

報告番号 甲 第 4016 号

γ - γ 角度相関測定による質量数130近傍の
中性子欠損核の研究

浅井雅人

目次

γ - γ 角度相関測定による質量数130近傍の
中性子欠損核の研究

第1章 序論	1
1.1 研究の背景	1
1.2 研究の目的	1
第2章 実験装置と測定方法	10
2.1 実験装置	10
2.2 測定方法	10
2.3 検出器の特性	10
2.4 実験結果	10
2.5 結果の考察	10
2.6 結論	10
第3章 質量数130近傍の中性子欠損核の研究	15
3.1 質量数130近傍の核素	15
3.2 実験結果	15
3.3 結果の考察	15
3.4 結論	15
第4章 質量数130近傍の中性子欠損核の研究	20
4.1 実験結果	20
4.2 結果の考察	20
4.3 結論	20
第5章 質量数130近傍の中性子欠損核の研究	25
5.1 実験結果	25
5.2 結果の考察	25
5.3 結論	25
第6章 質量数130近傍の中性子欠損核の研究	30
6.1 実験結果	30
6.2 結果の考察	30
6.3 結論	30
第7章 質量数130近傍の中性子欠損核の研究	35
7.1 実験結果	35
7.2 結果の考察	35
7.3 結論	35
第8章 質量数130近傍の中性子欠損核の研究	40
8.1 実験結果	40
8.2 結果の考察	40
8.3 結論	40
第9章 質量数130近傍の中性子欠損核の研究	45
9.1 実験結果	45
9.2 結果の考察	45
9.3 結論	45
第10章 質量数130近傍の中性子欠損核の研究	50
10.1 実験結果	50
10.2 結果の考察	50
10.3 結論	50
第11章 質量数130近傍の中性子欠損核の研究	55
11.1 実験結果	55
11.2 結果の考察	55
11.3 結論	55
第12章 質量数130近傍の中性子欠損核の研究	60
12.1 実験結果	60
12.2 結果の考察	60
12.3 結論	60
第13章 質量数130近傍の中性子欠損核の研究	65
13.1 実験結果	65
13.2 結果の考察	65
13.3 結論	65
第14章 質量数130近傍の中性子欠損核の研究	70
14.1 実験結果	70
14.2 結果の考察	70
14.3 結論	70
第15章 質量数130近傍の中性子欠損核の研究	75
15.1 実験結果	75
15.2 結果の考察	75
15.3 結論	75
第16章 質量数130近傍の中性子欠損核の研究	80
16.1 実験結果	80
16.2 結果の考察	80
16.3 結論	80
第17章 質量数130近傍の中性子欠損核の研究	85
17.1 実験結果	85
17.2 結果の考察	85
17.3 結論	85
第18章 質量数130近傍の中性子欠損核の研究	90
18.1 実験結果	90
18.2 結果の考察	90
18.3 結論	90
第19章 質量数130近傍の中性子欠損核の研究	95
19.1 実験結果	95
19.2 結果の考察	95
19.3 結論	95
第20章 質量数130近傍の中性子欠損核の研究	100
20.1 実験結果	100
20.2 結果の考察	100
20.3 結論	100

浅井 雅人

1998. 3

目次

第1章 序論	1
1-1 はじめに	1
1-2 質量数130近傍の中性子欠損核の核構造	3
1-3 質量数130近傍の中性子欠損核の核分光	9
1-4 γ - γ 角度相関	11
1-5 多検出器を用いた γ - γ 角度相関測定	15
1-6 研究の目的	17
第2章 5台のHPGe検出器を用いた γ - γ 角度相関測定	18
2-1 装置の設計	18
2-1-1 検出器の配置と形状	18
2-1-2 回路系	19
2-2 解析	26
2-2-1 γ - γ 同時計数値の規格化	26
2-2-2 検出器の有限立体角の影響	27
2-2-3 偶然同時計数の影響	28
2-2-4 散乱 γ 線の影響	29
2-3 ^{152}Eu 線源を用いたオフライン実験	39
2-3-1 実験・結果	39
2-3-2 異なる検出器条件による測定	40
2-4 TIARA-ISOLを用いたオンライン実験	45
2-4-1 TIARA-ISOL	45
2-4-2 実験・結果	45
2-5 特性X線を用いた γ - γ 同時計数値の規格化法	53
2-5-1 原理	53
2-5-2 その他の規格化法との比較	54
2-5-3 実験・結果	55
2-6 結論	64
第3章 質量数130近傍の中性子欠損核の 0^+ 準位の系統性	65
3-1 はじめに	65
3-2 実験	66
3-3 0^+ 準位の結果	67
3-3-1 ^{130}Ba	67
3-3-2 ^{128}Ba	68

3-3-3	^{126}Ba	68
3-3-4	^{124}Ba	69
3-3-5	$^{130}\text{Ce}, ^{128}\text{Ce}$	70
3-4	低スピンアイソマーの存在	76
3-5	考察	83
3-5-1	0^+ 準位の系統性	83
3-5-2	IBM-2 と GCM による計算	83
3-5-3	γ 不安定核から軸対称変形核への遷移	83
3-5-4	0_2^+ 準位と 0_3^+ 準位の逆転	84
3-6	結論	88
第4章 今後の展開		89
4-1	質量数130近傍の中性子欠損核の研究	89
4-2	質量数160近傍の中性子過剰核の研究	95
第5章 まとめ		106
謝辞		108
参考文献		109
発表論文一覧		115

第1章

序論

1-1 はじめに

原子核は複数の陽子と中性子によって構成される有限量子多体系であり、核内核子の運動と核子間相互作用により多様な存在形態と運動様式を示す。原子核は有限量子多体系であるが故に、その状態を核力を基に厳密にシュレディンガー方程式によって解くことは極めて困難であり、またたとえそれが可能であったとしても得られる解は非常に複雑となる。そこで原子核の構造のある特徴的な一面のみを捉えてその他はできる限り簡素化した模型を考え、それによって実験で得られた様々な性質を説明し原子核構造へ迫る方法が取られてきた。原子核構造を記述する模型には大きく分けて、原子核を平均的な媒質として考える液滴模型とポテンシャル内を核子が独立に運動すると考える独立粒子模型の2つに分けられる。原子核は魔法数と呼ばれるある特定の陽子数や中性子数のところで安定であることが知られており、原子における電子の軌道運動のように、平均的な一体ポテンシャル内での核子の運動を考え殻構造を説明する試みがなされた。MayerとJensen [1]は、球対称のポテンシャル内を陽子と中性子が独立に運動し、かつ核子のスピンと軌道角運動量との相互作用が強いことを取り入れた殻模型を考案し、原子核の殻構造を説明することに成功した。殻模型は原子核の基底状態や低エネルギー励起状態の性質をかなりの程度まで定量的に説明することに成功し、特に魔法数近傍の原子核ではよく成り立った。一方魔法数から離れた原子核は殻模型では説明できないような大きな電気四重極モーメントを持つことが知られており、Rainwaterはこれを原子核が球形ではなく四重極変形していると考えれば容易に説明できることを示した。この考えは、殻模型の成功以前に提唱され核分裂現象や中性子の共鳴吸収の説明に大きな成功を収めていた液滴模型と同様の考えを基にしている。原子核の変形は、変形した原子核が全体として回転運動するという概念を導入し、一方では変形ポテンシャルにおける殻模型へと発展した [2]。BohrとMottelson [3]は、時間的に変動する平均ポテンシャル内を核子がポテンシャルと相互作用しながらある程度独立に運動するとする集団模型を構築した。この模型は原子核の回転や振動といった液滴模型的な集団運動と独立粒子運動を結びつけたため、統一模型とも呼ばれる。この模型は魔法数から離れた多くの原子核の構造の記述に大きな成功を収めた。一方このような流れとは別にArimaとIachello [4]は、2個の核子をひとつのボソンと考え、そのボソン空間内のボソン間相互作用から原子核の集団運動の諸性質を再現しようという相互作用するボソン模型(Interacting Boson Model: IBM)を提案した。IBMは球形核か

