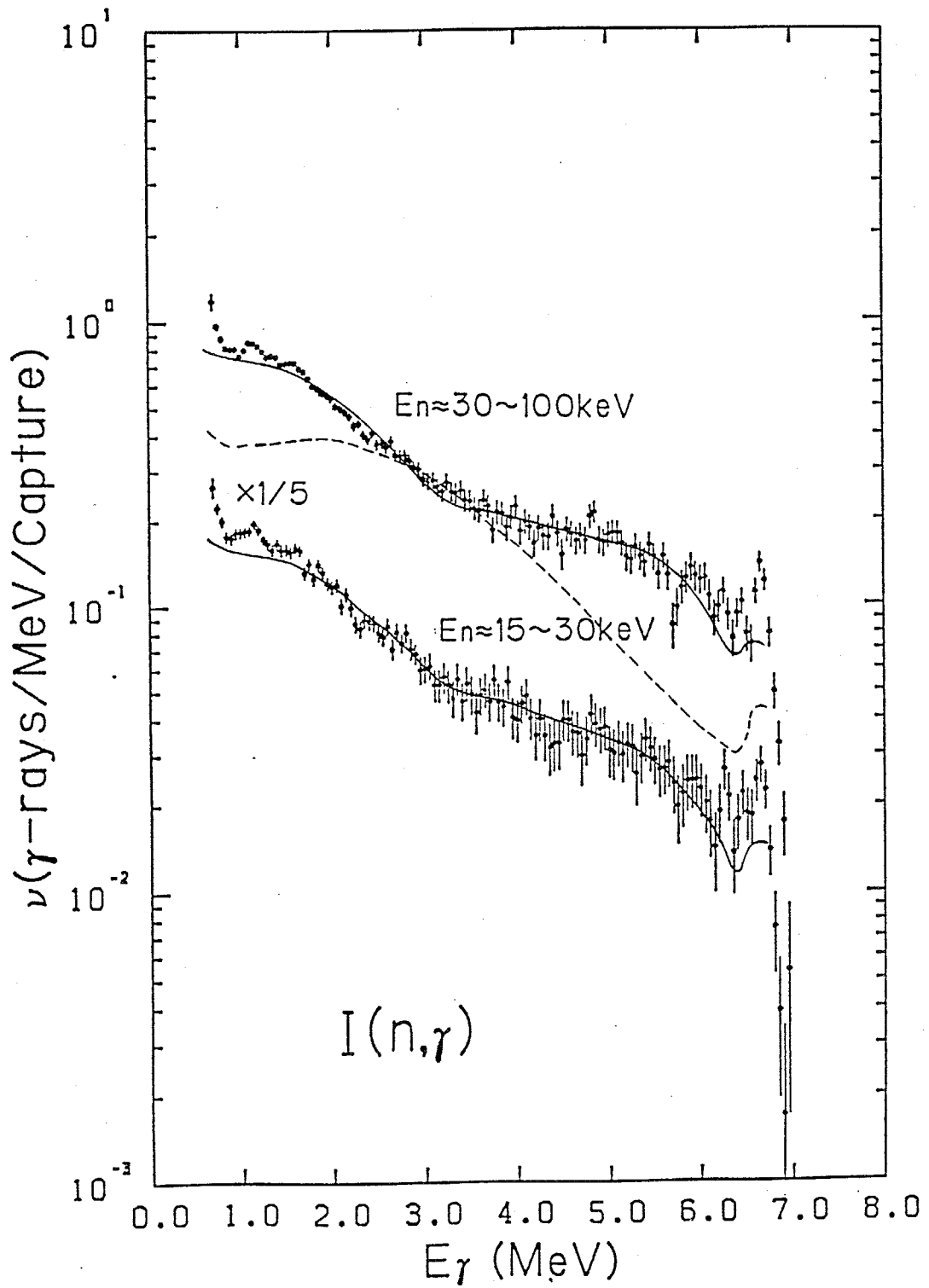


図4-32 修正されたE1ガンマ線強度関数を用いて計算されたIの中性子捕獲ガンマ線スペクトル(実線)と測定値(◆)の比較。図4-29の説明参照。

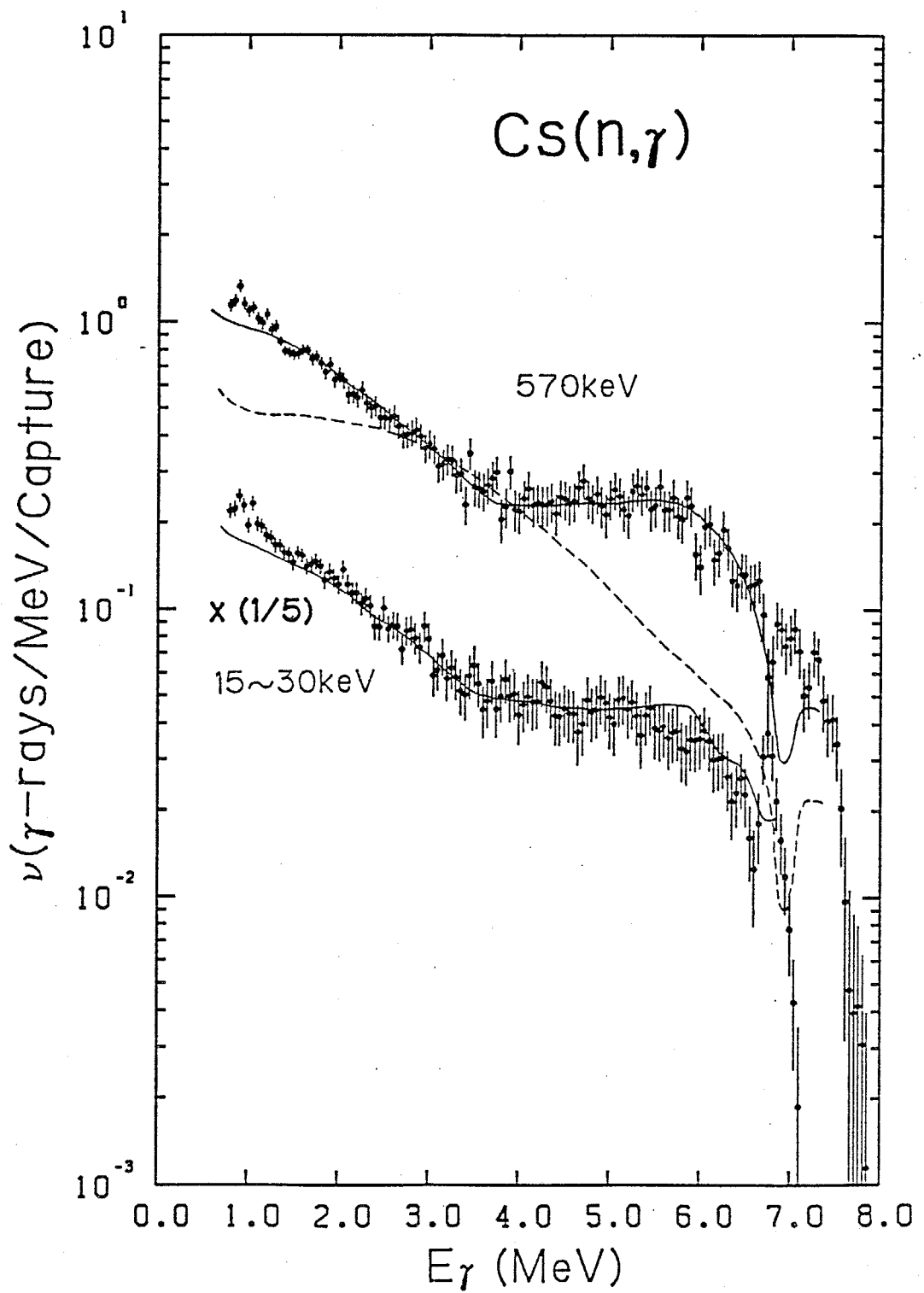


図4-33 修正されたE1ガンマ線強度関数を用いて計算されたCsの中性子捕獲ガンマ線スペクトル(実線)と測定値(♦)の比較。図4-29の説明参照。

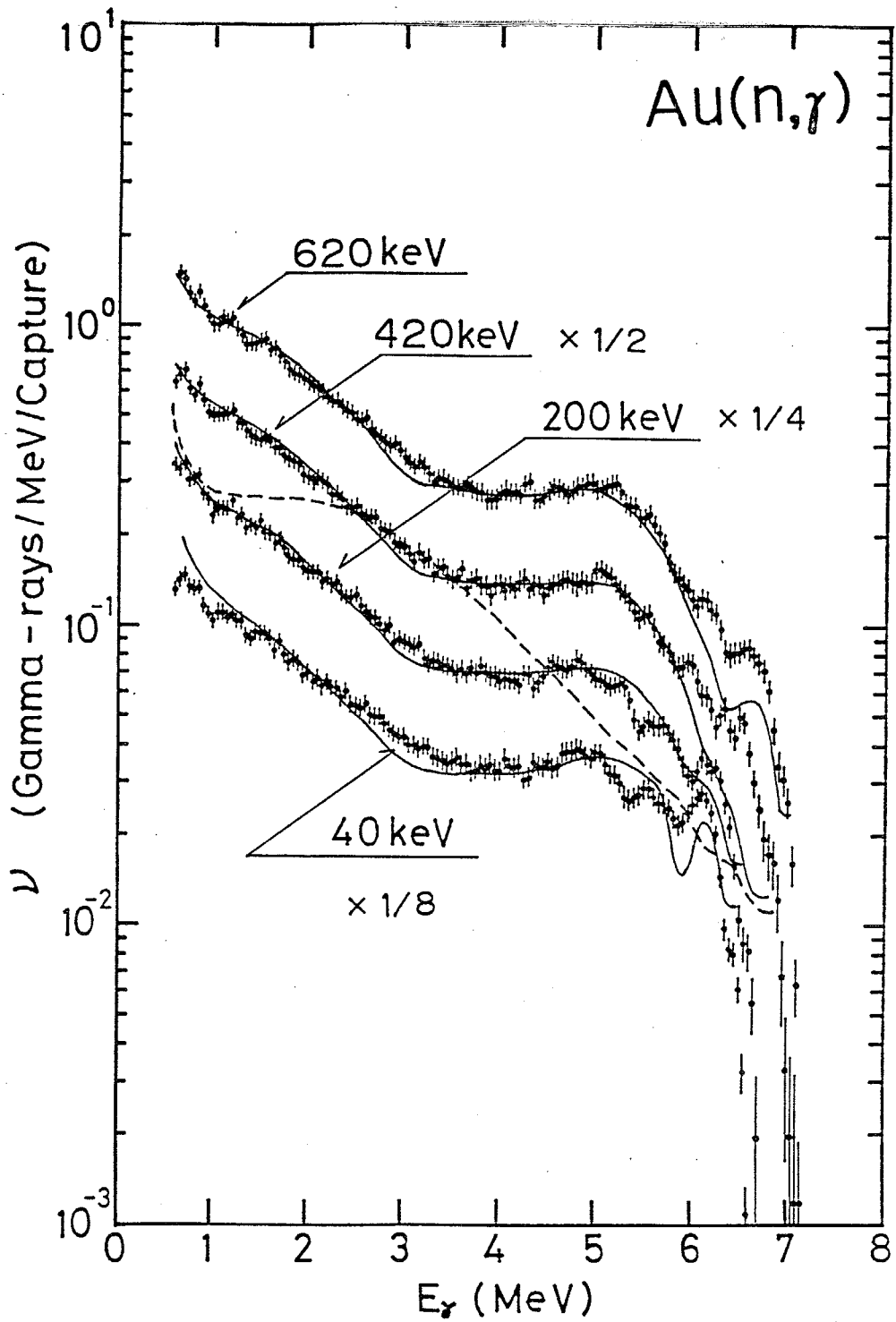


図 4 - 3 4 修正されたE1ガンマ線強度関数を用いて計算されたAuの中性子捕獲ガンマ線スペクトル（実線）と測定値（♦）の比較。図4-29の説明参照。

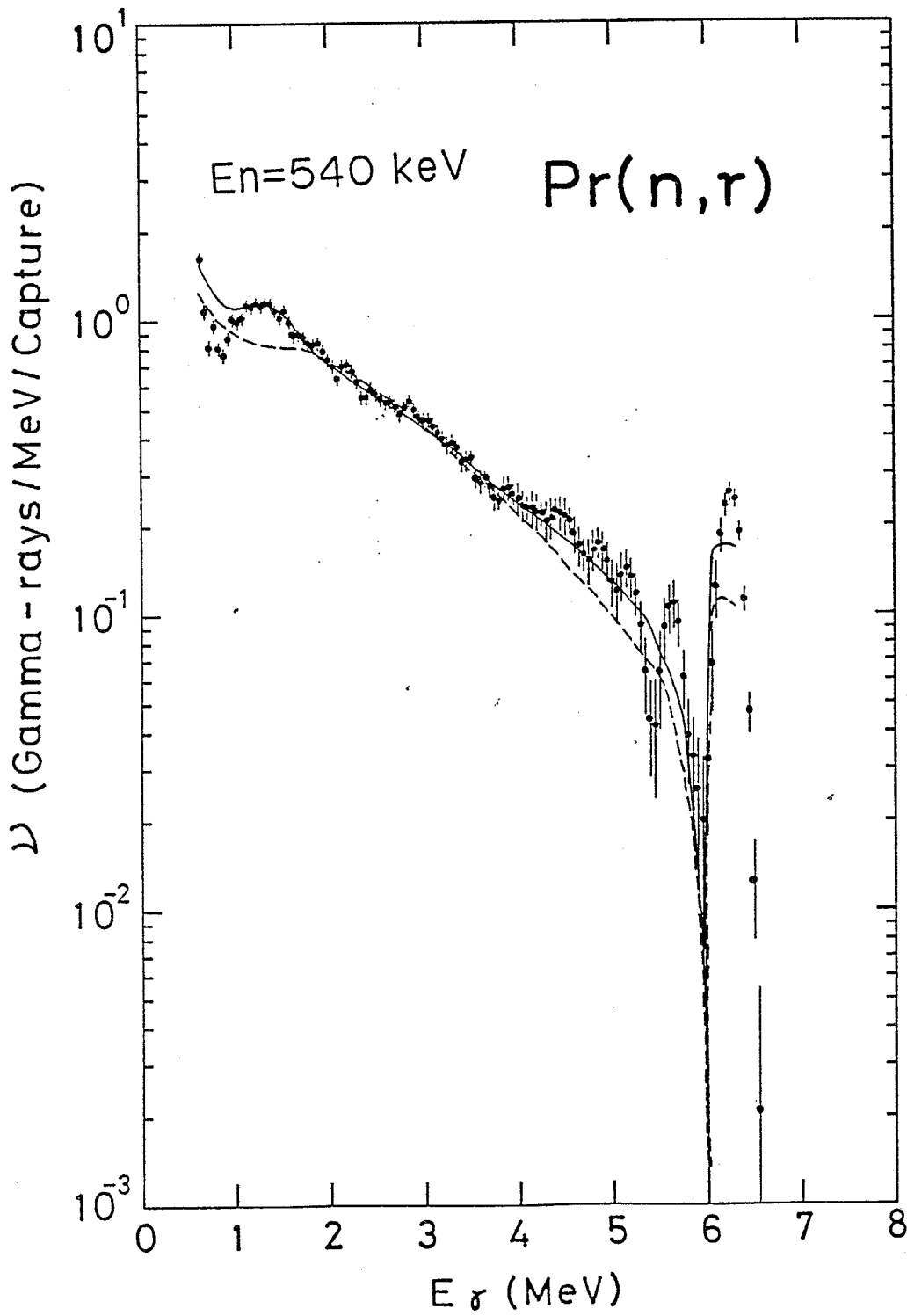


図4-35 修正されたE1ガンマ線強度関数を用いて計算されたPrの中性子捕獲ガンマ線スペクトル(実線)と測定値(◆)の比較。図4-29の説明参照。

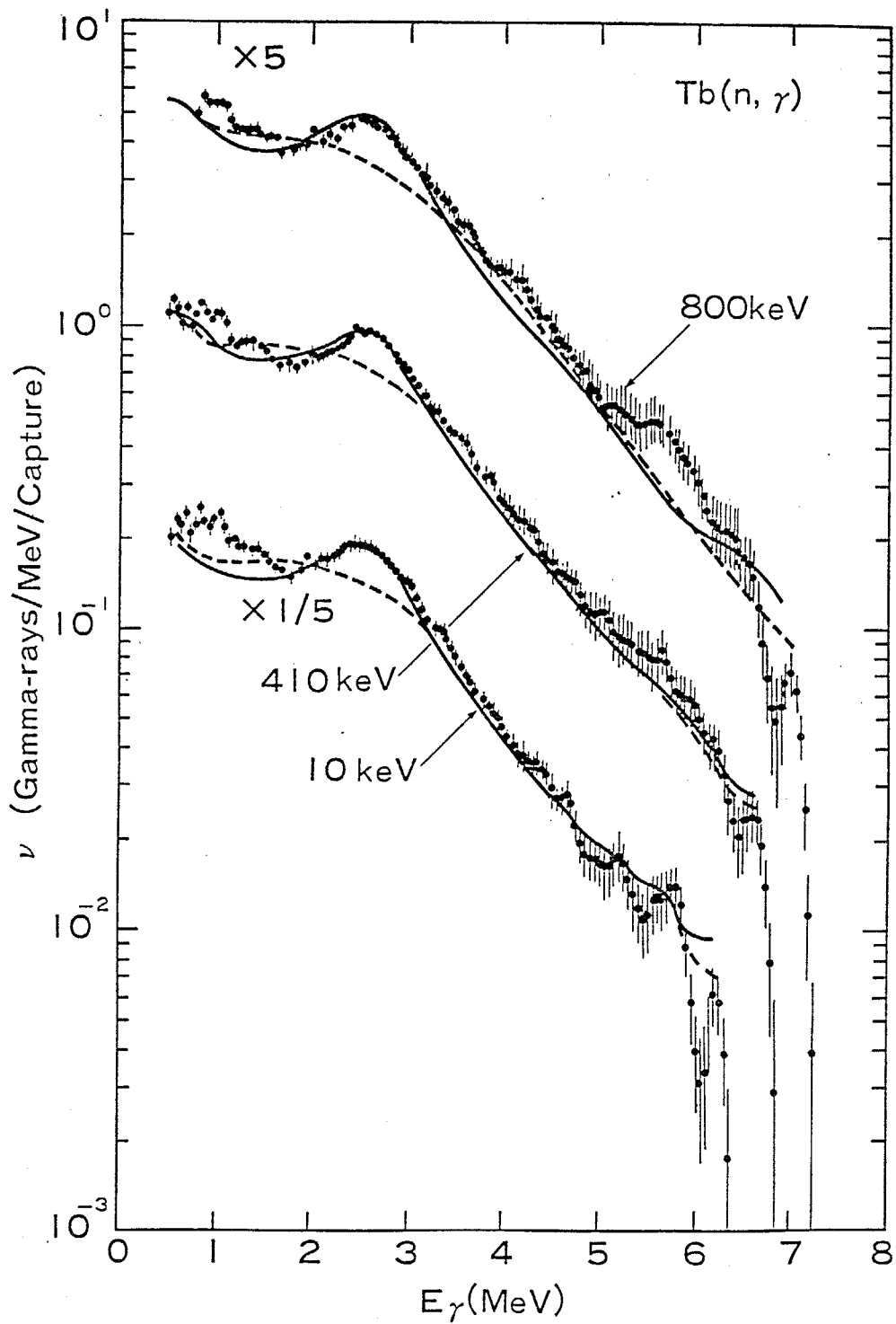


図 4-36 修正されたE1ガンマ線強度関数を用いて計算されたTbの中性子捕獲ガンマ線スペクトル（実線）と測定値（♦）の比較。図4-29の説明参照。

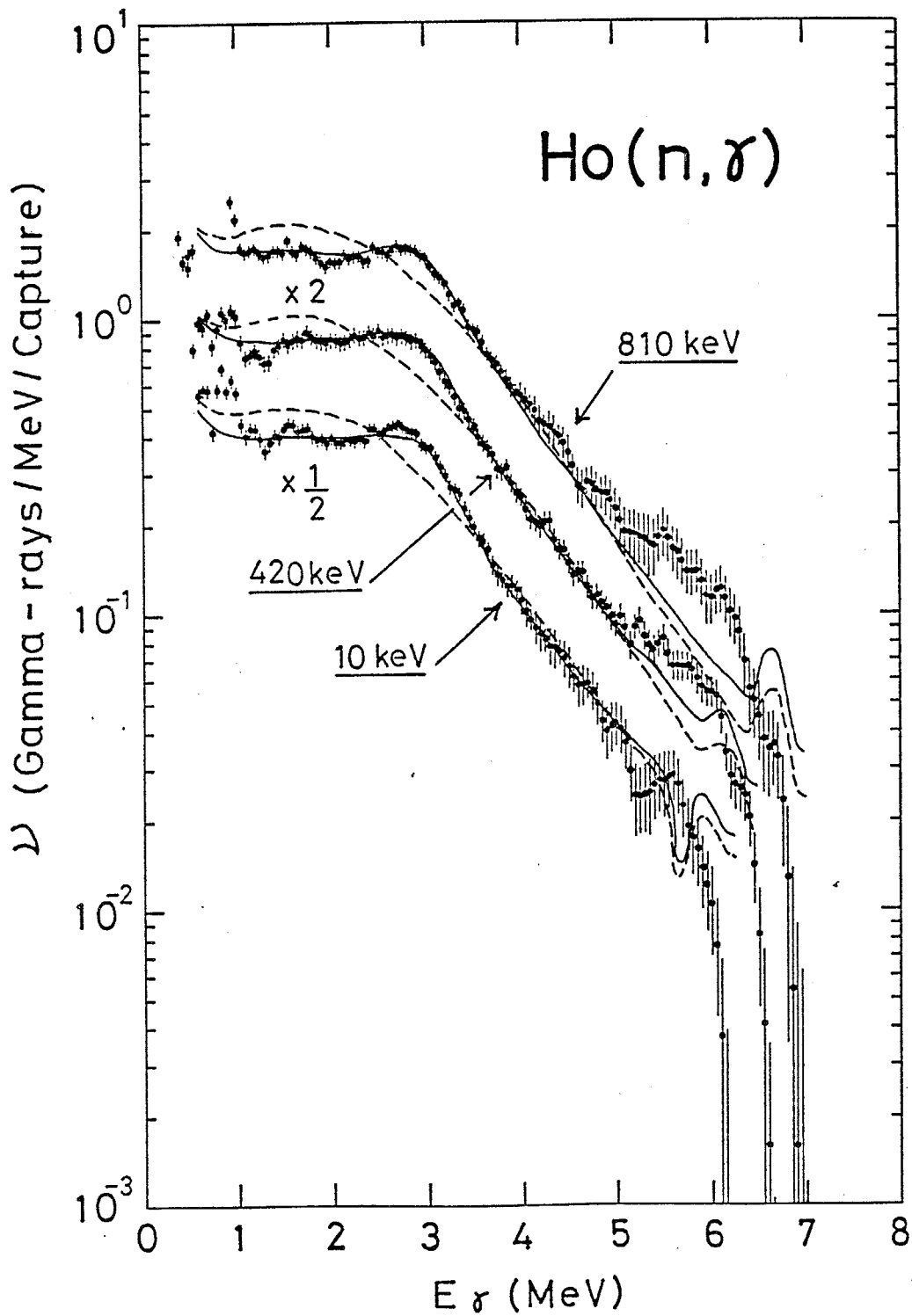


図4-37 修正されたE1ガンマ線強度関数を用いて計算されたHoの中性子捕獲ガンマ線スペクトル(実線)と測定値(•)の比較。図4-29の説明参照。

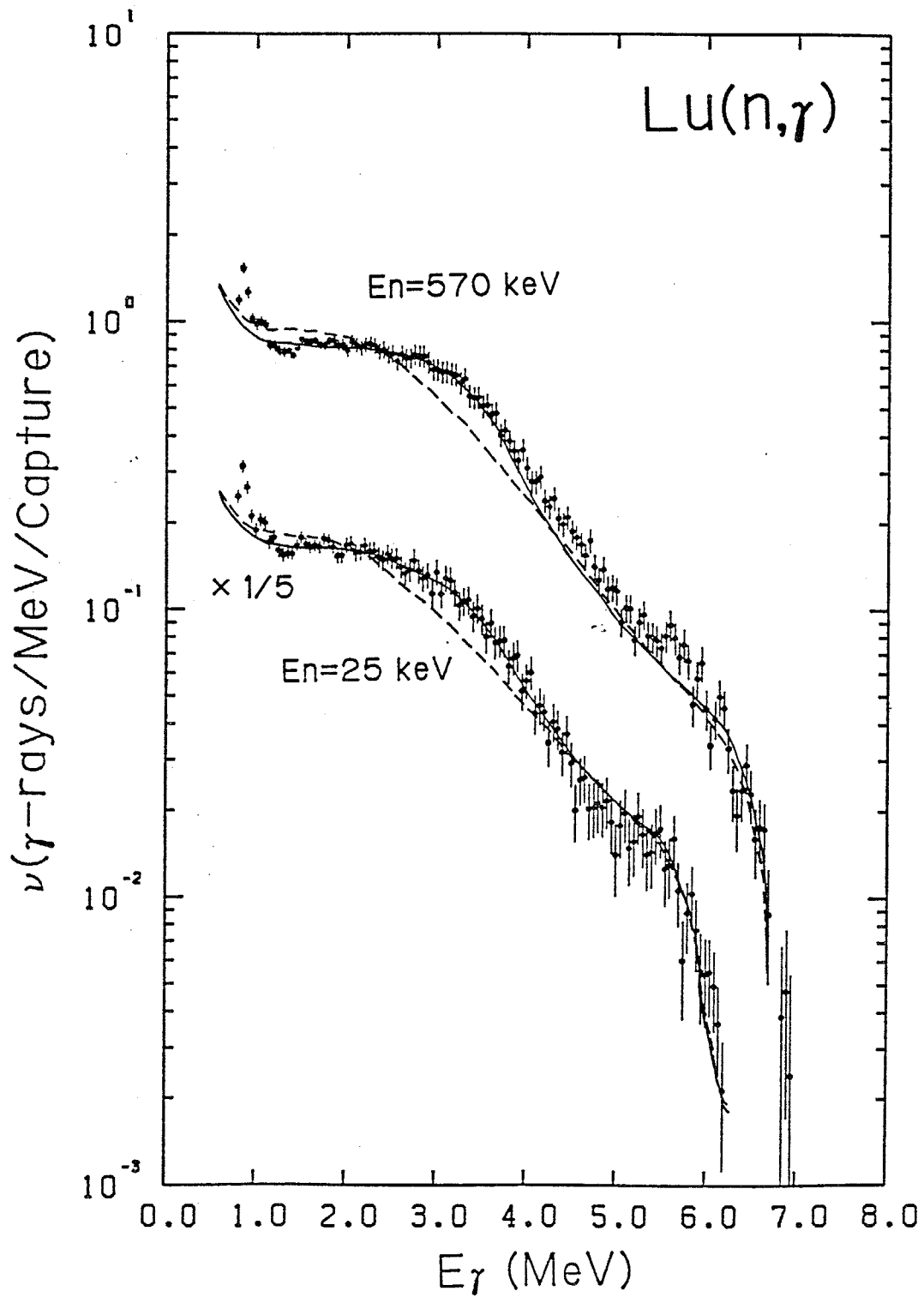