ら変形核までの集団運動状態を一貫して記述することができ、原子核の集団運動状態の説明に大きな成功を収めている。

核構造を原子核の基底状態や励起状態のエネルギー、電磁氣的性質などから研究する際の実験的な手法には、大きく分けて核反応的手法と分光的手法がある。前者は核反応によって放出される粒子のエネルギーや角度分布から核構造を探る方法で、特にピックアップ反応やストリッピング反応などの直接反応を用いて基底状態や励起状態の諸性質が調べられている。しかしこの手法は安定核近傍の原子核にしか適用できない。後者は主に核反応や β 崩壊、 α 崩壊によって励起された励起準位からの崩壊 γ 線を測定することで励起準位の性質を明らかにする方法である。核反応によって励起された励起準位からの γ 線を測定する手法はインビーム γ 線分光と呼ばれる。重イオン核融合粒子蒸発反応によって安定核から遠く離れた中性子欠損核の高エネルギー高スピン状態を励起することができ、特にイラスト¹近傍の回転運動状態の研究に威力を発揮する。一方 β 崩壊によって励起される準位は、 β 崩壊の選択則によって制約される崩壊の Q 値よりも下の一部の低エネルギー低スピン準位のみであるが、その性質を逆に利用することで低エネルギー準位を詳細に研究することができる。またインビーム γ 線分光では励起できないイラストバンドからはずれたサイドバンドや振動準位などの低スピン準位を励起することも可能である。

近年核構造の研究は β 安定線から遠く離れた原子核を対象とするようになり、生成断面積の小さい核種及び励起準位の測定が必要となっている。この場合生成断面積が小さいことよりも、同時に生成する断面積の大きい数多くの核種によって測定が妨害されることが問題となり、核反応で生成する数多くの核種から対象とする原子核を分離・測定することが重要となる。インビーム γ 線分光では荷電粒子フィルター [5] の使用によって生成核種の同定・分別が行われており、また数10台のコンプトン抑止BGO検出器付きHPGe検出器を用いたクリスタルボールの使用によって微弱 γ 線の測定を可能にしている。 β 崩壊核分光では質量分離法や元素分離法によって多くの核反応生成物の中から目的とする核種を分離し測定が行われる。核反応で生成される短寿命核を迅速に効率よく分離することが求められ、用いる核反応や対象核種に合わせて数多くの分離方法が開発されている。オンライン同位体分離装置 (Isotope Separator on-line: ISOL) は核反応生成物を正一価にイオン化し双極電磁石で質量分離する装置で、質量分離法として広く用いられている。その他にターゲットから反跳脱出した核反応生成物を電磁石で直接分離する方法などがあり、それらを用いて原子核の存在領域の限界に近い核種まで研究が行われている。

¹イラストとは、それぞれの与えられた角運動量の中で最低の励起エネルギーを持つ状態のこと。

1-2 質量数 130 近傍の中性子欠損核の核構造

質量数 130 近傍の中性子欠損核とは $Z > 50$, $N < 82$ に位置する Xe-Ba-Ce-Nd などの原子核を意味する。これらの原子核は Fig. 1-1 に示されるように $50 < Z < 82$, $50 < N < 82$ の閉殻に囲まれた領域に位置し、閉殻から離れた領域では原子核の変形が期待される。 $50 < Z < 82$, $82 < N < 126$ の変形領域が古くから研究されているのに対して、この領域の原子核は安定核から離れた領域に位置することから研究が遅れていた。1961 年に Sheline 等 [7] は $^{126, 128, 130}\text{La}$ の EC/ β^+ 崩壊から $^{126, 128, 130}\text{Ba}$ の第一励起準位 (2_1^+ 準位) を観測し、そのエネルギーが質量数の減少と共に、即ち中性子数 N が魔法数 $N=82$ から離れて小さくなると共に低下していくことを実験的に明らかにした。彼らはこれらの 2_1^+ 準位のエネルギーから、この領域の原子核が変形していること、しかし $50 < Z < 82$, $82 < N < 126$ 領域の Dy-Er-Yb 等の典型的な変形核ほどには変形が進んでおらず、球形核と変形核の中間的な変形状態であることを明らかにした。その後インビーム γ 線分光法の発展 [8] とエネルギー分解能の良いゲルマニウム半導体検出器の開発によって、この領域の中性子欠損核のエネルギー準位の測定が進み、この領域の原子核は魔法数 $Z=50$, $N=82$ から離れるに従って徐々に変形が進んでいくことが明らかとなった。現在までに測定されたこの領域の原子核の 2_1^+ , 4_1^+ 準位のエネルギー比 $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ を Fig. 1-2 に示す。 $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ は原子核の変形状態や集団的性質を表す良い指標であり、特に球形振動核の振動準位では $E(4_1^+)/E(2_1^+) = 2.0$ 、変形核の回転バンドでは $E(4_1^+)/E(2_1^+) = 3.33$ の値を取る。この領域の原子核の $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ の値はこれらの中間的な値を示し、陽子・中性子数の変化に伴ってスムーズに変化し、変形が進んでいることがわかる。

原子核の 4 重極変形の核表面は

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\mu=-2}^2 \alpha_{2\mu}^* Y_{2\mu}(\theta, \varphi) \right] \quad (1.1)$$

と表される。Bohr-Mottelson [3] が導入した変形パラメータ (β, γ) を用いると、式 (1.1) は

$$R(\theta', \varphi') = R_0 \left[1 + \beta \cos \gamma \sqrt{\frac{5}{16\pi}} (3 \cos^2 \theta' - 1) + \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma \sqrt{\frac{15}{32\pi}} \sin^2 \theta' 2 \cos 2\varphi' \right] \quad (1.2)$$

と表され、変形核の変形の主軸の長さは

$$\begin{aligned} R_1 &= R'(\theta' = \frac{\pi}{2}, \varphi' = 0) = R_0(1 + \delta R_1) \\ R_2 &= R'(\theta' = \frac{\pi}{2}, \varphi' = \frac{\pi}{2}) = R_0(1 + \delta R_2) \\ R_3 &= R'(\theta' = 0) = R_0(1 + \delta R_3) \\ \delta R_\kappa &= \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta R_0 \cos(\gamma - \frac{2\pi}{3}\kappa) \end{aligned} \quad (1.3)$$

のように表される。すなわち $\gamma = 0, \beta > 0$ ならば $R_1 = R_2, R_3 > R_0$ のレモン型の変形を示し、 $\gamma = 0, \beta < 0$ (または $\gamma = \pi, \beta > 0$) ならば $R_1 = R_2, R_3 < R_0$ のみかん型の

変形を示す。 $\gamma \neq 0, n\pi/3$ のときは $R_1 \neq R_2 \neq R_3$ の非軸対称変形を示し、座標 γ は楕円体の主軸の回りの回転対称性からのずれを表す。この領域の原子核はこれらの変形のうち非軸対称変形を示すことが知られている。この領域の原子核では、陽子が $\pi h_{11/2}$ 軌道のうち角運動量の回転軸方向成分 Ω の低い軌道を占めはじめ、一方中性子は $\nu h_{11/2}$ 軌道のうち Ω の高い軌道まで詰まっている状態にある。このとき low- Ω の軌道を占める陽子は原子核をレモン型に変形させる力として働き、一方 high- Ω の軌道を占める中性子は原子核をみかん型に変形させる力として働く。このような相反する作用の結果としてこの領域の原子核では、 β 方向の変形(軸対称変形)に加えて γ 方向の変形(非軸対称変形)が顕著に現れ、非軸対称な変形を示すと考えられる。

Bohr-Mottelson が集団模型で導入した集団ハミルトニアンは

$$H_{coll} = \frac{1}{2} B_{\beta\beta}(\beta, \gamma) \beta^2 + B_{\beta\gamma}(\beta, \gamma) \beta\gamma + \frac{1}{2} B_{\gamma\gamma}(\beta, \gamma) \gamma^2 + \frac{1}{2} \sum_{\kappa=1,2,3} \mathfrak{S}_{\kappa}(\beta, \gamma) \omega_{\kappa}^2 + V(\beta, \gamma) \quad (1.4)$$

と書かれ、最初の3つの項が形状振動の運動エネルギー、第4項が回転エネルギー、最後の項がポテンシャルエネルギーを表す。 γ 方向の変形を考えず軸対称平衡変形を前提として、 β, γ 振動を第0近似として設定する描像を回転-振動模型(rotation-vibration model)と呼び、このモデルは $82 < N < 126$ に位置する大きく変形した変形核の集団運動準位を良く再現し、基底状態回転バンド、 β 振動バンド、 γ 振動バンドとして現れる集団運動モードはこれらの軸対称変形核では良く信じられている。一方非軸対称な平衡変形の回転運動を第0近似として、その上で β 振動の自由度を考えるモデルに、Davydov と Filippov [9]による非対称回転子模型(asymmetric rotor model: ARM)がある。このモデルは特に奇質量数原子核を記述する際に使われ、平均コアポテンシャルをARMで記述しそれに粒子の運動を結びつけて核構造を記述するrigid triaxial rotor plus particle (RTRP)モデル[10]はこの領域の奇質量数原子核の構造の記述に大きな成功をおさめている。しかしRTRPモデルの成功にも関わらず、コアとなる偶-偶核の記述ではARMは明らかに実験値を再現できていない。非軸対称変形を扱ったモデルとしてもうひとつ、 γ 方向の変形に依存しない、すなわち γ 方向の変形度が特定の値を示さず不安定な値を示す変形核の回転運動を考えるWilets と Jean [11]による γ -soft rotorモデルがある。ARMと γ -soft rotorモデルによる計算の大きな違いは準ガンマバンドの準位のエネルギー間隔に現れ、ARMでは準ガンマバンドの 2^+ と 3^+ 準位、 4^+ と 5^+ 準位、...のエネルギー間隔が接近するenergy staggeringを示すのに対して、 γ -soft rotorモデルでは準ガンマバンドの 3^+ と 4^+ 準位、 5^+ と 6^+ 準位、...のエネルギー間隔が接近するenergy staggeringを示す。準ガンマバンドのenergy staggeringはガンマ不安定度を表す良い指標とされ、この領域の偶-偶核の準ガンマバンドのenergy staggeringはどれも強いガンマ不安定性を示している。従って、この領域の原子核はガンマ不安定核であると考えられている。またこれらのモデルのようにある前提条件を考えるのではなく、Bohr-Mottelsonの集団ハミルトニアンをそのまま解いて原子核構造を記述するモデルにGeneral Collective Model (GCM) [12]がある。Petkov等[13]は、この領域のBaの偶-偶核の励起準位のエネルギーや遷移確率をよく再現するようにGCMのパラメータを決定し、これら

の原子核の (β, γ) 平面でのポテンシャルを計算した。それによるとこれらの原子核の変形ポテンシャルは $\beta = 0.2-0.3$, $\gamma = 10^\circ-20^\circ$ に極小値を持つが、 γ 方向に対しては浅いポテンシャル構造をしており、 γ 不安定な性質が大きいことを示した。つまりある実効的な γ 変形度を持ったガンマ不安定核とすることができる。

一方原子核の集団運動状態の記述について球形核から変形核までその中間的な変形状態の原子核も含めてかなりの成功をおさめているIBMでもこの領域の原子核の構造を良く記述することができる。IBMではU(5), SU(3), O(6)対称性という原子核の集団運動状態に対応する3つの極限が存在する。U(5)は球形振動核、SU(3)は変形回転核、そしてO(6)はガンマ不安定核にそれぞれ対応し、これらの極限に近い原子核だけでなくそれらの中間的な状態にある原子核及びそれら極限間の遷移過程をも記述することができる。この領域の原子核はO(6)対称性に近い性質を示す原子核として記述されるが、Te-Xeの領域ではU(5)からO(6)への遷移、Ba-Ceの領域ではO(6)からSU(3)への変形状態の遷移を示す[14]。U(5)やSU(3)は球形核の振動、変形核の回転という古典的な集団運動に対応し古くから研究されているが、O(6)に対応するガンマ不安定核はそのような直観的に理解できる描像と結び付けて考えることが難しいこともあって必ずしもその性質は明らかでない。近年IBMにおけるmultiple- Q phonon scheme解析[15]から、この領域の原子核の励起準位の構造は γ -soft rotorと考えるよりも γ -soft変形核のphonon excitationと考えるべきという解釈がなされており[16]、ガンマ不安定核の性質の解釈は現在でも確立されているとは言い難い。

原子核の集団運動状態の性質を明らかにするためにはその性質を良く表す低エネルギー低スピン集団運動状態の励起エネルギーや遷移確率の実験値と理論値の比較が必要である。この領域の原子核については一部実験データの不確かなものもあるが、基底状態バンド、準ガンマバンド、 0_2^+ 準位とそのバンドメンバーと考えられる 2_3^+ 準位の実験データは多く存在する。基底状態バンドと準ガンマバンドの励起エネルギー、遷移確率については多くの理論計算で実験値を良く再現できるが、 0_1^+ 準位に関しては理論値と実験値の間に幾つかの不一致が存在する。理論計算のなかでIBMとGCMの計算結果は最も実験値との合いが良い。特に基底状態バンド、準ガンマバンドの励起エネルギーと遷移確率、 0_2^+ バンドの遷移確率については実験値を良く再現している。しかし 0_2^+ バンド(0_2^+ , 2_3^+ , 4^+ , ...)のエネルギー間隔については、この領域のほとんどすべての原子核の実験値はIBM, GCMの理論値よりもかなり狭いエネルギー間隔を示している。また $N \approx 66$ 近傍のXe核や $A < 130$ のBa核の 0_2^+ 準位のエネルギーの実験値はIBM, GCMの計算値よりもずっと低い位置に現れている。これらの不一致はこの領域の原子核の 0_1^+ 準位の性質が必ずしも良く理解されていないことを示している。この他の低エネルギー低スピン集団運動準位の基本的な構成準位のうち 0_3^+ 準位の性質は 0_2^+ 準位の性質を考える上でも重要であるが、実験データが少なくその性質を詳しく議論するには到っていない。それ以外にも理論的に存在が予想される"K=2", "K=4"バンド(この領域の原子核は十分に変形した変形核ではないので"K"は良い量子数ではないが、便宜上こう呼ぶことにする。)などのエネルギーや遷移確率の理論値と実験値の比較は理論を検証する上で重要であるが、これらの実験データで確立されているのは ^{126}Xe [17]のみである。この領域の原子核の集

团的性質を議論するためにはこれらの 0_2^+ 準位や 0_3^+ 準位, "K=2", "K=4"バンドなどの低エネルギー低スピン集団運動準位の実験的確立が必要である。