図4-38 修正されたE1ガンマ線強度関数を用いて計算されたLuの中性子捕獲ガンマ線スペクトル(実線)と測定値(\blacklozenge)の比較。図4-29の説明参照。

(vi) Ta

Taについては、先ず初めに、デプレッション因子 α のみを導入してスペクトルの解析を行なった。その時の結果を図4-39に示す。実線が $\alpha_1 = 0.21$ 、 $\alpha_2 = 0.15$ を用いた場合の計算結果で、点線は前節の計算結果である。図から、 $E_\gamma > 1.5$ MeVの領域で、実線は点線よりもかなり良く測定結果を再現していることが分かる。しかし、 $E_\gamma = 3.7 \sim 5.2$ MeVの領域での計算と測定の不一致は本質的なものと考えられる。

次に、デプレッション因子の他に、4.5 MeV付近にピグミー共鳴も導入して解析を行なった。その時の計算結果と測定の比較を図4-40に示す。点線は前節の計算結果である。図から、ピグミー共鳴を導入すると、計算は測定を非常に良く再現することが分かる。即ち、測定されたスペクトル中に観測された4.5 MeV付近のスペクトルの傾斜の変化は、Tb、Ho、Lu等と同様に、E1ガンマ線強度関数中のピグミー共鳴によって生じたものと理解できる。

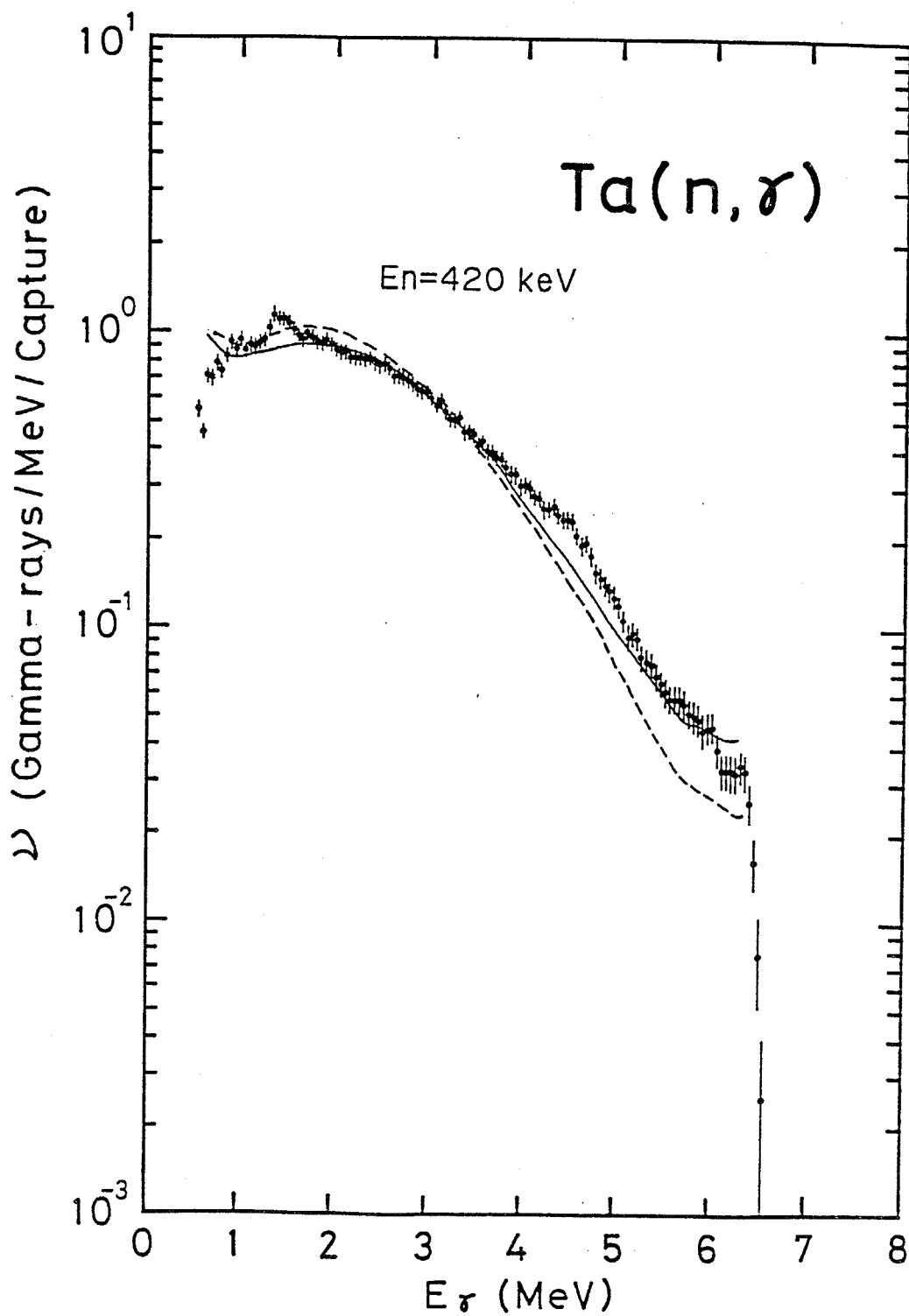


図4-39 デプレッション因子 α のみで修正されたE1ガンマ線強度関数を用いて計算されたTaの中性子捕獲ガンマ線スペクトル(実線: $\alpha_1=0.21$ 、 $\alpha_2=0.15$)と測定値(\bullet)の比較。点線は前節の計算結果で、普通のBrink-Axel型E1ガンマ線強度関数を用いている。