原子核の集団運動状態の性質を明らかにするためには球形振動核, 変形回転核, ガンマ不安定核などの個々の集団運動状態を研究するだけでなく, それらの中間的な状態や集団運動状態の遷移過程を明らかにすることも必要である。集団運動状態の遷移過程を明らかにすることは原子核の集団運動を統一的に理解する上でも非常に重要となる。異なる変形状態間の遷移において集団運動準位の性質がどのように変化していくか, 相互の集団運動準位間の関係がどうなっているか, そのような遷移過程の研究から逆に個々の準位や変形状態の性質を明らかにすることができる。特にその性質が良く研究されている球形振動核や変形回転核との関連からガンマ不安定核の性質を議論することができるため, 物理的なイメージが掴み易い。この領域のBa-Ceの原子核はガンマ不安定核から軸対称変形核への遷移を示し, ガンマ不安定核の基底状態バンドと準ガンマバンドが変形が進むにつれて軸対称変形核の基底状態回転バンド, ガンマバンドに近い状態に遷移していく様子が見て取れる。一方 0_1^+ 準位の遷移過程は実験データの不足のため明らかでない。軸対称変形核の 0_2^+ 準位, 0_3^+ 準位は回転-振動モデルではそれぞれ β 振動準位, two-phonon γ 振動準位と記述されるが, 少なくともガンマ不安定核の 0_2^+ 準位が β 振動準位であるという解釈は否定されている。ガンマ不安定核から軸対称変形核への遷移過程における 0_1^+ 準位の系統性を実験的に明らかにすることで, ガンマ不安定核の 0_1^+ 準位の性質が明らかになると期待される。

変形状態の遷移過程としては, 質量数150近傍の中性子過剰核における球形核から軸対称変形核への遷移が良く知られている。この領域では特に $N \approx 90$ を境にして球形核から変形核への遷移が急激に起こっている。この原因は $h_{11/2}$ 軌道の陽子と $h_{9/2}$ 軌道の中性子の強い相互作用によると考えられ, $N \approx 90$ 近傍で $h_{9/2}$ 軌道に中性子が入り始めることによって起こるためsubshellの効果とすることができる[18]。ガンマ不安定核から軸対称変形核への遷移はOs-Ptの領域で研究されている。しかしこの領域でも変形状態の遷移はsubshellの効果強く受けており[18], またintruder配位の混合による低エネルギー集団運動バンドの系統性の歪みが見られ[19], 必ずしもこの遷移過程を明らかにするのに適しているとは言えない。一方質量数130近傍の中性子欠損核のBa-Ceの領域ではFig. 1-2に見られるようにその変形状態の遷移はスムーズであり, subshellの効果やintruder配位の混合の影響もほとんどないと思われる。従ってガンマ不安定核から軸対称変形核への遷移過程を明らかにするのに適した領域であると考えられる。

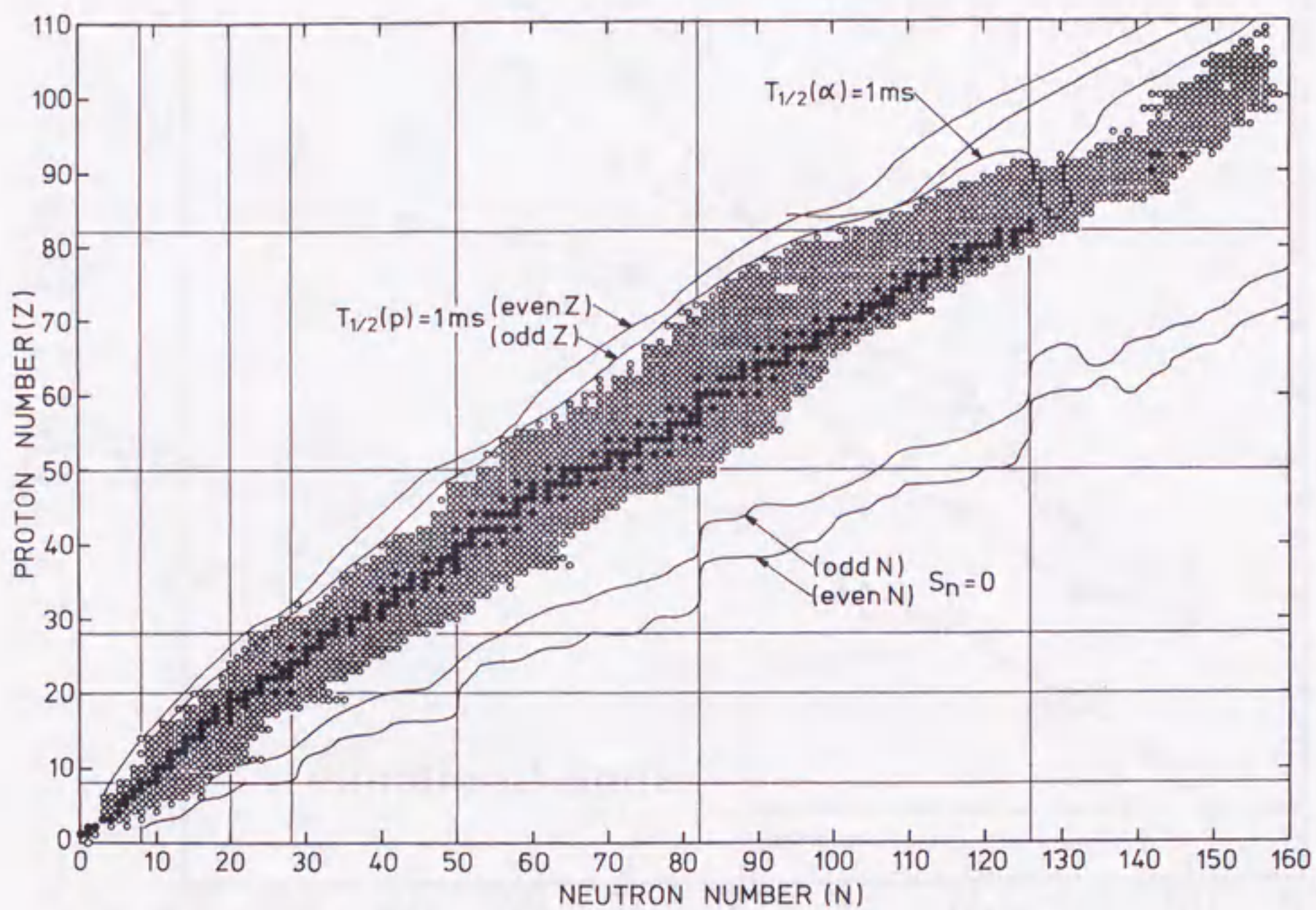


Fig. 1-1. Chart of the nuclides, taken from ref. [6] (1988). Solid circles show naturally occurring long-lived nuclides, and open circles experimentally observed nuclides. Vertical and horizontal straight lines indicate the neutron and proton magic numbers, respectively. Curves of $T_{1/2}(p) = 1 \text{ ms}$ and $T_{1/2}(\alpha) = 1 \text{ ms}$ indicate partial half-lives of proton and alpha decay, respectively. Curves of $S_n = 0$ indicate the neutron drip lines.

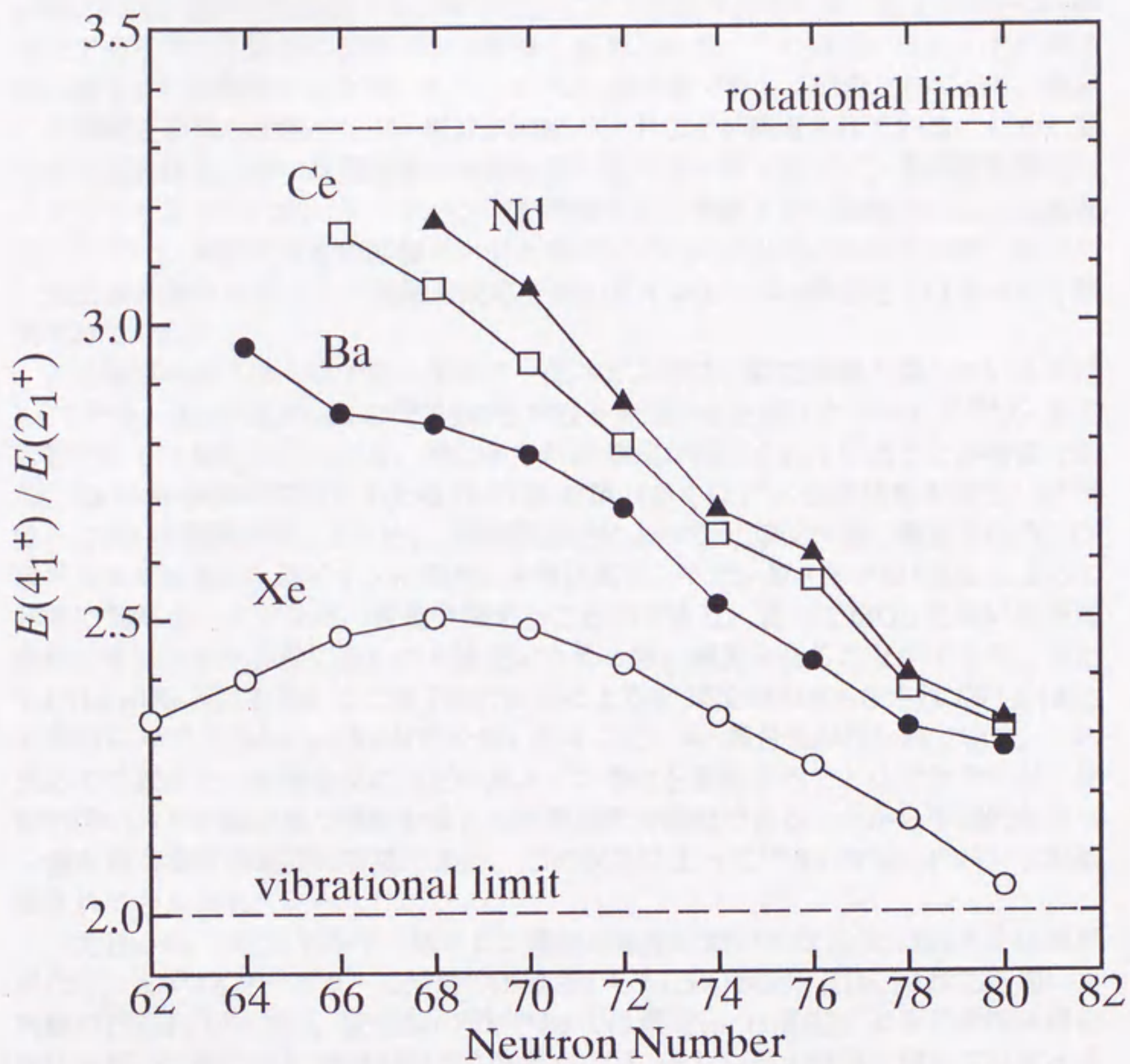


Fig. 1-2. $E(4^+)/E(2^+)$ ratios for even-even neutron-deficient nuclei around $A \sim 130$ region.

1-3 質量数 130 近傍の中性子欠損核の核分光

この領域の原子核は中性子欠損核なので重イオン核融合粒子蒸発反応を用いたインビーム γ 線分光法によって研究することができる。重イオン核融合反応では生成核は高エネルギー高スピン状態に励起され、そこからほぼイラスト線に沿って多数の γ 線を放出しながら脱励起する。従って重イオン核融合反応を用いたインビーム γ 線分光ではイラスト近傍の回転バンドが強く観測される。この領域のほとんどの原子核は重イオン核融合反応を用いたインビーム γ 線分光で詳しく研究されており、数多くの準粒子状態の回転バンド、超変形回転バンドなどが観測されている。しかし原子核の基底状態近傍の集団運動の特徴を表す低エネルギー低スピン集団運動準位はイラストバンドとは別のサイドバンドを構成するため重イオン核融合反応では励起されにくい。実際基底状態回転バンドと準ガンマバンド以外の低エネルギー低スピン集団運動準位は重イオン核融合反応を用いたインビーム γ 線分光ではまったく観測されていない。

この領域の原子核の中で低エネルギー低スピン準位の研究が最も進んでいるのはXeである。Xeでは $N=82$ の ^{136}Xe から中性子midshellを越えた $N=64$ の ^{118}Xe まで比較的詳しく測定されている。特に多くの 0^+ 準位が同定されていることが特徴である。Xeの偶-偶核の親核にあたるCsの奇-奇核の多くは 1^+ の基底状態を持ち、 0^+ 準位への強い β 遷移が起こるため、 β 崩壊核分光によって 0^+ 準位が強く観測される。Csはアルカリ金属のためイオン化効率が非常に高く、イオン源タイプのISOLによって非常に効率よくイオン化・質量分離することができる。従ってISOLを用いた短寿命核のオンライン実験においても測定のための強い線源を得ることができる。また $\text{Te}(^3\text{He}, n)\text{Xe}$ 反応を用いて二陽子移行反応による 0^+ 準位の同定もなされている [20]。 0^+ 準位以外では $\text{Te}(\alpha, xn)\text{Xe}$ 反応を用いたインビーム γ 線分光が行われている。この反応では重イオン核融合反応ほどの高スピン準位を励起することはできないが、比較的低いスピン値を持つ準位をほとんど無選択で励起できることから中間的なスピン値を持つ準位の観測に有効である。この反応によって ^{126}Xe の" $K=4$ "バンドが観測されている [17]。

一方Ba, Ceの低エネルギー低スピン準位の観測においてはXeとは大きく状況が異なる。まずXeターゲットの使用の困難さから (α, xn) 反応、 $(^3\text{He}, n)$ 反応を用いた実験は行われていない。安定核の $^{132,134}\text{Ba}$ では最近 (p, t) 反応による二中性子移行反応を用いて多くの 0^+ 準位が同定されたが [21]、それ以外の核種に関しては重イオン核融合反応を用いたインビーム γ 線分光と β 崩壊核分光に頼らざるを得ない。インビーム γ 線分光では、重イオン核融合反応によって生成された原子核のスピンが反応直後にはビーム軸に対して垂直な平面上に揃っているため、スピンの向きが揃った原子核から放射される γ 線に対する角度分布測定や角度相関測定から比較的容易に励起準位のスピンや γ 遷移の多重極度を決めることができる。そのような方法で基底状態バンド、準ガンマバンドの準位のスピン・パリティが同定されている。一方 β 崩壊核分光では、内部転換電子の測定や γ - γ 角度相関測定から準位のスピンやパリティ、 γ 遷移の多重極度を決めることができる。しかし線源強度が充分強くなければ準位のスピン値を一意的に決定できるほど精度の良いデータを得ることは難

しい。Ba, Ceの親核のLa, PrはXeの親核のCsのようにイオン化効率が低いのでISOLを用いたオンライン実験で十分な線源強度を得ることはかなり困難である。基底状態バンド, 準ガンマバンド以外の低エネルギー低スピン準位では 0_2^+ 準位と 2_3^+ 準位が β 崩壊核分光から観測されている。 2_3^+ 準位については γ 遷移の選択則からスピン・パリティが同定されているが、 0_2^+ 準位のスピンの同定に関しては実験的に不十分なデータが多い。またそれ以外の 0_3^+ 準位, "K=2", "K=4"バンドなどの低エネルギー低スピン集団運動準位を同定したという報告はない。