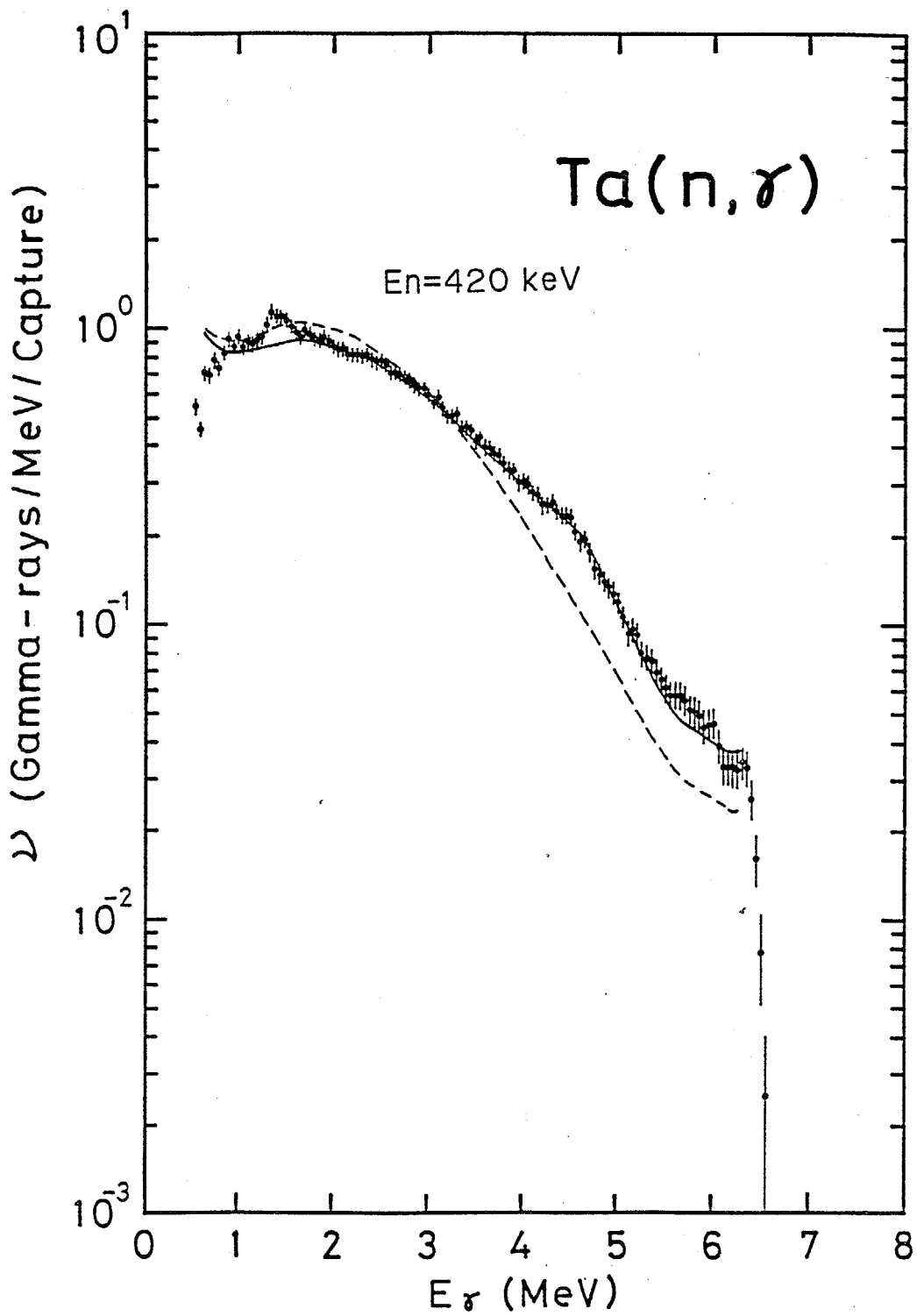


図 4-40 修正されたE1ガンマ線強度関数を用いて計算されたTaの中性子捕獲ガンマ線スペクトル(実線)と測定値(♦)の比較。図4-29の説明参照。

第三節 ピグミー共鳴の系統性

1. 共鳴エネルギーと幅

残留核の中性子数 N によって、前節の 1. で得られたピグミー共鳴エネルギーと幅がどの様に変化するかを、図 4-41 に示す。点が共鳴エネルギーを、棒の長さが共鳴幅を表わしている。図中の Gd 同位体、Re、Hg、Tl、及び ^{207}Pb に対するデータは、文献中 [VOI 86、BER 62、BAR 70] の捕獲ガンマ線スペクトルの図から読み取ったものである。 ^{170}Tm に関しては、Joly et al. [JOL 79] の値を示してある。この図を見て先ず分かることは、共鳴エネルギーは、 $N = 82$ の中性子魔法数に於いて、顕著な殻効果を示すことである。即ち、Sb、I、及び Cs に於いて共鳴エネルギーが約 6 MeV とほぼ一定であったものが、 $N = 82$ の魔法数を通過したとたんに共鳴エネルギーが 1.5 MeV に下がっている。又、 $Z = 50$ の陽子魔法数においても、Ag のエネルギーの低い方の共鳴や In の共鳴のエネルギーが約 2.5 MeV であるのに対して、この魔法数を通過したとたんに共鳴エネルギーは約 6 MeV に増加している。次に、中性子あるいは陽子魔法数で区切られた各領域での共鳴エネルギーの様子を見ると、 $N = 82 \sim 126$ の領域では、共鳴エネルギーは中性子数と共に約 1.5 MeV から約 5.5 MeV まで増加している。 $Z = 50 \sim N = 82$ の領域では、上記の様に、共鳴エネルギーは約 6 MeV と一定である。又、 $N = 50 \sim Z = 50$ の領域では、図に示した Ag と In の他に、前々節 4. で述べた様に、Sn にピグミー共鳴が観測されているが、何れも共鳴エネルギーは 2 ~ 3 MeV と低い。但し、Ag については、6 MeV 付近にもピグミー共鳴が観測されている。共鳴幅については、共鳴エネルギーの様なはっきりした系統性あるいは殻効果は観測されていないが、共鳴エネルギーの増加と共に幅も広がっている様に感じられる。但し、Lu については、共鳴エネルギーは 3.5 MeV とあまり高くないのに、幅は 1.7 MeV と広がっている。これは、Lu が大きく変形していることに起因するのかもしれない。

図 4-41 の中で、本研究で測定し解析した核種 (♦) は、その残留核は全て奇-奇 (odd-odd) 核である。これは、スペクトラム・フィッティング法による解析が容易に行なえる様に、(主に) 一同位体、あるいは同程度の存在比の二つの同位体から成る天然の試料を用いたためである。しかし、図中には、Gd の各同位体 (偶-偶、偶-奇の核もある)、 ^{207}Pb (偶-奇核)、及び Hg (偶-偶、偶-奇-核を含んでいる) の共鳴エネルギーも示されており、上記の系統性にのっている。従って、少なくとも $N = 82 \sim 126$ の範囲では、この系統性は奇-奇-核に特有なものではなく、全ての核について成り立っていると考えられる。

2. 強度

ピグミー共鳴に集まる E1 強度についても解析を行なった。先ず、E1 総和則は (4-60) 式で与えられるが、再掲載すると、

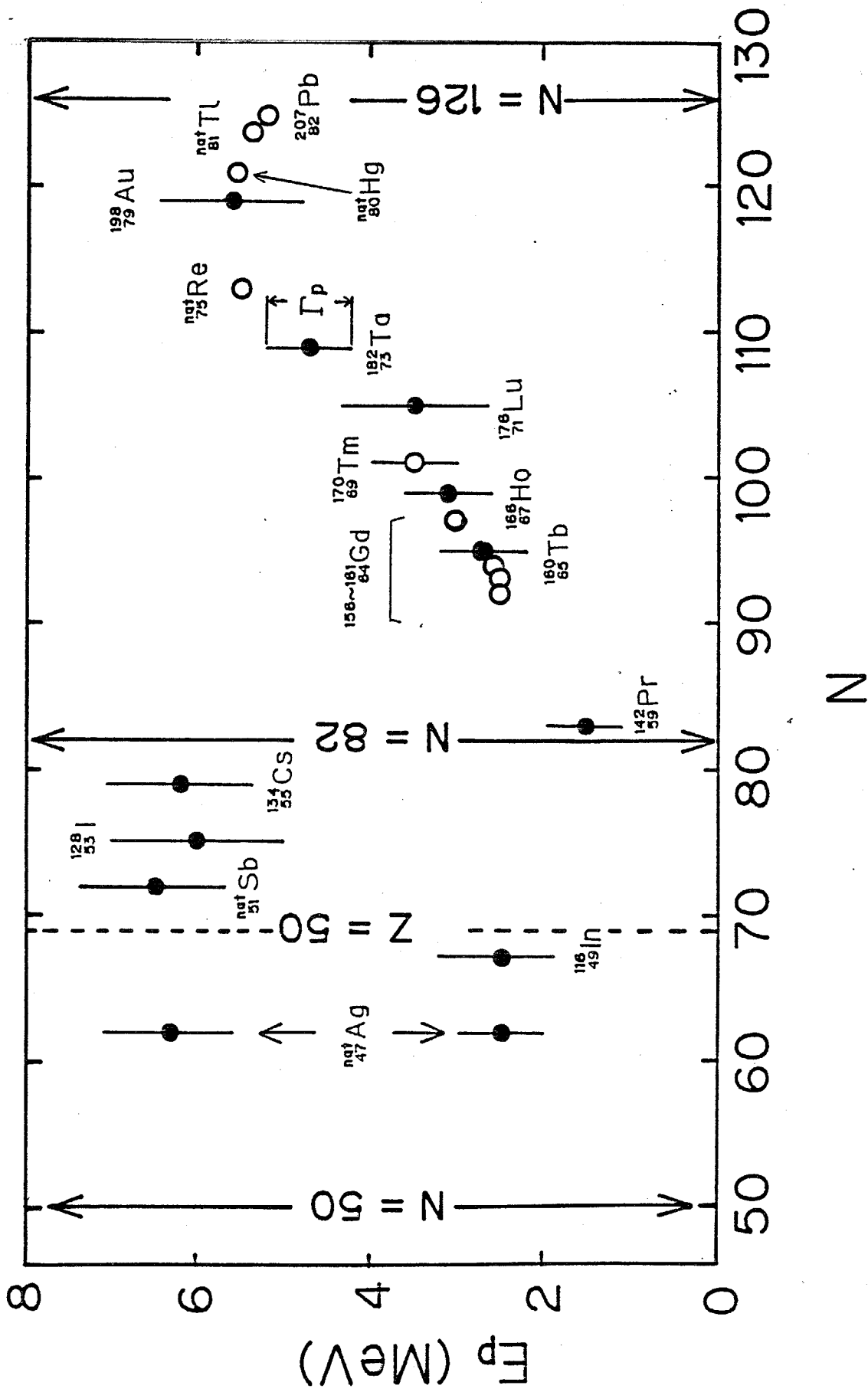


図4-41 中性子捕獲ガンマ線スペクトル中に観測されたビグミ-EI共鳴の共鳴エネルギー (E_p) と幅 (Γ_p)。縦軸は中性子数 (N)、横軸は共鳴エネルギー (MeV) であり、棒の長さで共鳴幅を示している。今回の我々の結果は \diamond で示されており、 \circ あるいは \bullet で示されているのは文献値 (本文中の説明参照) である。

$$\int_0^{\infty} \sigma_{\alpha, E1}(E_\gamma) dE_\gamma = \frac{2\pi^2 \hbar e^2}{Mc} \frac{NZ}{A} (1 + 0.8\gamma) \quad (4-73)$$

である。交換力因子 γ を0とすると、上式の右辺は古典E1和則値を与え、(4-58)式あるいは(4-59)式と成るが、再掲載すると、 $60NZ/A$ (mb · MeV)である。又、E1吸収断面積は、(4-38)式から、

$$\sigma_{\alpha, E1}(E_\gamma) = (8.7 \times 10^{-8})^{-1} E_\gamma f_{E1}(E_\gamma) \quad (4-74)$$

と書け、これに(4-72a)式で表わされるガンマ線強度関数を代入して、ピグミー共鳴に対する共鳴積分を求めると、 $(1/2) \pi k \sigma_p \Gamma_p$ (mb · MeV)と成る。従って、ピグミー共鳴に集まるE1強度の古典E1和則値に対する比Rは

$$R = (\frac{1}{2} \pi) k \sigma_p \Gamma_p / (60NZ/A) \quad (4-75)$$

と書ける。本研究で解析した核種について、この比Rを求めたが、これを残留核の中性子数Nと共に図4-42に示す。この図を見て先ず分かることは、共鳴エネルギーの場合と同様に、RはN=82の魔法数に於いて、顕著な殻効果を示していることである。即ち、Sb、I、及びCsでは1~2%であったのに、N=82の魔法数を越したとたんに0.02%程度に小さくなっている。又、Z=50の陽子魔法数に於いても、Agのエネルギーの高い方のピグミー共鳴を除けば、Rの大きさに急激な変化がみられる。次に、中性子あるいは陽子の魔法数で区切られる領域でのRの変化を見る。先ず、N=50~Z=50では、Agのエネルギーの高いピグミー共鳴を除けば、ピグミー共鳴の強度は非常に弱く、Rとしては0.1%以下である。InとAgでは殆ど同じ強度であるが、NbとMoでピグミー共鳴が観測されなかったことを考え合わせると、この領域では中性子数の減少とともに強度も減少しているのかもしれない。Z=50~N=82の領域では、ピグミー共鳴の強度は強く、Rでは1~2%であるが、中性子数の増加とともにRも増加していると考えられる。N=82~126の領域では、ピグミー共鳴の強度は大きく変化し、中性子数の増加と共にRも0.02%~1%に増加している。全領域的にみると、領域毎に絶対値は急激に大小変化するものの、中性子数の増加と共に各領域でRは増加する傾向にあると考えられる。ところで、重核に於いては、巨大E1共鳴の強度は古典和則値の約100%を占めるので[BOR75b]、ピグミー共鳴にあまり強く強度が集まるのは考えにくいことである。従って、N=50~126の全領域でRが高々2%程度であるのは、このことに合致していると考えられる。

スペクトラム・フィッティング法で得られたピグミー共鳴パラメータは誤差を含んでおり、従って、これらのパラメータで表わされるRも誤差を含んでいる。しかし、この

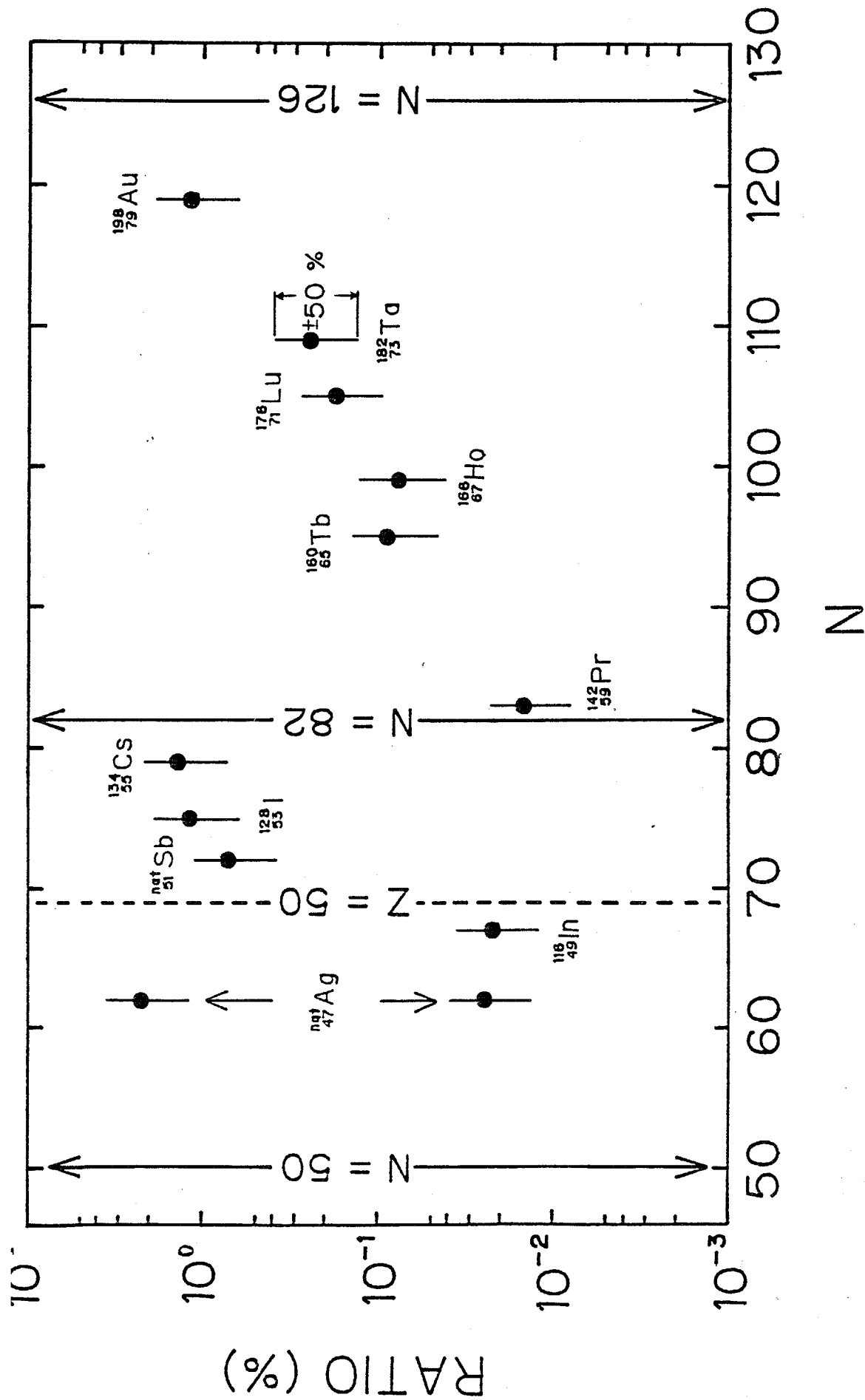


図4-42 中性子捕獲ガンマ線スペクトル中に観測されたピグミー-E1共鳴の強度の古典E1和則値に対する比。図の横軸は中性子数 (N) を示し、縦軸は比 (R) を%で示している。比の誤差は $\pm 50\%$ 程度で(本文中の説明参照)、図中の誤差棒で示されている。

誤差を解析的に評価するのは容易ではない。そこでRの誤差を評価するため、本研究では、スペクトラム・フィッティングの際のピグミー共鳴パラメータの初期値や捕獲ガンマ線スペクトルのフィッティング領域を変化させて、Rの変化を調べた。その結果、ピグミー共鳴が比較的はっきり観測されているSb、I、Cs、Pr、Tb、Ho、Lu、及びAuについては、Rの誤差は20~50%と評価された。又、ピグミー共鳴がガンマ線スペクトルの僅かな変化として観測されているAg、In、及びTaについては、Rの誤差は50%程度と見積られた。そこで、今回の解析で得られたRの誤差を一律50%程度とし、これを図4-42中の誤差棒で示した。

上で述べたRの系統性は奇-奇の残留核について得られたものである。しかし、残留核が偶-偶あるいは偶-奇核の各Gd同位体のVoignier et al. [VOI86]の捕獲ガンマ線スペクトルを眺めると、これらの核についても上記のRの系統性は成り立っている様に思われる。(彼らはピグミー共鳴に対する定量的な解析を行なっていないので、図4-42中で我々のデータと比較することはできない。)又、Rの系統性は、図4-41で示した共鳴エネルギーの系統性と非常に関連が深いものと考えられる。即ち、両系統性には $Z=50$ 及び $N=82$ の魔法数における顕著な殻効果があり、更に、魔法数の部分を除いた領域でも、Rと共鳴エネルギーの間には、共鳴エネルギーが高いとRも大きいという相関関係が存在する様に思われる(Agのエネルギーの高い方のピグミー共鳴についても)。従って、Rの系統性も、共鳴エネルギーの場合と同様に、奇-奇-核だけのものではなく、この質量数領域の全ての核について成り立つものと考えられる。そして、共鳴エネルギーと強度比Rについて観測されたこれらの系統性の存在は、この領域で観測されたピグミー共鳴は物理的に同じ起源から生じていることを示唆していると考えられる。