1-4 γ - γ 角度相関

β 崩壊核分光において準位のスピンを決める方法としては通常次の3つの方法が使われる。

- (1) β 崩壊の選択則と ft 値の関係
- (2) 内部転換電子の測定
- (3) γ - γ 角度相関測定

(1) は親核のスピンのパリティが判っている場合に β 崩壊の選択則と ft 値の経験的対応関係 [22] から娘核のスピンのパリティを推定する方法である。 ft 値は比較半減期と呼ばれ、 β 崩壊の禁止の度合の指標となる値であり、実験的には各準位への β 崩壊の部分半減期 (親核の β 崩壊半減期と β 線分岐比から求められる) と β 線最大エネルギーから求めることができる。基底準位への β 線分岐比の決定や β 線最大エネルギーの精度良い測定に関する実験的困難さはあるものの、比較的良く用いられる方法である。しかし安定核から遠く離れた不安定核の場合、偶-偶核以外は親核のスピンのパリティが判っていることは稀であり、また β 崩壊の選択則に対応する ft 値が広い分布を示すため、準位のスピンのパリティを一意的に決定できない場合が多い。

(2) は内部転換電子の測定から γ 遷移の内部転換係数 α_K や K/L 比を求め、その値から γ 遷移の多重極度を決定し準位のスピンのパリティを決める方法である。この方法は特に α_K が大きな値を示す低エネルギーの γ 遷移や $M2$, $E3$ 遷移などの多重極度の大きな遷移に対して有効である。一方 1 MeV 以上の高エネルギー γ 遷移に対する適用は困難となる。また α_K が近い値を取る場合の $M1$, $E2$ 遷移の区別やそれらの多重極度の混合比 δ の精度良い決定は難しい。一方 α_K は $E1$ 遷移と $M1$ 遷移のような反転性の違いによって大きく値が異なるため、パリティの決定に関しては非常に有効な方法である。また γ 線を放出しない $E0$ 遷移の観測には内部転換電子の測定は不可欠である。

(3) は2本のカスケード γ 線の放出方向の角度相関パターンから2本の γ 線の多重極度及び始状態、中間状態、終状態の3つの準位のスピンを決める方法である。原子核の角運動量の向きを Z 軸とすると、 γ 線の放射はその Z 軸に対して、光子の全角運動量と角運動量の Z 成分の大きさによって決まるある角度分布を示す。従ってスピンの向きの揃った原子核から放射される γ 線はその始状態と終状態のスピンの多重極度に依存するある角度分布を示す。通常 β 崩壊の測定に用いる線源ではそれに含まれる原子核のスピンの向きは揃っていないので、放出される γ 線は等方的な角度分布を示す。しかし等方的に放射されている γ 線のひとつをある方向で検出した場合、その γ 線を放出した原子核のスピンの向きはその放射方向に対してある程度非等方的な分布を示すことになる。したがってカスケードで放出される2本の γ 線の放出方向の角度相関は、その中間状態において原子核のスピンの向きが保存されていれば、2本の γ 線の多重極度及び始状態、中間状態、終状態の3つの準位のスピンの依存した非等方的な角度分布を示し、スピンの決定に使うことができる。一方 γ - γ 角度相関は反転性の違いには依らないためパリティの決定には使えない。

角度相関関数 $W(\theta)$ は通常次のように表される。

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta) \quad (1.5)$$

ここで θ は2本の γ 線の放出方向のなす角度, A_2, A_4 は角度相関係数, $P_2(\cos \theta), P_4(\cos \theta)$ はルジャンドル多項式である。実験で得られた角度相関パターンをこの式を用いて最小自乗フィッティングして A_2, A_4 の値を求め、それらの理論値と比較することでスピンや多重極度を決定する [23, 24]。始状態, 中間状態, 終状態の準位のスピンをそれぞれ I_1, I_2, I_3 とし、2本の γ 線の多重極度を L_1, L_2 として、 γ 線カスケードを $I_1(L_1)I_2(L_2)I_3$ と表す。偶-偶核でよく観測される $I_1(L_1)2(2)0$ の角度相関パターンの理論値をFig. 1-3に示す。通常観測される γ 線の多重極度は1と2だけなのでここでは1と2の場合を示したが、しばしばE2とM1のように2つの多重極度が混合する場合がある。この混合比 δ は γ 線放射の行列要素を用いて

$$\delta = \frac{\langle f | L+1 | i \rangle}{\langle f | L | i \rangle} \quad (1.6)$$

と定義され、 δ^2 が2つの多重極放射強度の比となる。 δ の違いによって A_2, A_4 の理論値はFig. 1-4のように変化し、これらの理論値との比較から δ の値を求めることができる。 δ は内部転換電子の測定からも決めることができるが、角度相関測定による方が低エネルギー領域を除いては通常精度が高い。

短寿命核をISOLを用いてオンライン質量分離し崩壊核分光実験を行う場合、(1), (2)の方法は良く行われるが、(3)の γ - γ 角度相関測定はその効率の低さ故にあまり行われていない。内部転換電子の測定はSi(Li)検出器を用いることで比較的簡単に効率よく測定できる。しかし γ - γ 角度相関測定の場合、線源-検出器間距離をだいたい5 cm以上離して同時計数測定をしなければならず、また数点の角度に対して測定を行わなければならないので効率は非常に悪い。更に $\pm 10\%$ 程度の角度相関の非等方性を測定しなければならないため、十分な統計量を必要とする。短寿命核のオンライン測定の場合、線源強度は弱く測定時間も限られるのでスピンや多重極度を決定できるほどの十分な統計量を得ることは難しい。

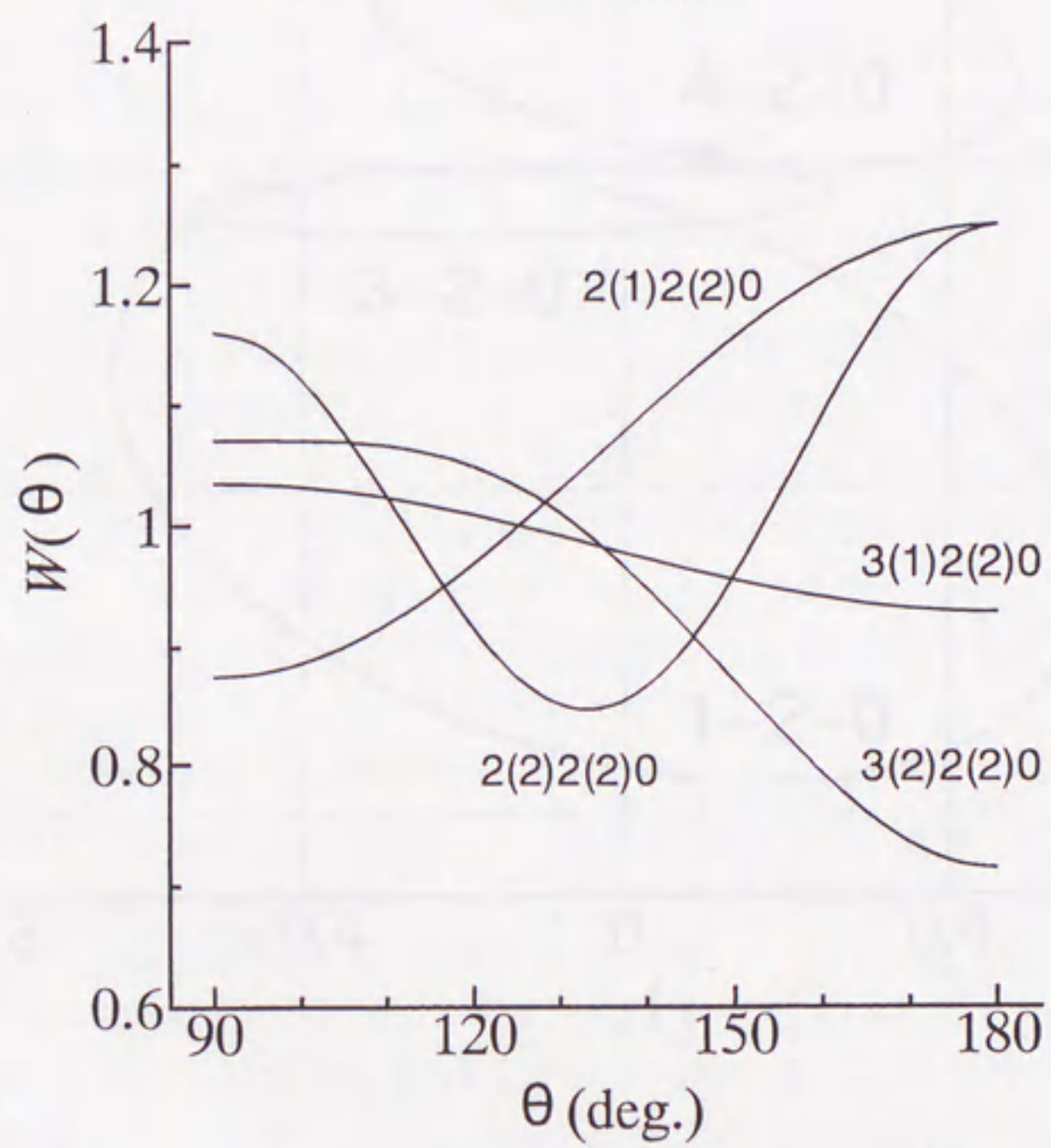
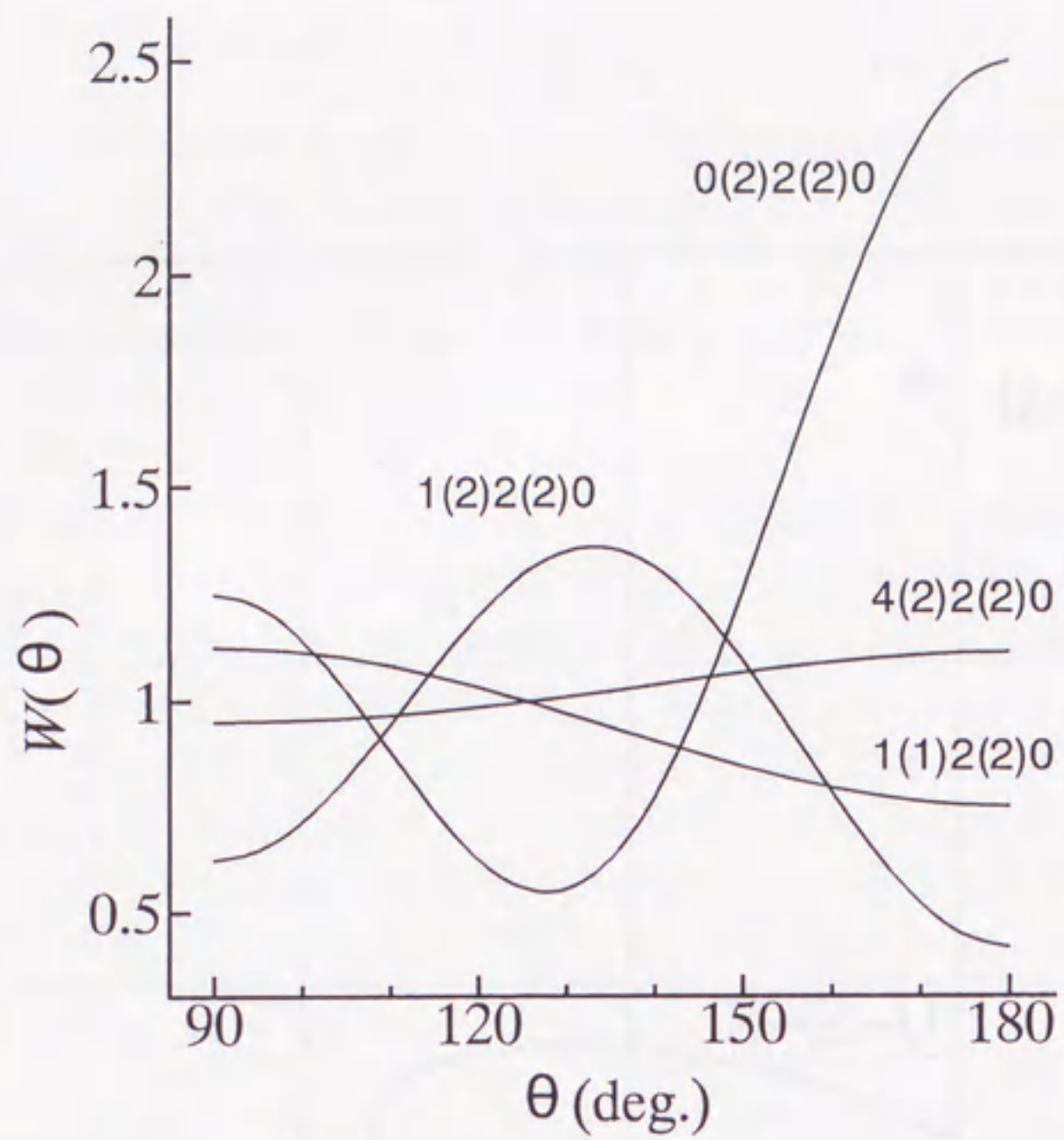


Fig. 1-3. Examples of γ - γ angular correlations for $I_1(L_1)2(2)0$ cascades.