第四節 考察

1. ビグミー共鳴の解釈

前節の最後で述べた様に、本研究で観測されたビグミー共鳴は、その共鳴エネルギーと強度について系統性が存在するので、物理的に共通な起源から生じたものと考えられる。序論で簡単に述べた様に、Mohan et al. [MOH 71] は原子核の三流体模型を提唱し、原子核の双極子振動モードとして、巨大 E 1 共鳴モードの他に、固有エネルギーが低く E 1 強度の小さいモードが存在することを示した（付録 1 参照）。この振動モードがビグミー共鳴に対応するものと解釈できる。彼らの提唱した三流体は、図 A-1 (a) に示す様に、陽子 (proton)、陽子と同じ軌道までの中性子 (blocked neutron)、及び陽子より上の軌道の中性子 (excess neutron) であり、巨大 E 1 共鳴モード及びビグミー共鳴モードは、図 A-3 に示す様に、夫々、blocked 及び excess neutron が proton と逆方向に動く振動モード（従来の二流体模型で説明される巨大 E 1 共鳴モードと同じ）及び proton と blocked neutron が excess neutron と逆方向に動く振動モードである。即ち、excess neutron の存在によってビグミー共鳴が生じたことになる。しかし、彼らの提唱する三流体模型では、excess neutron の数は質量数（中性子数と言っても同じ）と共に連続的に増加して殻効果を含まないため、前節で示したビグミー共鳴エネルギーと強度の系統性を説明することはできない。

ビグミー共鳴モードが殻効果を有するためには、殻効果を反映した流体を導入する必要がある。そこで、本研究では、図 A-1 (b) で示す様な三流体を試行的に導入した。即ち、その核の中性子が完全に詰まっている最大の魔法数までの中性子（その核が丁度中性子魔法数となっている場合は、その下の中性子魔法数を考える）、それより上の軌道の中性子、及び陽子の三流体である。（便宜上、各流体の呼び方は Mohan et al. のと同じにする。）勿論、中性子を魔法数の所で二流体に分けるのならば、核を構成する中性子と陽子を同等に扱うという立場から、陽子も魔法数で二流体に分けるべきである。しかし、四流体になると、各流体間の結合定数の評価が一層困難となるので、自由度が増大した振動モードの内、物理的に意味のある振動モードの選択が容易でなくなり、結果として得られる各振動モードの定性・定量的性質に大きな不確定性が生じると考えられる。この様な理由から、今回は、Mohan et al. の三流体模型を少し変更するだけに留めた。三流体模型を用いた双極子振動の固有エネルギーと強度の計算に於いて、最も不確定な物理量は各流体間の結合定数である。即ち、各流体間に回復力ポテンシャル (restoring potential) 密度 [付録 1]

$$\varepsilon_{ij} = K_{ij} \frac{(\rho_i - \rho_j)^2}{\rho_0} \quad (4-76)$$

$i \neq j = p$ (proton)、 b (blocked neutron)、 e (excess neutron)

を仮定した場合、結合常数は K_{ij} である。ここで、 ρ_j は各流体の密度分布であり、

$$\rho_p + \rho_b + \rho_e = \rho_0 = \text{constant} \quad (4-77)$$

である。Mohan et al. は、 ^{208}Pb の陽子密度分布の測定値から、 $K_{pb} = 25.2$ (MeV)、 $K_{be} = 1.59$ (MeV)、及び $K_{ep} = 4.77$ (MeV) と決定した [MOH 71]。我々の流体と Mohan et al. の流体は異なるので、本来は、我々の三流体模型に於ける各 K の値は上記の値と異なるのが自然である。しかし、Mohan et al. が各 K の値を決定するのに用いた ^{208}Pb に限ってみれば、 ^{208}Pb は $N = 126$ 及び $Z = 82$ の二重魔法数の核なので、両模型の各三流体は、夫々、完全に一致する。従って、第一次近似として、我々の三流体模型に於いても Mohan et al. の各 K の値を用いることができるであろう。

これらの K の値を用いて、我々の三流体模型で計算したピグミー共鳴の固有エネルギーを、測定値と共に、図 4-43 に実線で示す。図中には、両模型に於いてあまり変化しないと考えられる K_{pb} は 25.2 (MeV) と固定し (K_{pb} は Bethe-Weizsacker の質量公式中の対称エネルギー (symmetry energy) の係数に対応する。)、 $K_{be} = 2$ (MeV) 及び $K_{ep} = 2$ (MeV) とした計算結果 (点線) と $K_{be} = 5$ (MeV) 及び $K_{ep} = 10$ (MeV) とした計算結果 (一点鎖線) も示してある。図から分かる様に、 $N = 82$ に於ける殻効果、及び共鳴エネルギーが中性子数と共に増加する系統性がかなり良く表現できている。但し、陽子流体は一つの流体として陽子魔法数効果を取り入れなかったため、 $Z = 50$ に於ける殻効果、及び Ag と In の共鳴エネルギーが再現されていない。尚、図から、 K の値をかなり大きく変化させても、得られる結果の本質はあまり変化していないことが分かる。

又、上記の K の値を用いて計算したピグミー共鳴モード強度の巨大 $E1$ モード強度に対する比を [付録 1]、測定値の R の値と共に、図 4-44 に示す。両方の比は完全に同じ量ではないが、これまで繰り返し述べた様に、重核に於いては古典 $E1$ 和則値と巨大 $E1$ 共鳴の共鳴積分の比は約 1 なので [BOR 75]、両者はほぼ同じ物理量と考えて良い。図から分かる様に、 $N = 82$ の殻効果はある程度表現しているものの、 $Z > 50$ の領域で計算は絶対値を一桁から二桁過大評価している。又、共鳴エネルギーの場合と同様な理由で、 $Z = 50$ の殻効果は表現できておらず、更に、 $Z < 50$ の領域で計算は絶対値を三桁程度過大評価している (Ag のエネルギーの高い方のピグミー共鳴を除いて)。ところで、付録 1 に述べられている様に、上記の形の回復力を用いた今回の三流体模型では、各共鳴モードへの光吸収断面積のエネルギー積分値は共鳴エネルギーの二乗に比例する。従って、上記の比は共鳴エネルギーの比の二乗に比例することになり、測定値を過大評価する結果となっている。尚、図から分かる様に、 K の値を変化させて

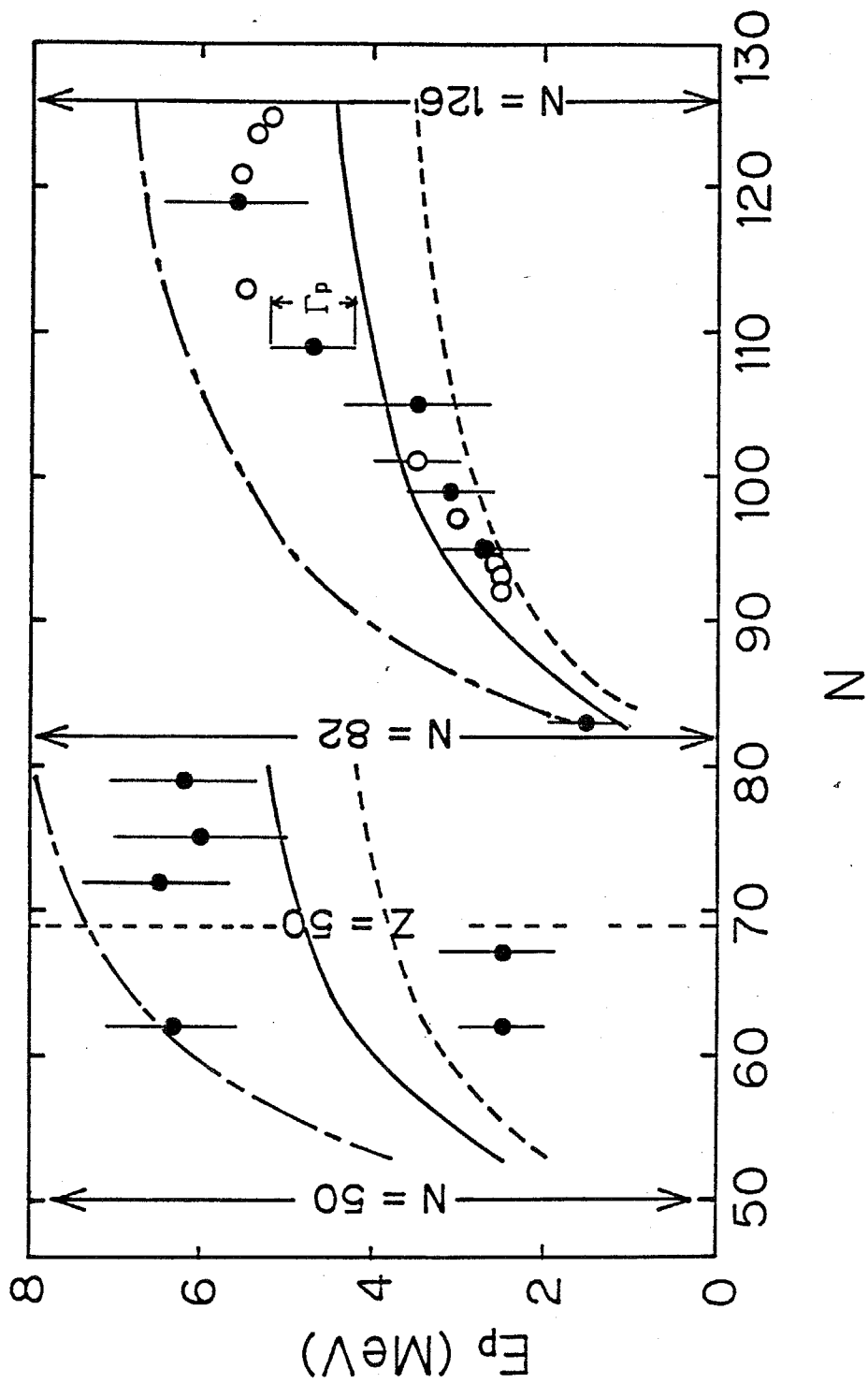


図4-43 原子核の(修正された)三流体模型を用いて計算されたピグミー-E1共鳴の共鳴エネルギーと測定値(◆、◇、○)の比較。実線はMohan et al. [MOH71]の決定した結合定数($K_{0,b}=25.2\text{MeV}$, $K_{b,e}=1.59\text{MeV}$, $K_{e,o}=4.77\text{MeV}$)を用いた計算結果で、点線($K_{0,b}=25.2\text{MeV}$, $K_{b,e}=2.0\text{MeV}$, $K_{e,o}=2.0\text{MeV}$)と一点鎖線($K_{0,b}=25.2\text{MeV}$, $K_{b,e}=5.0\text{MeV}$, $K_{e,o}=10.0\text{MeV}$)は結合定数を変化させた計算結果。

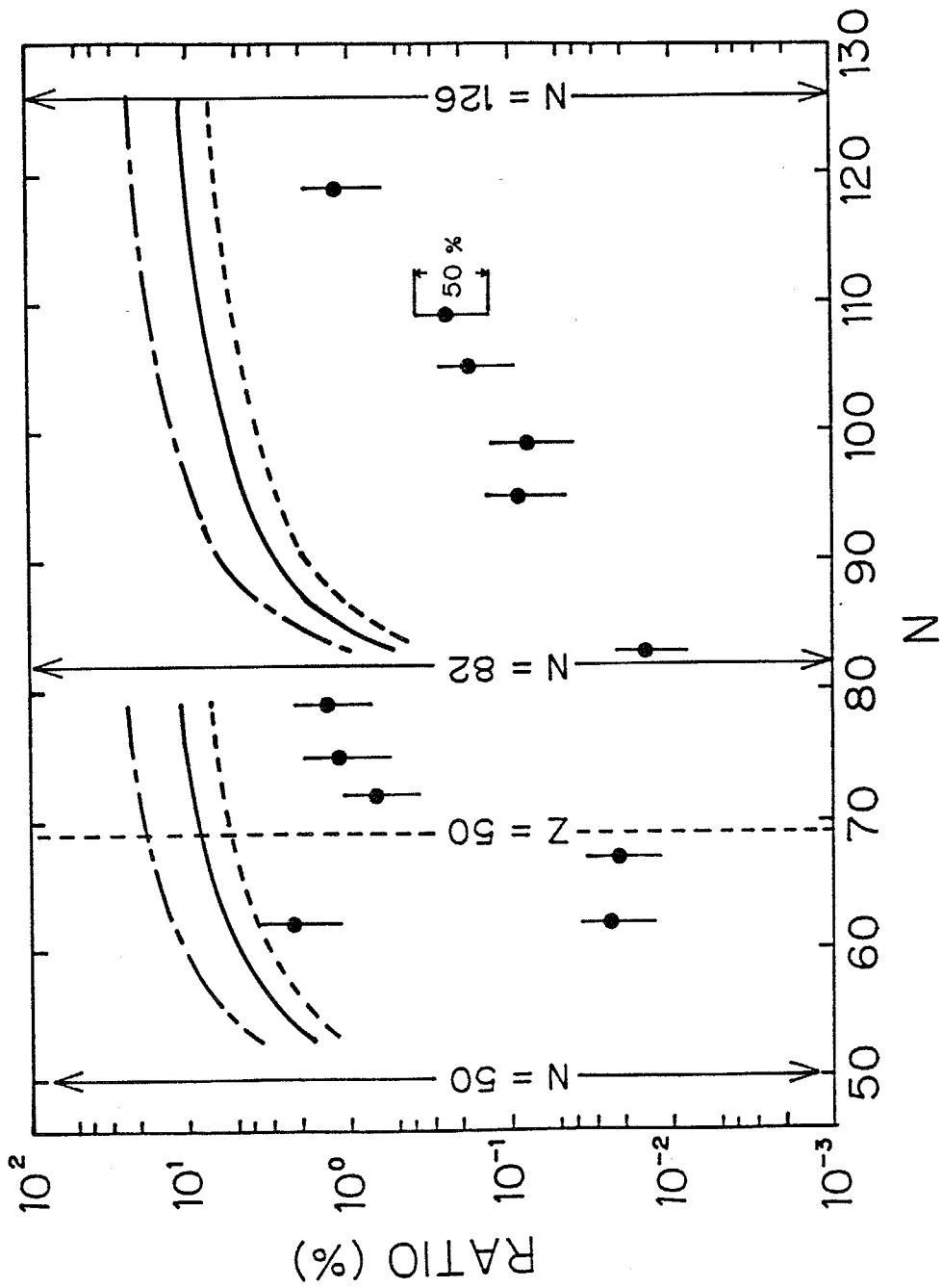


図4-44 原子核の(修正された)三流体模型を用いて計算されたピグミー-E1共鳴の(巨大E1共鳴に対する)強度比(実線、点線、一点鎖線)と測定値(●)の比較。図4-43の説明参照。

も、計算結果の本質には影響していない。(K_{pb} の値を変化させると、巨大 E 1 共鳴エネルギーが変化して測定値から離れるので、この値を変化させることはできない。即ち、 K_{pb} は良く決定されているパラメータと言える。)

以上、Mohan et al. の三流体模型を今回の様に変更した結果、 $N = 82$ の殻効果を含めて、ピグミー共鳴の系統性がある程度(半)定量的に説明できた。しかし、陽子については一流体として扱っているため、 $Z = 50$ の殻効果は全く説明できず、又、 $Z < 50$ の領域での共鳴エネルギーと強度の計算と測定の差が著しい。(又、 A_g のエネルギーの高い方のピグミー共鳴の存在は全く説明できないが。) これらのことを考え合わせると、現在の原子核の流体模型から、少なくとも $Z > 50$ の領域に限れば、ピグミー共鳴は excess neutron の存在によって生じ、巨大 E 1 共鳴からデカップルした双極子振動モードと解釈できる。(ここで、原子核の流体模型に於ける一般的注意を思い起こしておく。即ち、原子核の流体模型は、定義された各流体に属する核子が多数の時のみ有効と考えられる。従って、今回の我々の三流体模型では、 P_r の場合、excess neutron 流体には 1 中性子しか属せず、これを流体として扱うのは無理と思われる。従って、上記の三流体模型の計算結果の内、excess neutron が比較的多い領域の結果は物理的に意味をもつが、非常に少ない領域の結果は単なる目安として解釈されるべきである。)

ピグミー共鳴の解釈のための殻模型的アプローチも、序論で述べた様に、これまで幾つかなされて来た。ゼロ・レンジの二体相互作用力を用いた先駆的な Lane の計算 [LAN 71]、及び、より現実的なガウス型二体相互作用力を用いた Harvey and Khanna の計算 [HAR 74] が代表的である。 ^{208}Pb に対する両方の計算結果では、観測されているピグミー共鳴に対応する双極子状態は、excess neutron が励起して作る一粒子-一空孔状態から形成されたものであり(粒子と空孔の具体的な軌道は序論に書いてあるので、6 ページを再読されたし)、この状態は巨大 E 1 共鳴状態からデカップルした状態である。両計算結果での唯一の本質的な差異は、Lane の結果ではピグミー共鳴はかなり純粋な一粒子-一空孔状態であるのに反し、Harvey and Khanna の結果ではピグミー共鳴は純粋に集団的な状態であることである。この差異は用いた二体相互作用力の違いによって生じたものと考えられるが、前述の三流体模型の結果を考え合わせると、より現実的な相互作用力を用いた Harvey and Khanna の結果の方がより正しく現実を記述しているものと考えられる。

一方、Gyarmati et al. [GYA 74]、Csernai et al. [CSE 78]、及び Barz and Csernai [BARZ 80] は、境界条件混合 (boundary condition mixing) に依って s 及び p 軌道中性子が巨大 E 1 共鳴からデカップルし、摂動を受けない元の一粒子-一空孔状態エネルギーの近くに E 1 強度の一部が残ることを示し、ピグミー共鳴の出現には境界条件混合が本質的な役割を演じていることを主張した。そして、ピグミー共鳴が質量数領域によって現われたり消えたりする実験結果を(本研究以前では、それまでの実験結果から、Cs や I の領域と Au や Tl の領域ではピグミー共鳴が出現し、こ

の間の $T a$ や W の領域ではピグミー共鳴は消えると考えられていた)、これによって説明できると主張した [BARZ80]。もしピグミー共鳴が境界条件混合のみに依って出現するのならば、一粒子—空孔状態の粒子が陽子の場合、高いクーロン障壁が存在するので波動関数の外部領域へのしみだしが少なく、境界条件混合が生じなくなり、ピグミー共鳴は出現しない。(このことは、序論で述べた Harvey and Khanna の計算結果 [HAR74] に、即ち、 ^{208}Pb では $8 MeV$ 付近に陽子の一粒子—空孔状態によって形成されるピグミー共鳴が出現するというのに、真っ向から対立するが。)そこで、入射粒子が陽子の場合、特に (p, γ) 反応のガンマ線スペクトル中にこの境界条件混合がなくなる効果が観測されると、Armstrong et al. [ARM85] は期待した。即ち、彼らは、 (n, γ) 反応のガンマ線スペクトル中には顕著にピグミー共鳴が観測されている ^{197}Au を標的核として、入射陽子エネルギー $4.4 MeV$ に於いて陽子捕獲ガンマ線スペクトルを測定した。そして、彼らの測定したガンマ線スペクトル中にはピグミー共鳴は観測されず、彼らは境界条件混合がピグミー共鳴の起源であることを支持した。しかし、彼らのデータはかなり精度が悪く、この様に結論することは難しいと考えられる。実際、彼らの結論は Harvey and Khanna の結論に真っ向から対立するのにもかかわらず、彼らは、‘我々の測定結果は Harvey and Khanna の結論を否定するのに十分でない’ と論文を締めくくっている。

Laszewski and Axel は ^{209}Bi 、 ^{208}Pb 、 ^{207}Pb 、 ^{206}Pb 、 Tl 、及び Hg に対する光の平均弾性散乱断面積を励起エネルギー $4.5 MeV$ から中性子放出しきいエネルギーの範囲で測定し、 $5.5 MeV$ 付近と $7 MeV$ 付近に $E1$ 強度の集中があることを観測した [LASZ79]。そして、彼らは、彼らの観測した $E1$ 強度の集中は Harvey and Khanna の ^{208}Pb に対する計算によって得られた $E1$ 強度の集中 (巨大 $E1$ 共鳴より低エネルギー側に取り残される $E1$ 強度で、 $5 MeV$ 付近と $8 MeV$ 付近に集中する。前者は主に中性子の一粒子—空孔状態で形成される状態の $E1$ 強度であり、後者は主に陽子の一粒子—空孔状態で形成される状態の $E1$ 強度である。序論を参照されたし。) に対応すると考えた。もし彼らの観測した $7 MeV$ 付近の $E1$ 強度の集中が正に陽子の一粒子—空孔状態によって形成される状態の $E1$ 強度に対応するならば、境界条件混合はピグミー共鳴の出現の主な起源にならなくなる。

以上、原子核の流体模型と殻模型によるピグミー共鳴の説明、及び本研究で観測されたピグミー共鳴の系統性を総合して考えると、ピグミー共鳴は中性子数と陽子数の差が大きい重核に共通して現われる巨大 $E1$ 共鳴からデカップルした双極子振動モードであり、少なくとも $Z > 50$ で観測されたピグミー共鳴に限れば、excess neutron が proton と blocked neutron と逆方向に動く振動モード (言葉を変えれば、excess neutron が励起した干渉性の一粒子—空孔状態で形成された状態) であると解釈される。

最後に、 Ag のエネルギーの高い方のピグミー共鳴について検討してみる。 Cs 、 I 、及び Sb (残留核の中性子数 $N = 71 \sim 79$) では $6 MeV$ 付近に強度 (R) の大きい

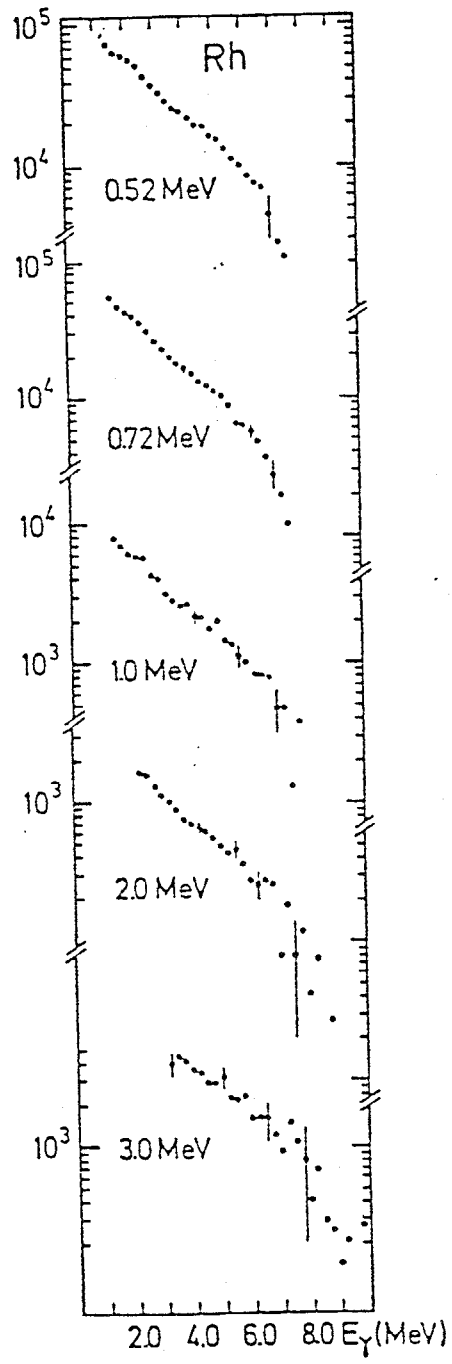
ピグミー共鳴が存在し、 $Z = 50$ の陽子魔法数を越して In ($N = 67$)になると、 6 MeV ピグミー共鳴は消えて強度の小さい 2.5 MeV ピグミー共鳴が現われる。($Z = 50$ の Sn では、 2.5 MeV ピグミー共鳴が存在することは確かであるが、 6 MeV ピグミー共鳴がどの程度の強度で存在するのか、あるいは存在しないかは不明。)そして、 In から Ag ($N = 61, 63$)に移ると、 2.5 MeV ピグミー共鳴は殆どそのまま残るが、新たに強度の強い 6 MeV ピグミー共鳴が再び現われる。そして Mo ($N = 51 \sim 59$ だが、平均は 55 程度)、 Nb ($N = 53$)と移ると両方のピグミー共鳴は観測されなくなる。 Ag と Mo の間の核では 2.5 MeV 及び 6 MeV ピグミー共鳴はどの様に観測されるのであろうか? Joly et al. [JOL79]は Rh ($N = 59$)の中性子捕獲ガンマ線スペクトルを、図4-45に示す様に、入射中性子エネルギー $0.52 \sim 3.0\text{ MeV}$ の範囲で測定しているが、彼らのスペクトルは我々の Sb のスペクトルに似たかなりハードな形をしている。即ち、 6 MeV ピグミー共鳴はある程度の強度で存在している様にみえる。又、 2.5 MeV ピグミー共鳴も僅かながら残っている様にみえる。(Joly et al. は、 Rh に関しては、ピグミー共鳴についての記述は一切していない。)この様に、 Ag 以外にも複数のピグミー共鳴が観測される可能性があるが、より詳しくこれらのピグミー共鳴の性質を調べるためには、この質量数領域に於ける同位体毎の中性子捕獲ガンマ線スペクトルの測定が必要である。

2. デプレッション因子の解釈

表4-3に示したデプレッション因子 α_1 を用いた方が、観測された捕獲ガンマ線スペクトルを統計模型による計算でより良く再現できる。このことは、以前から定性的に言われていたこと[BAR75]、即ち、'E1ガンマ線強度関数の低エネルギー領域での変化は、ガンマ線エネルギーの減少と共に、Lorentz型関数よりも急激に減少し、Gauss型関数よりも緩やかに減少する'と合致する。 Au に対しては、今回 $\alpha = 0.18$ (MeV^{-1})を得ているが、今回の α の誤差が 20% 程度であることを考えれば、これはEarle et al. [EAR77]とJoly et al. [JOL79]の 0.164 、及びKobayashi et al. [KOB80]の 0.17 と良い一致を示しているといえる。他の核種についても、 Mo を除いて、 $\alpha_1 = 0.14 \sim 0.21$ (α_2 は $0.13 \sim 0.15$)の値を得ている。 Mo の計算スペクトルの不確定さを本章第一節4.で述べた様に解釈すると、 Mo についてもデプレッション因子が必要となるが、このことは、今回解析した他の全ての核種についてデプレッション因子が本質的である事実からも支持される。即ち、デプレッション因子は、少なくとも重核に於いては、E1ガンマ線強度関数において本質的なものであり、その値は核によってあまり変化しない量と考えられる。

デプレッション因子はLorentz型関数で表わしたE1ガンマ線強度関数の(巨大E1共鳴エネルギーより)低エネルギー側を抑える働きをするが、これが必要となってくる主な理由として次の二つが考えられる。

図 4 - 4 5 Rh の中性子捕獲ガンマ線
スペクトルの測定値。Joly et al. [J0
L79] の結果を引用した。



(イ) 元々、巨大E1共鳴エネルギーから離れた低エネルギー領域 ($E_{\gamma} < \sim 8 \text{ MeV}$) では、巨大E1共鳴領域で決定したLorentz型関数でE1ガンマ線強度関数を良く表現できない。

(ロ) 巨大E1共鳴とピグミーE1共鳴のデストラクティブ (destructive) な干渉が生じた。

本章第一節の2.の終わりの方で述べた様に、一般に、巨大E1共鳴の減衰幅はガンマ線エネルギー(励起エネルギー)に依存すると考えられる。Danos and Greiner [DAN 65]によれば幅はガンマ線エネルギーの約1.8乗に比例し、Dover et al. [DOV 72]によれば1.8~3.5乗に比例する。いずれにしても、この減衰幅がガンマ線エネルギーに依存する効果は、一定の減衰幅を用いた場合のLorentz型関数を低エネルギー側で抑える働きをし、デプレッション因子を定性的に説明する。今回の捕獲ガンマ線の解析結果からは、全ての核種についてデプレッション因子が必要となっているが、この事実は上の説明を支持する。。

一方、Barz and Csernai [BARZ 79]は、このデプレッション因子は巨大E1共鳴とピグミーE1共鳴の干渉に因って説明され得ると主張した。しかし、彼らは、ミクロスコピック (microscopic) な計算をしてデストラクティブな干渉が生じることを示したのではなく、単に、現象論的に、デストラクティブな干渉を仮定すればデプレッション因子が説明できると主張しているだけである。今回の結果では、彼らの主張に反して、ピグミー共鳴の観測されなかったNb (Moも含めて良いと考えられるが) についてもデプレッション因子は必要であった。そして、Nbについてのデプレッション因子の値は、強いピグミー共鳴が観測されている核種のものと比較して、あまり変わっていない。即ち、ピグミー共鳴の存在はデプレッション因子の値に多少影響をおよぼしているかもしれないが、(ロ)は主な理由とは考えられない。

以上のことから、デプレッション因子は(少なくとも、重核領域の)全ての核に共通なものであり、(イ)の理由によって生じたものと解釈される。

3. その他

パラメータ E_0 は、解析を行なった12核種のうち丁度半分の6核種について導入した結果になった。しかし、 E_0 を用いなかった核種については、単に必要性を感じなかっただけであり、このパラメータを用いれば(この場合、 $E_0 \sim 1 \text{ MeV}$ の値と予測される)、多少なりとも低エネルギー領域 ($E_{\gamma} < \sim 1 \text{ MeV}$) の計算と測定の不一致を改善できたかもしれない。しかし、 E_0 を用いた核種についてみても、 $E_{\gamma} < 1.5 \text{ MeV}$ の領域で大きく計算と測定が食い違っているものもある。一般に、低エネルギー領域の捕獲ガンマ線スペクトルは低励起状態間の遷移によるカスケード・ガンマ線によって形成されており(核によってはE2遷移等がかなり含まれることもある)、核の個性を強く現わしており、統計モデルによる計算では再現するのが難しい。従って、今回の解

析では、比較的高エネルギー ($E_{\gamma} > 2 \text{ MeV}$) の E_{γ} が必要と考えられる時のみ、このパラメータを導入した。その結果、 $N < 82$ の領域では Nb を除く全ての核種について、 $N > 82$ の領域では Au のみに、このパラメータが用いられることになった。表 4-3 の E_{γ} の値を眺めても、系統性の様なものは見いだされず、単に、 $N > 82$ の領域では E_{γ} を必要とする核種が極端に少ないという事実が注目されるのみである。上の様なクライテリア (criteria) で E_{γ} を導入した結果から生じたこの事実が、何か物理的な意味を持つか否かは現段階では分からない。

序論で述べた様に、殻模型的な計算では、ピグミー $E1$ 共鳴は複数のグループに分かれることがある。そして、今回の Ag の測定結果 (2.5 MeV と 6.3 MeV にピグミー共鳴が観測された) はこのことを定性的に支持している。ところで、図 4-36、37 の Tb と Ho の計算と測定の比較図をみると、入射中性子エネルギーが高くなると (言い換えれば、観測しているガンマ線エネルギー領域の上限が高くなると)、 $E_{\gamma} > 5 \text{ MeV}$ の領域でスペクトルが盛り上がってきている。これは、 6 MeV 付近に比較的強度の弱いピグミー共鳴が存在していることを示唆しているのかもしれない。

又、Laszewski and Axel [LASZ79] が Pb 付近の同位体で観測した 7 MeV ピグミー共鳴は今回測定した幾つかの核種についても存在するのかもしれないが、今回の測定では $E_{\gamma} < \sim 7 \text{ MeV}$ の領域でしかガンマ線を観測していないので、これ以上の領域に於けるピグミー共鳴に関しては全く情報が得られていない。従って、ピグミー $E1$ 共鳴に関する研究を更に進めるためには、今後、高エネルギー領域のガンマ線の精度良い測定が必要となる。

第五章 結論

本研究の主な成果及び結論をまとめると以下の様になる。

1. 実験装置を設計、製作、及び改良することによって、keV中性子捕獲ガンマ線スペクトルを精度良く測定するシステムを完成することができた。
2. このシステムを用いて、Nb、Mo、Ag、In、Sn、Sb、I、Cs、Pr、Tb、Ho、Lu、Ta、及びAuの14核種について、10~800keVの入射中性子エネルギー領域で、工学的要求を十分満足する精度の捕獲ガンマ線スペクトルを測定することができた。
3. 測定された捕獲ガンマ線スペクトルを原子核の統計模型による理論計算で解析することによって、E1ガンマ線強度関数中のピグミー共鳴とデプレッション因子に関する定量的な情報を得た。
4. これから、ピグミー共鳴のエネルギー及び強度について、 $N=82$ 及び $Z=50$ の魔法数に於ける殻効果を含んだ系統的性質が存在することが分かった。
5. 更に、Agに於いて2.5MeV及び6.3MeVの二つのピグミー共鳴を観測することによって、ピグミー共鳴が複数存在する場合があることを確認した。
6. 又、デプレッション因子は、少なくとも重核領域に於いては、全ての核に共通なものであることが分かった。このことから、巨大E1共鳴の減衰幅は共鳴に固有な一定値を持つのではなく、励起エネルギーの減少とともに減衰幅も小さくなるという従来の理論的予測を実験的に確認した。
7. 上記のピグミー共鳴の系統的性質を、原子核の三流体模型及び殻模型による従来の解釈と照らし合わせて、比較・検討した。更に、従来の三流体模型の改良を行なった結果、系統性を半定量的に解釈できた。
8. その結果、観測されたピグミー共鳴は巨大E1共鳴からデカップルした原子核の双極子振動モードの一つであり、少なくとも $Z>50$ の領域の共鳴に限れば、excess neutronがproton及びblocked neutronと逆方向に動くモードであることが分かった。

以上が、本研究の現時点での成果・結論であるが、今回得られた捕獲ガンマ線スペクトル・データはそのままガンマ線生成核データとして供給することができるので、今後、原子力産業界での応用が期待される。又、今回の研究で得られたE1ガンマ線強度関数を用いると、これらの核種の異なったエネルギーの入射中性子に対する捕獲ガンマ線スペクトルを、良い精度で統計模型によって計算することができる。更に、これらのE1ガンマ線強度関数を系統性を用いて内挿することにより、他の核種に対して、信頼のおけるE1ガンマ線強度関数を得ることができ、その結果、重核領域の核種について、中性子捕獲ガンマ線スペクトルを統計模型によってかなり精度良く計算することができると考えられる。

ピグミーE1共鳴の今後の研究としては、

1. $Z = 50$ の魔法数付近に於ける性質の変化を詳しく調べるため、 S_n の各同位体に対して精度良く捕獲ガンマ線スペクトルを測定すること。
2. A_g で観測された複数のピグミー共鳴の性質を詳しく調べるため、この付近の中性子数を有する各同位体に対して精度良く捕獲ガンマ線スペクトルを測定すること。
3. 高エネルギー領域でのピグミー共鳴の振る舞いを調べること。

が考えられる。1. と 2. は試料の準備が容易でなく、3. は実験装置の開発・整備が容易でないが、今後の研究が期待される。

付録 1 原子核の三流体模型

Mohan et al.の三流体模型 [MOH 7 1] は、Goldhaber and Teller [GOL 4 8] によって提唱され、Steinwedel and Jensen [STE 5 0, JEN 5 0] によって定式化された二流体模型のstraightforwardな拡張である。二流体模型の非常に詳しい説明はEisenberg and Greinerの本[EIS 7 0]になされており、三流体模型による定式化も二流体模型の場合と良く似ているので、ここでは簡潔に記述する。

二流体模型では原子核が陽子流体と中性子流体の二流体で構成されていると捉えるのに対し、Mohan et al.の三流体模型では、図A-1(a)で示す様に、陽子流体 (proton fluid: 以後、p-流体と略称し、この流体に関する量を添え字 p で表わすことにする)、陽子と同じ軌道までの中性子からなる流体 (blocked neutron fluid: b)、及び陽子より上の軌道の中性子 (excess neutron fluid: e) の三流体で構成されていると捉える。我々の変更は、図A-1(b)に示す様に、ピグミー共鳴の殻効果表現するため、中性子流体を、完全に詰まった最大の中性子魔法数で二分割した事である。但し、中性子魔法数の核に対しては (例えば ^{208}Pb)、すぐ下の中性子魔法数 (^{208}Pb では $N = 82$) で分割する。変更後の各流体も、便宜上、Mohan et al.の各流体と同じ名称で呼ぶことにする。

原子核を三種類の流体で表わした場合、可能な双極子振動モードは、図A-2に示す様に、四種類ある。ここで、重心運動を表わす(a)のモードを除外すると、(b)~(d)の三種類になる。そして、(c)のモードは陽子流体に対する中性子流体の振動を表わし、二流体模型の巨大E1共鳴に対応する。従って、三流体になることによって、(b)及び(d)の新たな双極子振動モードが二種類出現することになる。しかし、これらのモードの内どちらのモードが現実には可能になるかは、各流体間の結合定数 (後で述べる K_{ij}) の強度によって決定される。以降、このことについて述べる。

各流体に含まれる核子の数を N_j ($j = p, b, e$) とすると、

$$N_p = Z, \quad N_b + N_e = N, \quad N_p + N_b + N_e = A \quad (\text{A-1})$$

である。ここで、Z、N、及びAは、夫々、原子核の陽子数、中性子数、及び質量数である。

次に、各流体の密度を $\rho_j(r, t)$ とし (以後、しばしば ρ_j と略記する)、

$$\rho_p + \rho_b + \rho_e = \begin{cases} \rho_0 = \text{constant} & (|r| \leq R) \\ 0 & (|r| > R) \end{cases} \quad (\text{A-2})$$

$$\rho_0 = A / (4\pi R^3 / 3) \quad (\text{A-3})$$

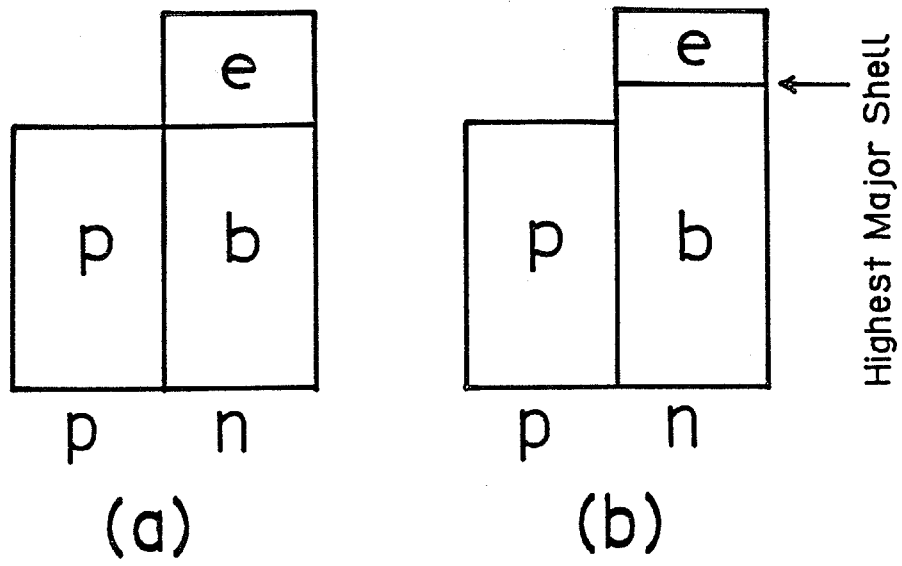


図 A - 1 原子核の三流体模型に於ける各流体の定義。(a)はMohan et al. [MOH71]による定義であり、(b)は今回修正したものである。

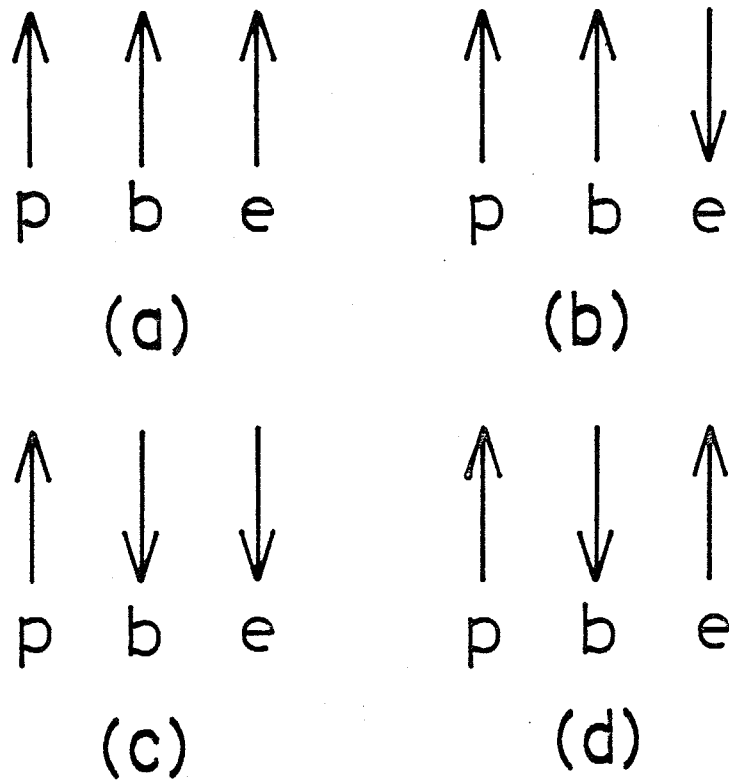


図 A - 2 原子核の三流体模型に於て、可能な双極子振動モード。

と仮定する。ここでRは核半径、 ρ_0 は原子核の平均密度であり、 r は位置ベクトル、 t は時刻を表わしている。(A-2, 3)式は、核の表面のdiffusenessを考えず、核の密度が一定で、全体としては非圧縮性の流体を仮定したことになる。この他に、連続と渦なし、及び核表面で流体の出入りが無い条件を付加すると、

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_j + \text{div} (\rho_j \mathbf{v}_j) = 0 \quad (\text{A-4})$$

$$\text{rot } \mathbf{v}_j = 0 \quad (\text{A-5})$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}_j |_{r=R} = 0 \quad (\text{A-6})$$

の条件式が加わる。ここで、 \mathbf{v}_j は各流体の速度、 \mathbf{n} は核表面の単位直交ベクトルである。次に、二流体模型の場合の拡張として、各流体間の密度の差によって回復エネルギー密度

$$\varepsilon_{ij} = K_{ij} (\rho_i - \rho_j)^2 / \rho_0 \quad (\text{A-7})$$

が生じるとする。すると、核全体のラグランジアン (Lagrangian) Lは、

$$L = \int d\mathbf{r} \{ M/2 (\rho_p v_p^2 + \rho_b v_b^2 + \rho_e v_e^2) - (\varepsilon_{pb} + \varepsilon_{be} + \varepsilon_{ep}) + \lambda (\rho_p + \rho_b + \rho_e) \} \quad (\text{A-8})$$

と書ける。ここで、Mは核子の質量(陽子と中性子の質量差を無視している)、 λ はラグランジュの未定係数である。尚、陽子間のクーロン相互作用は無視している。このLにハミルトンの原理を適用すると、

$$\delta \int L dt = \int \delta L dt = 0 \quad (\text{A-9})$$

となる。ここで、 δ は変分を意味する。

もし、流体間の摩擦力による減衰(friction damping)や外からの電磁場との相互作用を考慮に入れる場合は、(A-9)式を、

$$\int (\delta L + \delta A) dt = 0 \quad (\text{A-10})$$

と変更すれば良い。ここで、 δA は、

$$\begin{aligned}
\delta A = & \int d r \left\{ -M \Gamma_{pb} \frac{\rho_p \rho_b}{\rho_0} (v_p - v_b) \cdot (\delta r_p - \delta r_b) \right. \\
& - M \Gamma_{be} \frac{\rho_b \rho_e}{\rho_0} (v_b - v_e) \cdot (\delta r_b - \delta r_e) \\
& - M \Gamma_{ep} \frac{\rho_e \rho_p}{\rho_0} (v_e - v_p) \cdot (\delta r_e - \delta r_p) \\
& \left. + e \rho_p (E + v_p \times H/c) \cdot \delta r_p \right\} \quad (A-11)
\end{aligned}$$

で与えられる。 Γ は減衰幅 (damping width) で、 e は単位電荷、 E は外電場、 H は外磁場、 c は光速である。初めの三項は摩擦項 (friction term) で、最後の項はローレンツ力である。

(A-10) 式の変分を実行し、通常行なう様に、高次の項を無視して線形化すると、

$$\begin{aligned}
\int (\delta L + \delta A) dt = & \iiint dt d r \left\{ \sum_j^{p,b,e} (-M \rho_j \frac{\partial v_j}{\partial t} \right. \\
& \left. - 2 \rho_j \text{grad} g_j - M \rho_j f_j + \rho_j \text{grad} \lambda) \cdot \delta r_j \right. \\
& \left. + e \rho_p (E + v_p \times H/c) \cdot \delta r_p \right\} = 0 \quad (A-12)
\end{aligned}$$

となる。ここで、

$$g_p = K_{pb} \frac{\rho_p - \rho_b}{\rho_0} - K_{ep} \frac{\rho_e - \rho_p}{\rho_0} \quad (A-13a)$$

$$g_b = K_{be} \frac{\rho_b - \rho_e}{\rho_0} - K_{pb} \frac{\rho_p - \rho_b}{\rho_0} \quad (A-13b)$$

$$g_e = K_{ep} \frac{\rho_e - \rho_p}{\rho_0} - K_{be} \frac{\rho_b - \rho_e}{\rho_0} \quad (A-13c)$$

$$f_p = \Gamma_{pb} \frac{(v_p - v_b) \rho_b}{\rho_0} - \Gamma_{ep} \frac{(v_e - v_p) \rho_e}{\rho_0} \quad (A-14a)$$

$$f_b = \Gamma_{be} \frac{(v_b - v_e) \rho_e}{\rho_0} - \Gamma_{pb} \frac{(v_p - v_b) \rho_p}{\rho_0} \quad (A-14b)$$

$$f_e = \Gamma_{ep} \frac{(v_e - v_p) \rho_p}{\rho_0} - \Gamma_{be} \frac{(v_b - v_e) \rho_b}{\rho_0} \quad (A-14c)$$

である。

δr_j は独立と扱えるから、(A-12) 式から、運動方程式は、

$$M \rho_j \frac{\partial v_j}{\partial t} + 2 \rho_j \text{grad} g_j + M \rho_j f_j - \delta_{jp} e \rho_p (E + v_p \times H / c) - \rho_j \text{grad} \lambda = 0 \quad (\text{A-15})$$

となる。

この式にdivを作用させ、非線形な項を無視する。更に、 $\text{div} E = 0$ であり、 $\text{div}(v_p \times H) / c$ が二次の項なので無視すると、

$$M \frac{\ddot{f}_j}{\rho_j} - 2 \nabla^2 g_j - m \cdot \text{div} f_j + \nabla^2 \lambda = 0 \quad (\text{A-16})$$

となる。

(A-16)式は三個の運動方程式を表わすが、これらの式から未定係数 λ を消去すると、二個の運動方程式になる。そして、 f_j を(A-14)を用いて表わし、 ρ_e を(A-2)式を用いて消去し、 ρ_i / ρ_j を N_i / N_j で近似し($\int \rho_j dr = N_j$ だから)、 $N_p = Z$ 及び $N_p + N_b + N_e = A$ 等を用いると、運動方程式は、

$$M \left(\frac{A}{Z} \ddot{\rho}_p - \frac{A}{N_b} \ddot{\rho}_b \right) - \nabla^2 (\alpha_p \rho_p - \alpha_b \rho_b) + M (\gamma_p \dot{\rho}_p - \gamma_b \dot{\rho}_b) = 0 \quad (\text{A-17a})$$

$$M \left(\frac{A}{N_e} \ddot{\rho}_p + \frac{AN}{N_b N_e} \ddot{\rho}_b \right) - \nabla^2 (\beta_p \rho_p + \beta_b \rho_b) + M (\delta_p \dot{\rho}_p + \delta_b \dot{\rho}_b) = 0 \quad (\text{A-17b})$$

となる。ここで、

$$\alpha_p = 2 (2 K_{pb} - K_{be} + 2 K_{ep}) \quad (\text{A-18a})$$

$$\alpha_b = 2 (2 K_{pb} + 2 K_{be} - K_{ep}) \quad (\text{A-18b})$$

$$\beta_p = 2 (-K_{pb} + 2 K_{be} + 2 K_{ep}) \quad (\text{A-18c})$$

$$\beta_b = 2 (K_{pb} + 4 K_{be} + K_{ep}) \quad (\text{A-18d})$$

及び、

$$\gamma_p = \frac{N_b + Z}{Z} \Gamma_{pb} - \Gamma_{be} + \frac{N_e + Z}{Z} \Gamma_{ep} \quad (\text{A-19a})$$

$$\gamma_b = \frac{N_b + Z}{N_b} \Gamma_{pb} + \frac{N}{N_b} \Gamma_{be} - \Gamma_{ep} \quad (\text{A-19b})$$

$$\delta_p = -\Gamma_{pb} + \frac{N}{N_e} \Gamma_{be} + \frac{N}{N_e} \Gamma_{ep} \quad (\text{A-19c})$$

$$\delta_b = \frac{Z}{N_b} \Gamma_{pb} + \frac{N^2}{N_b N_e} \Gamma_{be} + \frac{Z}{N_e} \Gamma_{ep} \quad (\text{A-19d})$$

である。

次に、(A-17) 式の解として、

$$\rho_p(r, t) = \rho_{pc} + \eta_p(r) e^{-i\omega t} \quad (\text{A-20a})$$

$$\rho_b(r, t) = \rho_{bo} + \eta_b(r) e^{-i\omega t} \quad (\text{A-20b})$$

の形を仮定する。すると、(A-17) 式は時間に依存しない運動方程式に帰着されることになり、

$$(\alpha_p \nabla^2 + k_p^2) \eta_p - (\alpha_b \nabla^2 + k_b^2) \eta_b = 0 \quad (\text{A-21a})$$

$$(\beta_p \nabla^2 + l_p^2) \eta_p + (\beta_b \nabla^2 + l_b^2) \eta_b = 0 \quad (\text{A-21b})$$

となる。ここで、

$$k_p^2 = M\omega^2 \left(\frac{A}{Z} + i \frac{\gamma_p}{\omega} \right) \quad (\text{A-22a})$$

$$k_b^2 = M\omega^2 \left(\frac{A}{N_b} + i \frac{\gamma_b}{\omega} \right) \quad (\text{A-22b})$$

$$l_p^2 = M\omega^2 \left(\frac{A}{N_e} + i \frac{\delta_p}{\omega} \right) \quad (\text{A-22c})$$

$$l_b^2 = M\omega^2 \left(\frac{AN}{N_b N_e} + i \frac{\delta_b}{\omega} \right) \quad (\text{A-22d})$$

である。

(A-21) 式は一個の四次偏微分方程式に帰着することができ、

$$\{ (\alpha_p \beta_b + \beta_p \alpha_b) \nabla^4 + (k_p^2 \beta_b + l_p^2 \alpha_b + k_b^2 \beta_p + l_p^2 \alpha_b) \nabla^2 + (l_p^2 k_b^2 + l_b^2 k_p^2) \} \eta_p = 0 \quad (\text{A-23})$$

となる。この式は、更に、

$$(\nabla^2 + k_1^2) (\nabla^2 + k_2^2) \eta_p = 0 \quad (\text{A-24})$$

と変形できる。ここで、

$$\left\{ \begin{array}{l} k_1^2 \\ k_2^2 \end{array} \right\} = \frac{k_p^2 \beta_b + l_b^2 \alpha_p + k_b^2 \beta_p + l_p^2 \alpha_b}{2(\alpha_p \beta_b + \beta_p \alpha_b)} \times \left[1 \pm \left\{ 1 - 4 \cdot \frac{(\alpha_p \beta_b + \beta_p \alpha_b)(l_p^2 k_b^2 + l_b^2 k_p^2)}{(k_p^2 \beta_b + l_b^2 \alpha_p + k_b^2 \beta_p + l_p^2 \alpha_b)^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \right] \quad (\text{A-25a})$$

であり、 $M\omega^2$ の因子を括り出すと、

$$\left\{ \begin{array}{l} k_1^2 \\ k_2^2 \end{array} \right\} = M\omega^2 \left\{ \begin{array}{l} F_1 \left(1 + i \frac{\Gamma_1}{\omega} \right) \\ F_2 \left(1 + i \frac{\Gamma_2}{\omega} \right) \end{array} \right\} \quad (\text{A-25b})$$

の形に書ける。 $(F_i$ と Γ_i は実数)

(A-22) 式中の虚数部分を無視し、 ^{208}Pb について Mohan et al. [MOH71] が得た K の値 (MeV 単位)

$$K_{pb} = 25.2, \quad K_{be} = 1.59, \quad K_{ep} = 4.77 \quad (\text{A-26})$$

を用いれば、 ^{208}Pb については、

$$k_1 = 0.213 M\omega^2; \quad k_2 = 0.0236 M\omega^2 \quad (\text{A-25c})$$

となる。

(A-24) 式の解は球面ベッセル関数で展開でき、

$$\eta_p(k_i, r) = \sum_{\ell m} C_{\ell m}^p(i) j_{\ell}(k_i r) Y_{\ell m}(\theta, \phi) \quad (\text{A-26})$$

とかける。添え字 i は (A-24) 式中の k_i の添え字に対応している。この式の係数 $C_{lm}^p(i)$ が振動の振幅を表わすから、振動の共鳴構造はこの係数中に表現される。さて、係数 $C_{lm}^p(i)$ は、境界条件 (A-6) 式を元々の運動方程式 (A-15) に適応することによって、得られる。これより、

$$(-2r \cdot \text{grad} g_j + \delta_{jp} e \cdot r \cdot K + r \cdot \text{grad} \lambda) |_{r=R} = 0 \quad (\text{A-27})$$

となる。ここで、 $K = E + v_p \times H / c$ と置いた。

上式を j について加え合わせると、 g に関する項は消えるから、

$$\text{grad} \lambda |_{r=R} = -\frac{e}{3} r \cdot K |_{r=R} \quad (\text{A-28})$$

となる。そして、(A-28) 式を (A-27) 式に代入すると、

$$r \cdot \text{grad} g_p |_{r=R} = \frac{e}{3} r \cdot K |_{r=R} \quad (\text{A-29a})$$

$$r \cdot \text{grad} g_b |_{r=R} = -\frac{e}{6} r \cdot K |_{r=R} \quad (\text{A-29b})$$

$$r \cdot \text{grad} g_e |_{r=R} = -\frac{e}{6} r \cdot K |_{r=R} \quad (\text{A-29c})$$

となる。上式の任意の二つの式と全密度一定の条件 (A-2) 式を用いて、 ρ_e と ρ_b を消去すると、

$$(C_p / \rho_0) r \cdot \text{grad} \rho_p |_{r=R} = e \cdot r \cdot K |_{r=R} \quad (\text{A-30})$$

を得る。ここで、定数 C_p は

$$C_p = \frac{9}{4} \frac{K_{pb} K_{be} + K_{be} K_{ep} + K_{ep} K_{pb}}{K_{pb} + 4K_{be} + K_{ep}} \quad (\text{A-31})$$

で与えられる。

E1 共鳴の場合、(A-30) 式は

$$\frac{\partial \eta_p}{\partial r} \Big|_{r=R} = \frac{eE}{(C_p / \rho_0)} \cos \theta \quad (\text{A-32})$$

と書ける。ここで、 E は外電場、 θ は E と r の間の角度である。

上式と η_p の展開式 (A-26) 式を比較すると、 $l=1$ 及び $m=0$ の項のみが存在でき、

$$\eta_p(k_i, r) = C_{10}^p(i) j_1(k_i r) \cos \theta \quad (\text{A-33})$$

と書けることが分かる。この式を条件式 (A-32) に代入して、最終的に

$$C^p(i) = \frac{eE}{(C_p/\beta_0)} \left[\left. \frac{\partial j_1(k_i r)}{\partial r} \right|_{r=R} \right]^{-1} \quad (\text{A-34a})$$

$$= \frac{eER}{(C_p/\beta_0)} [j_1(k_i R) - k_i R j_2(k_i R)]^{-1} \quad (\text{A-34b})$$

を得る。ここで添え字 10 を省いた。

$C^p(i)$ の極 (pole) が系の E1 共鳴に対応することになる。これらの pole は

$$k_i R = 2.08, 5.95, 9.20, 12.42, \dots \quad (\text{A-35})$$

で起こる。二流体模型の場合、これらの一つの pole に一つの E1 共鳴に対応するが、三流体模型の場合、(A-25) 式から分かる様に、一つの pole に二つの共鳴に対応することになる。二流体模型の場合、これらの共鳴の強度の総和は E1 古典和則を満たし、最もエネルギーの低い $kR=2.08$ の pole に対応する共鳴の強度が E1 古典和則値の 84% を占めるので、この共鳴が巨大 E1 共鳴であると解釈されている [STE50, EIS70]。三流体模型の場合、この pole に対応する E1 共鳴は、 ^{208}Pb の場合、(A-25c) 式をもちいて計算すると、13.3 MeV と 4.44 MeV に出現することになるが、これらの共鳴の振幅と強度について、以下に述べる。

η_j の定義式 (A-20) 式と原子核密度一定の条件式 (A-2) 式から、

$$\eta_p + \eta_b + \eta_e = 0 \quad (\text{A-36})$$

であり、又、 η_j は全て (A-33) 式の形の関数であるから、

$$C^p(i) + C^b(i) + C^e(i) = 0 \quad (\text{A-37})$$

となる。又、 η_p と η_b を (A-21a) 式に代入すると、 $C^p(i)$ と $C^b(i)$ について、

$$\frac{C^p(i)}{C^b(i)} = \frac{-\alpha_p k_i^2 + k_b^2}{-\alpha_b k_i^2 + k_p^2} \quad (\text{A-38})$$

の関係式を得る。

(A-37) 式と (A-38) 式が振幅についての関係式であるが、 ^{208}Pb の場合を例として、 $k_i R = 2.08$ の pole に対応する二つの E1 共鳴モードの振幅を図 A-3 に示す。尚、図中の振幅は、

$$[C^p(i)]^2 + [C^b(i)]^2 + [C^e(i)]^2 = 1 \quad (\text{A-39})$$

と規格化されている。図の (a) は前述の 13.3 MeV モードで、図 A-2 (c) でも示した様に、陽子が中性子と逆方向に振動するモードであり、後で述べる様に、巨大 E1 共鳴に対応する。図の (b) は、図 A-2 (b) でも示した様に、excess neutron が proton 及び blocked neutron と逆方向に振動するモードであり、三流体模型によって初めて出現したモードである。このモードは、後で述べる様に、ピグミー共鳴と解釈される。尚、図 A-2 (d) のモードが表われないのは、 $K_{ep} / K_{be} = 3$ と仮定して（即ち、excess neutron と proton の結合の方が excess neutron と blocked neutron の結合よりも強いと仮定）、原子核中の陽子分布の実験値から各 K_{ij} の値を決定したからである。

次に、図 A-3 に示した二つのモードの E1 強度を計算する。このため、電気双極子モーメント (electric dipole moment) $D(i)$ (i は共鳴のモードを表わす) を求めておくと便利である。(A-27) 式中の外電場 E を z -軸に平行にとると、 D は z -成分だけであり、

$$\begin{aligned} D_z(i) &= e \int d r z \eta_p(k_i, r) \\ &= e \int d r r \eta_p(k_i, r) \cos \theta \end{aligned} \quad (\text{A-40})$$

となる。ここで、時間に依存する因子 $\exp(-i\omega_i t)$ は省略してある。 η_p に (A-33) 式で得られた具体的な関数を代入して体積積分を実行すると、

$$D_z(i) = A \frac{e^2 E R^2}{C_p} \frac{j_2(\xi_i)}{\xi_i j_1(\xi_i) - \xi_i^2 j_2(\xi_i)} \quad (\text{A-41a})$$

$$= A \frac{e^2 E R^2}{C_p} f(\xi_i) \quad (\text{A-41b})$$

となる。ここで、

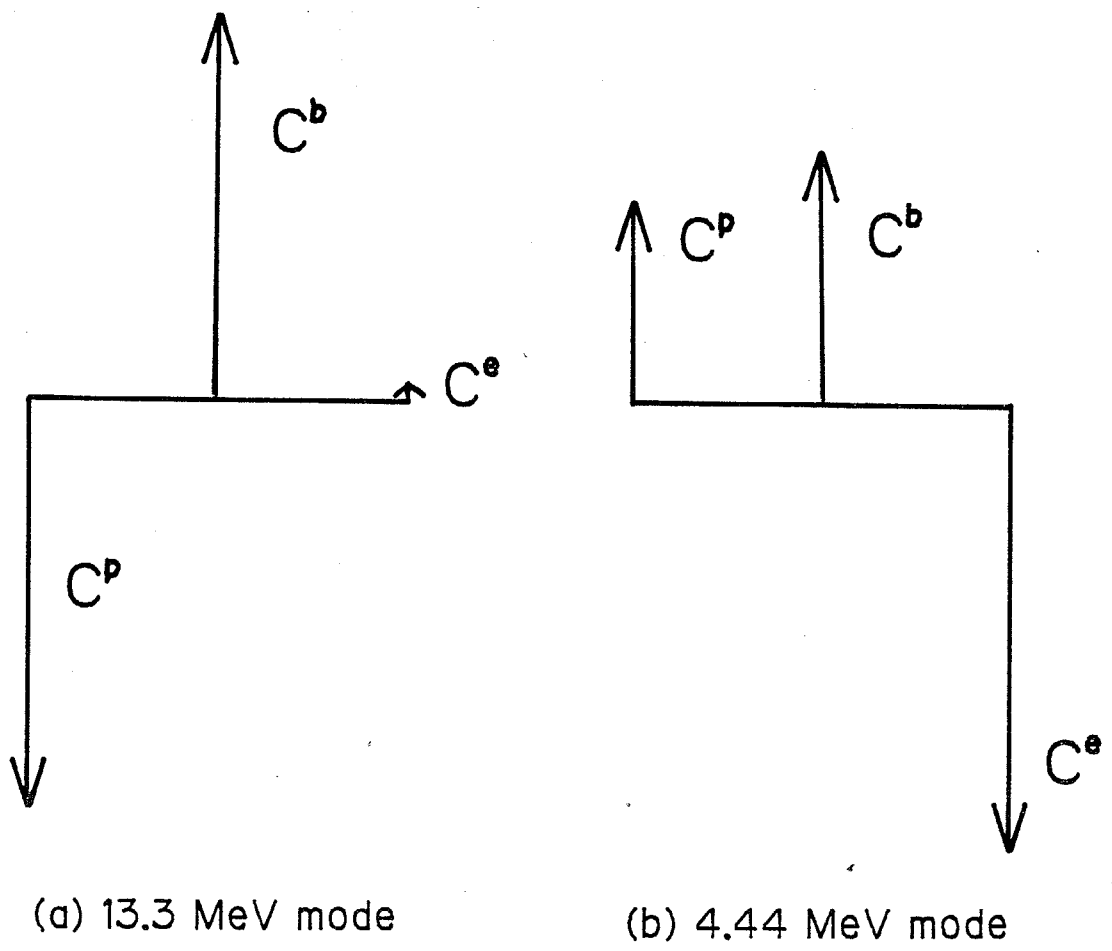


図 A - 3 原子核の三流体模型に於て、実際に生じる双極子振動モード。矢の方向と長さが、各々、流体の双極子振動の位相と振幅を表している。(a)は中性子と陽子が逆に動くモードで、巨大E1共鳴に対応し、(b)は excess neutronがprotonとblocked neutronと逆に動くモードで、ピグミーE1共鳴に対応する。

$$f(z_i) \equiv \frac{j_2(z_i)}{z_i j_1(z_i) - z_i^2 j_2(z_i)} \quad (\text{A-42})$$

と定義した。但し $z_i = k_i R$ である。

$f(z_i)$ をローラン展開 (Laurent expansion) し、展開係数をコーシー (Cauchy) の定理を用いて決定すると、

$$f(z_i) = \sum_n \frac{2}{z_n(i)^2 - 2} \frac{-1}{z_i^2 - z_n(i)^2} \quad (\text{A-43})$$

となる ([EIS70] 参照)。ここで、 n についての和は正の領域で行なわれる。又、 $z_n(i)$ は (A-42) 式の分母が 0 になるときの z_i の値であり、これは、とりもなおさず、(A-35) で与えた値に等しい。

ところで、(A-25b) を用いると、 $z_n(i)$ は、

$$\begin{aligned} z_n(i)^2 &= k_n(i)^2 R^2 \\ &= MR^2 F_i \omega_n(i)^2 (1 + i\Gamma_i / \omega_n(i)) \end{aligned} \quad (\text{A-44})$$

と書ける。ここで、 $k_n(i)$ 及び $\omega_n(i)$ は $z_n(i)$ に対応した k_i 及び ω_i の値と定義されている。従って、上式から、

$$\omega_n(i)^2 + i\Gamma_i \omega_n(i) - \frac{z_n(i)^2}{MR^2 F_i} = 0 \quad (\text{A-45})$$

となり、

$$\omega_n(i) = \pm \nu_n(i) \sqrt{1 - \left\{ \frac{\Gamma_i}{2\nu_n(i)} \right\}^2} - \frac{1}{2} i \Gamma_i \quad (\text{A-46})$$

である。ここで、 $\nu_n(i)$ は、

$$\nu_n(i) = \frac{1}{R\sqrt{MF_i}} z_n(i) \quad (\text{A-47})$$

であり、実数である。

同様に、 $z_i^2 = k_i^2 R^2 = MF_i R^2 (\omega_i^2 + i\Gamma_i \omega_i)$ として、これら $z_n(i)$ と z_i を (A-43) 式に代入すると、

$$f(z_i) = \sum_n \frac{-2}{z_n(i)^2 - 2} \frac{1}{MF_i R^2 (\omega_i^2 + i\Gamma_i \omega_i) - MF_i R^2 \nu_n(i)^2} \quad (\text{A-48a})$$

$$= \frac{1}{MR^2 F_i} \sum_n \frac{-2}{z_n(i)^2 - 2} \frac{\omega_i^2 - \nu_n(i)^2 - i\Gamma_i \omega_i}{\{\omega_i^2 - \nu_n(i)^2\}^2 + \Gamma_i^2 \omega_i^2} \quad (\text{A-48b})$$

となる。

さて、吸収断面積 $\sigma_i(\omega_i)$ は、単位時間及び単位入射エネルギー束当たりの平均吸収エネルギーで定義されるから、

$$\sigma_i(\omega_i) = \frac{(E \cdot \dot{D}(i))_{ave}}{I_0} \quad (\text{A-49a})$$

と書ける。ここで、 I_0 は (4-45) 式で与えられ、 $(c/(8\pi)) E^2$ である。上式は E と D が実数の時に成り立つ式であるが、これらが複素数の場合は、

$$\sigma_i(\omega_i) = \frac{\frac{1}{2} \text{Re}(E^* \cdot \dot{D}(i))}{I_0} \quad (\text{A-49b})$$

と書き換えれば良い。この式に $E = E \exp(-i\omega_i t)$ 及び (A-41b) 式を代入して、(A-48b) 式を用いると ($\exp(-i\omega_i t)$ の因子を忘れないように)、

$$\sigma_i(\omega_i) = \frac{4\pi e^2}{cM} \frac{A}{C_p F_i} \sum_n \frac{2}{z_n(i)^2 - 2} \frac{\Gamma_i \omega_i^2}{\{\omega_i^2 - \nu_n(i)^2\}^2 + \Gamma_i^2 \omega_i^2} \quad (\text{A-50})$$

となる。この式は、最も簡単な双極子振動子模型で求めた吸収断面積 (4-48) 式に対応する。

この吸収断面積を $E_i = \hbar \omega_i$ について $0 \sim \infty$ まで積分したものを $\sigma_{int}(i)$ とすると、

$$\begin{aligned} \sigma_{int}(i) &= \int_0^\infty \sigma_i(\omega_i) \hbar d\omega_i \\ &= \frac{2\pi^2 \hbar e^2}{cM} \frac{A}{C_p F_i} \sum_n \frac{2}{z_n(i)^2 - 2} \end{aligned} \quad (\text{A-51})$$

となる。

ところで、(A-42) と (A-43) 式の右辺を等しいとおいて、両辺に $-z_i^2$ を乗じて、 $z_i \rightarrow \infty$ とすると、

$$\sum_n \frac{2}{z_n(i)^2 - 2} = 1 \quad (\text{A-52})$$

であることが分かる。ここで、上式の和の第一項 ($z_n(i) = 2.08$ に対応する項) は 0.84 で、全体の大部分を占めている事が分かる。従って、もし、(A-51)式が古典E1和則値の大部分を占めるならば、 $z_n(i) = 2.08$ に対応する共鳴は巨大E1共鳴と解釈できる。

(A-52)式を(A-51)式に代入すると、

$$\sigma_{int}(i) = \frac{2\pi^2 \hbar e^2}{cM} \frac{A}{C_p F_i} \quad (\text{A-53})$$

となる。これが、三流体模型におけるE1和則である。(尚、二流体模型の(A-51)と(A-53)式に対応する式は、因子 $A/(C_p F_i)$ を NZ/A で置き換えたものであり、(4-58)式で示した古典E1和則と完全に一致する。従って、二流体模型では、 $z_n(i) = 2.08$ の共鳴が巨大E1共鳴と解釈される。) ^{208}Pb の13.3 MeVモード系列について(A-53)式を実際に計算すると、古典E1和則値の約2倍となってしまふ。これは、この三流体模型から得られる静的平衡状態(即ち、基底状態)の陽子密度分布式[MOH69, 71]と ^{208}Pb の陽子分布の測定値を比較して、 $\frac{1}{8}C_p = 10.4 \text{ MeV}$ としたためである。この様な欠点はあるものの、三流体模型に於いても、 $z_n(i) = 2.08$ のエネルギーの高い方の共鳴(^{208}Pb では13.3 MeVモード)を巨大E1共鳴と解釈するのが自然であると考えられる。

(A-53)式の和則が古典E1和則を満足しなくても(ファクター2程度の違いなので)、これらの比 $R' = \sigma_{int}(1)/\sigma_{int}(2)$ は、互いにキャンセル・アウトして、かなり正しい値を与えることが期待される。この R' は、(A-53)式から、

$$R' = \frac{F_2}{F_1} = \frac{\omega_1^2}{\omega_2^2} = \frac{E_{R_2}^2}{E_{R_1}^2} \quad (\text{A-54})$$

となり、共鳴エネルギーの二乗に比例する。 ^{208}Pb の場合、 $R' = 0.11$ となり、4.44 MeVモードは13.3 MeVモード(巨大E1共鳴)の11%の強度しか持たないことになる。即ち、 ^{208}Pb に於ける4.44 MeVモードはピグミーE1共鳴と半定量的に解釈される。

^{208}Pb 以外の核についても、上記の K_{if} の値を仮定して、巨大及びピグミーE1共鳴エネルギーと、比 R' の値を計算することができる。我々の三流体模型を用いて計算した結果が、第四章第四節の1. に示されている。

参考文献

- [ALL84] B. J. Allen and F. Z. Company, Proc. 5th. Int. Symp. on capture gamma-ray spectroscopy and related topics, Knoxville, 1984, ed. S. Raman (AIP, New York, 1985) p.509
- [ALLA64] R. G. Allas, S. S. Hanna, L. Meyer-Schutzmeister, and R. E. Segel, Nucl. Phys., 58 (1964) 122
- [AME77] The Radiochemical Centre Amersham, Radiation Source-Industrial/Laboratory 1977/8 (1977)
- [ANT77] A. Anttia, J. Keinonen, M. Hautala and I. Forsbrom, Nucl. Instr. and Meth., 147 (1977) 501
- [ARM85] D. S. Armstrong, S. K. Saha, C.-W. Cheng, E. Adamides, A. Henrikson, M. A. Lone, and B. C. Robertson, Nucl. Phys., A441 (1985) 397
- [AXEL62] P. Axel, Phys. Rev., 126 (1962) 671
- [AXEL68] P. Axel, Proc. Int. Symp. on nuclear structure, Dubna, 1968 (IAEA, Vienna, 1968) p.229
- [BAL47] G. C. Baldwin and G. S. Klaiber, Phys. Rev., 71 (1947) 3
- [BAL48] G. C. Baldwin and G. S. Klaiber, Phys. Rev., 73 (1948) 1156
- [BAR67] G. A. Bartholomew, A. Doveika, K. M. Eastwood, S. Monaro, L. V. Groshev, A. M. Demidov, V. I. Pelekhov and L. L. Sokolovskii, Nucl. Data, Section A, 3 (1967) 367
- [BAR70] G. A. Bartholomew, I. Bergqvist, E. D. Earle and A. J. Ferguson, Can. J. Phys., 48 (1970) 687
- [BAR73] G. A. Bartholomew, E. D. Earle, A. J. Ferguson, J. W. Knowles, and M. A. Lone, Adv. Nucl. Phys., 7 (1973) 229
- [BAR74] G. A. Bartholomew and F. C. Khanna, Proc. 2nd Int. Symp. on neutron capture gamma-ray spectroscopy and related topics, Petten, 1974, ed. K. Abrahams, F. Stecher-Rasmussen, and P. Van Assche (RCN, Petten, 1975) p.119
- [BARR77] R. F. Barrett, K. H. Bray, B. J. Allen and M. J. Kenny, Nucl. Phys., A278 (1977) 204
- [BARZ80] H. W. Barz and L. P. Csernai, Nucl. Phys., A340 (1980) 143
- [BER62] I. Bergqvist and N. Starfelt, Nucl. Phys., 39 (1962) 353;529
- [BER66] I. Bergqvist, B. Lundberg, L. Nilsson and N. Starfelt, Phys. Lett., 19 (1966) 670

- [BER72] I. Bergqvist, D. M. Drake and D. K. McDaniels, Nucl. Phys.,
A191 (1972) 641
- [BERM75] B. L. Berman and S. C. Fultz, Rev. Mod. Phys., 47 (1975) 713
- [BERM75+] B. L. Berman, Atom. Data and Nucl. Data Tables, 15 (1975)
319
- [BET37] H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys., 9 (1937) 69
- [BIR65] J. R. Bird, J. A. Biggerstaff, J. H. Gibbons and W. M. Good,
Phys. Rev., 138 (1965) B20
- [BIR73] J. R. Bird, B. J. Allen, I. Bergqvist and J. A. Biggerstaff,
Nucl. Data Tables, 11 (1973) 433
- [BLA52] J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics
(Wiley, New York, 1952) p.583
- [BOHR75] A. Bohr and B. R. Mottelson, Nuclear Structure, vol. II
(Benjamin, Massachusetts, 1975) (a)p.399, (b)p.474 (c)p.636
- [BRI55] D. M. Brink, Thesis, Oxford (1955) unpublished
- [BRO59] G. E. Brown and M. Bolsterli, Phys. Rev. Lett., 3 (1959) 472
- [BRZ71] J. S. Brzosko, E. Gierlik, A. Soltan Jr., Z. Szeftlinski and Z.
Wilehlmi, Acta Phys. Pol., B2 (1971) 489
- [BUCK67] B. Buck and A. D. Hill, Nucl. Phys., A95 (1967) 271
- [CAM59] A. G. W. Cameron, Can. J. Phys., 37 (1959) 322
- [CHO50] C. Y. Choa, A. V. Tollestrup, W. A. Fowler and C. C. Lauritsen,
Phys. Rev., 79 (1950) 108
- [CSE78] L. P. Csernai, J. Zimanyi, B. Gyarmati and R. G. Lovas, Nucl.
Phys., A249 (1978) 41
- [CLE65] C. F. Clement, A. M. Lane and J. R. Rook, Nucl. Phys., 66 (1965)
273
- [DAN58] M. Danos, Nucl. Phys., 5 (1958) 23
- [DAN65] M. Danos and W. Greiner, Phys. Rev., 138 (1965) B876
- [DIL73] W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach, and M. Uhl, Nucl. Phys., A217
(1973) 269
- [DOV72] C. B. Dover, R. H. Lemmer, and F. J. W. Hahne, Ann. of Phys.,
70 (1972) 458
- [DRA71] D. M. Drake, I. Bergqvist and D. K. MacDaniels, Phys. Lett.,
B36 (1971) 557
- [DRA82] J. E. Draper, J. O. Newton, L. G. Sobotka, H. Lindenberger,
G. J. Wozniak, L. G. Moretto, F. S. Stephens, R. M. Diamond,

- and R. J. McDonald, Phys. Rev. Lett., 49 (1982) 434
- [EAR74] E. D. Earle, M. A. Lone, G. A. Bartholomew, W. J. McDonald, K. H. Bray, G. A. Moss and G. C. Neilson, Can. J. Phys. 52 (1974) 989
- [EAR77] E. D. Earle, I. Bergqvist and L. Nilsson, A. B. Atomenergi Report No. AE-515 (1977)
- [EIS70] J. M. Eisenberg and W. Greiner, Nuclear Theory, vol.1, Nuclear Models (North-Holland, Amsterdam, 1970) p.275
- [ENG67] W. W. Engle Jr, Oak Ridge Gaseous Diffusion Plant report K-1693 (1967)
- [EGI86] T. Von Egidy, A. N. Behkami, and H. H. Schmidt, Nucl. Phys., A454 (1986) 109
- [FES54] H. Feshbach, C. E. Porter, and V. F. Weisskopf, Phys. Rev., 96 (1954) 448
- [GIL65] A. Gilbert and A. G. W. Cameron, Can. J. Phys., 43 (1965) 1446
- [GLA74] D. W. Glasgow, D. E. Velkley, J. D. Brandenberger, M. T. McEllistrem, H. J. Hennecke and D. V. Breitenbecher, Nucl. Instr. and Meth., 114 (1974) 521
- [GOL48] M. Goldhaber and E. Teller, Phys. Rev., 74 (1948) 1046
- [GOS62] A. Goswami and M. K. Pal, Nucl. Phys., 35 (1962) 544
- [GOS85] C. A. Gossett, K. A. Snover, J. A. Behr, G. Feldman, and J. L. Osborne, Phys. Rev. Lett., 54 (1985) 1486
- [GRO68] L. V. Groshev, A. M. Demidov, V. I. Pelekhov, L. L. Sokolovskii, G. A. Bartholomew, A. Doveika, K. M. Eastwood and S. Morano, Nucl. Data Tables, A5, 1 (1968) 243
- [GUR81] G. M. Gurevich, L. E. Lazareva, V. M. Mazur, S. Yu. Merkulov, G. V. Solodukhov and V. A. Tyutin, Nucl. Phys., A351 (1981) 252
- [GYA74] B. Gyarmati, A. M. Lane and J. Zimanyi, Phys. Lett., 50B (1974) 316
- [HAR74] M. Harvey and F. C. Khanna, Nucl. Phys., A221 (1974) 77
- [HAU52] W. Hauser and H. Feshbach, Phys. Rev., 87 (1952) 366
- [HEI54] W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation, 3rd ed. (Clarendon, Oxford, 1954) (a)p.34, (b)p.196
- [IGA82] 井頭政之, 1981年核データ研究会報告, JAERI-M 9999 (1982) 268
- [IGAR75] S. Igarashi, J. Nucl. Sci. Technol., 12 (1975) 67
- [IJI82] 飯島俊吾、博士論文、東京工業大学、(1982)

- [JEN50] J. H. D. Jensen and P. Jensen, Z. Naturforsch, 5a (1950) 343
- [JOL78] S. Joly, J. Voignier, G. Grenier, D. M. Drake and L. Nilsson,
Nucl. Instr. and Meth., 153 (1978) 493
- [JOL79] S. Joly, D. M. Drake and L. Nilsson, Phys. Rev., C20 (1979) 2027
- [KEN70] H. Kendrick and S. M. Sperling, GA-9882 (1970)
- [KIN57] B. B. Kinsey, Handbuch der Physik, vol. XL, ed. S. Flugge
(Springer-Verlag, Berlin, 1957) p.314
- [KITA83] H. Kitazawa, Y. Harima, M. Kawai, H. Yamakoshi, Y. Sano, and
T. Kobayashi, J. Nucl. Sci. Technol., 20 (1983) 273
- [KOB80] T. Kobayashi, H. Kitazawa, and N. Yamamuro, J. Nucl. Sci.
Technol., 17 (1980) 312
- [KOM84] 駒野治樹、博士論文、東京工業大学 (1984)
- [KOP78] J. Kopecky, Proc. 3rd Int. Symp. on neutron capture gamma-ray
spectroscopy and related topics, Upton, 1978, ed. R. E.
Chrien and W. R. Kane (Plenum, New York, 1979) p.665
- [LAN59] A. M. Lane, Nucl. Phys., 11 (1959) 625 ; A. M. Lane and J. E.
Lynn, Nucl. Phys., 11 (1959) 646
- [LAN71] A. M. Lane, Ann. of Phys., 63 (1971) 171
- [LAND57] H. H. Landon and E. R. Rae, Phys. Rev., 107 (1957) 1333
- [LASZ79] R. M. Laszewski and P. Axel, Phys. Rev. C, 19 (1979) 342
- [LIS75] H. Liskien and A. Paulsen, Atom. Data and Nucl. Data Tables,
15, (1975) 57
- [LED78] C. M. Lederer and V. S. Shirley, Table of Isotopes, 7th ed.
(John Wiley & Sons, New York, 1978)
- [LEV50] J. S. Levinger and H. A. Bethe, Phys. Rev., 78 (1950) 115
- [LUN65] B. Lundberg and N. Starfelt, Nucl. Phys., 67 (1965) 321
- [MCC81] C. M. McCullagh, M. L. Stelts, and R. E. Chrien, Phys. Rev.,
23C (1981) 1394
- [MEA62] R. E. Meads and J. E. G. McIldowie, Nucl. Phys., 33 (1962) 502
- [MOH69] R. Mohan, M. Danos, and L. C. Biedenharn, Phys. Rev. Lett.,
21 (1969) 869
- [MOH71] R. Mohan, M. Danos and L. C. Biedenharn, Phys. Rev., C3 (1971)
1740
- [MOR72] G. L. Morgan, T. A. Love, J. K. Dickens and F. C. Perey,
ORNL-TM-3702 (1972)
- [MOR74] G. L. Morgan and E. Newman, ORNL-TM-4973 (1974)

- [MOR74+] G. L. Morgan and E. Newman, ORNL-TM-5097 (1974)
- [MUG73] S. F. Mughabghab and D. I. Garber, BNL 325, 3rd ed., vol. 1 (1973)
- [MUG81] S. F. Mughabghab, M. Divadeenam, and N. E. Holden, Neutron Cross Sections, vol.1, partA (Academic Press, New York, 1981)
- [MUG84] S. F. Mughabghab, Neutron Cross Sections, vol.1, part B (Academic Press, New York, 1984)
- [NAT53] R. Nathans and J. Halpern, Phys. Rev., 92 (1953) 207
- [NEW81] J. O. Newton, B. Herskind, R. M. Diamond, E. L. Dines, J. E. Draper, K. H. Lindenberger, C. Schuck, S. Shih, and F. S. Stephens, Phys. Rev. Lett., 46 (1981) 1383
- [ODA72] 小田 稔、宇宙線 (裳華房, 1972) p.224
- [OKA56] K. Okamoto, Prog. Theor. Phys., 15 (1956) 75
- [OKA58] K. Okamoto, Phys. Rev., 110 (1958) 143
- [POPOP] W. E. Ford III, The POPOP4 library of nuclear-induced secondary gamma-ray yield and cross section data, CTC-42 (1970).
- [POR56] C. E. Porter and R. G. Thomas, Phys. Rev., 104 (1956) 483
- [RAY67] J. Raynal, M. A. Melkanoff, and T. Sawada, Nucl. Phys., A101 (1967) 369
- [REFF82] G. Reffo, F. Fabbri, K. Wisshak, and F. Kappeler, Nucl. Sci. Eng., 80 (1982) 630
- [SAN83] A. M. Sandorfi, J. Barrette, M. T. Collins, D. H. Hoffmann, A. J. Kreiner, D. Branford, S. G. Steadman, and J. Wiggins, Phys. Lett., 130B (1983) 19
- [SEKI76] 関 泰, JAERI-M 6726 (1976)
- [SHI85] 清水道夫、博士論文、東京工業大学 (1985)
- [SMI75] D. L. Smith, Argonne National Laboratory report ANL/NDM-12 (1975)
- [STE50] H. Steinwedel and J. H. D. Jensen, Z. Naturforsch, 5a (1950) 413
- [VOI86] J. Voignier, S. Joly and G. Grenier, Nucl. Sci. Eng., 93 (1986) 43
- [YAM83] N. Yamamuro, M. Igashira, T. Sekiya and H. Shirayanagi, J. Nucl. Sci. Technol., 20 (1983) 797
- [YOS79] 吉沢康和、加藤敏郎、岩田洋世、賀来哲三、飯沼寧雄、建治、小島敏行、河田 燕、JAERI-M 8196 (1979)

謝 辞

本研究は、ペレトロン加速器の調整・改良及び遮蔽体の設計・製作を含めたガンマ線検出器系の準備から数えると、10年余の歳月を要した。この間、多くの先生に御指導を賜わり、又、非常に多くの人々に実験及び解析の手助けをして頂いた。

本学原子炉工学研究所・原子炉物理部門の北沢日出男助教授には、長期にわたる本研究を、終始、暖かく見守って頂き、又、適切な御助言及び御批判によって御指導を賜わりました。尚、筆者が学部4年で本研究所に来て以来、計測技術は全て先生より学びました。ここに改めて感謝の意を表します。

本研究所・原子炉物理部門の元教授で、現在、本学名誉教授の山室信弘先生には、御在職中、本研究に理解を示して頂き、又、御退官後も、暖かく見守って頂きましたことを、深く感謝致します。

本研究の初期段階に於いて、原子炉物理部門の技官（現在は（株）第一ラジオアイソトープ研究所）の勝田正太郎氏には、技術的な面で常に援助を頂きました。又、本研究の初めから順に、丸山高央、橋本和典、宇田川一幸、夏目智弘、福井英博、鈴木知明、及び内山敏郎の諸氏には、諸氏が修士過程在学中、実験及びデータ処理を手伝って頂きました。内山敏郎氏には、三流体模型による解析も手伝って頂きました。又、駒野治樹及び清水道夫の両氏には、両氏が修士及び博士過程在学中に、実験の手伝いとデータ取り込み・データ処理のプログラムの整備を一部担当して頂きました。これらの諸氏に心から感謝致します。

ペレトロン加速器を維持・管理しているスタッフ及び放射線物理部門の皆様には、本研究に関して直接・間接的に、常に惜しみない援助を頂きました。その他、本研究所内外の大勢の方に種々の援助を頂きました。ここで改めて感謝の意を表します。