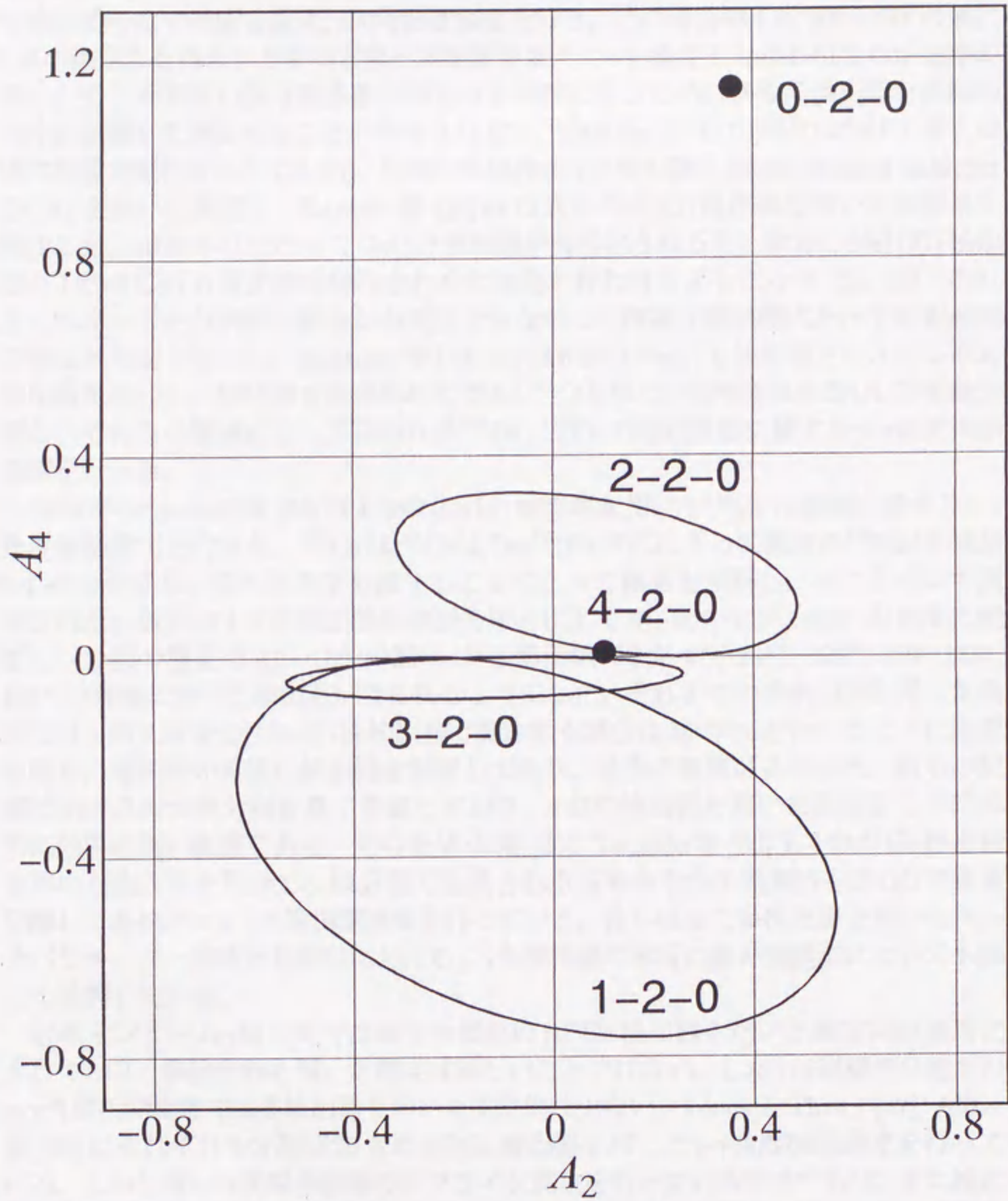


Fig. 1-4. Parametric plots of angular correlation coefficients A_2 and A_4 for $I_1(L_1)2(2)0$ cascades.

1-5 多検出器を用いた γ - γ 角度相関測定

最も一般的な角度相関の測定法は、2台の検出器を用いた方法である。一方の検出器を線源に対して固定し、もう一方の検出器を線源の回りに動かすことで線源と2台の検出器のなす角度を変え、同時計数測定を行う。この場合例えば $90^\circ \sim 180^\circ$ の間に6点の測定点を得ようとする検出器配置を変えて6回測定しなければならず効率が悪い。そこで角度の異なる多数の測定点を同時に得るために多数の検出器を線源の回りに配置して測定することが考案され [25]、1960年代から70年代にかけて多くの研究施設で製作された [26-33]。初期の頃はNaI(Tl)検出器とsingle channel analyzer (SCA)を用いた測定で、Hayashi等 [26]は12台のNaI(Tl)検出器を用いた測定系を製作した。1970年代になってGe(Li)検出器が実用化されると、数台のNaI(Tl)検出器と1台のGe(Li)検出器を組み合わせた測定が行われるようになり [31, 32]、それまでエネルギー分解能の悪さから測定できなかった複雑な崩壊様式を示す短寿命核の測定が可能となった。Basinger等 [32, 33]は6台のNaI(Tl)検出器と1台のGe(Li)検出器を用いて、核分裂で生成された ^{138}Xe , ^{142}Xe などの短寿命核をISOLで質量分離し、それらの崩壊によって得られる ^{138}Ba , ^{142}Ce の励起準位に関する γ - γ 角度相関測定を行った。

1969年Schneider等 [34]は4台のGe(Li)検出器を用いて ^{128}Cs の崩壊に関する γ - γ 角度相関測定を行った。 ^{128}Cs は $^{133}\text{Cs}(d, 7n)^{128}\text{Ba}$ 反応によって親核の ^{128}Ba (半減期2.4 d)を生成し、それを化学分離することによって線源を作製し、オフラインで測定された。彼らは4台の検出器を線源を中心にして 0° , 90° , 165° , 300° の角度に配置し、一回の測定で $90^\circ \sim 180^\circ$ の間に 15° の等間隔で6点 90° , 105° , 120° , 135° , 150° , 165° の角度に対する測定点を得られるようにした。それまでの多検出器を用いた測定では、例えば8台のNaI(Tl)検出器で測定する場合は 45° ずつといったように線源の回りに等間隔の角度に検出器を配置しており、角度の重複が多かった。彼らの配置は測定点の角度分布を良く考慮しており、4台の検出器を用いた測定としては非常に効率の良い配置である。その後Wolf等 [35], Yamada等 [36]も4台のGe検出器を用いた測定系を製作し、核分裂で生成される短寿命中性子過剰核をISOLで質量分離して系統的に γ - γ 角度相関測定を行っている。彼らはまた多検出器を用いたマルチパラメーター同時計数測定における γ - γ 角度相関の解析の際の問題点についても詳しく検討している。

近年インビーム γ 線分光では数十台規模のHPGe検出器を用いた測定系が実用化されており、多検出器を用いた測定は珍しいことではない。しかし β 崩壊核分光での γ - γ 角度相関測定では多検出器を用いた測定例は少ない。VénosとThustý [37], Alfter等 [38]はそれぞれ7台及び20台のHPGe検出器を用いた γ - γ 角度相関測定を行っている。しかし彼らは長寿命核種のオフライン測定を行っているだけであり、また検出器の配置も線源の回りに等間隔の角度に置いており、得られる角度は少ない。Kirch等 [39]は6台のコンプトン抑止BGO検出器付きHPGe検出器を用いて質量数130近傍の中性子欠損核の γ - γ 角度相関測定を行っているが、彼らの測定では 90° と 180° の2点の角度に対する測定点しか得られず、効果的な配置とは言い難い。 γ - γ 角度相関測定はたとえ多検出器を用いたとしても十分な効率が得られるわけではなく、ISOLを用

いた短寿命核のオンライン実験において多数のGe検出器を用いて γ - γ 角度相関測定を行ったのはWolf等 [35] と Yamada 等 [36] による原子炉付設のTRISTAN-ISOL [40] 及びKUR-ISOL [41] を用いた実験のみである。特に線源強度が弱くマシンタイムの制約が大きい加速器付設のISOLにおいて多数のGe検出器を用いて γ - γ 角度相関測定を行ったという報告例はない。

多検出器を用いた γ - γ 角度相関測定の利点のもう一つは、同じ線源を同時に測定するため測定時間や線源強度の補正がいらぬことである。しかし一方多検出器を用いた測定の場合各々の測定点について測定する検出器が異なるため、異なる検出器間の検出効率の違いや異なる検出器ペア間の同時計数効率の違いを規格化しなければならない。通常検出効率の規格化は同時に測定されたシングルスペクトルの中の注目する γ 線ピークのカウントを用いてなされる。この場合検出器の検出効率だけでなく、パイルアップロスやAnalog-to-Digital Converter (ADC) の不感時間さらにはそれらの測定中における変動、線源位置のわずかなずれなども同時に補正できる。また Constant Fraction Discriminator (CFD) の出力でゲートをかけたシングルスペクトルを取れば、CFDの効率も補正される。しかしシングルスペクトルによる規格化は異なる検出器間の検出効率の違いは補正できるが、異なる検出器ペア間の同時計数効率の違いは補正できない。通常特性の似た検出器を用いた測定では同時計数効率の違いは無視できるほど小さいので問題にならないが、特性の大きく異なる検出器を用いた測定では問題となる。Yamada 等 [36] は特性の大きく異なる検出器を用いた測定ではシングルスペクトルによる規格化だけでは解析できないことを報告しており、その解析のために配置を変えて2回測定して同時計数効率の違いを打ち消す方法を提案している。Yamada 等の方法は同時計数効率の違いを打ち消す方法としては非常に優れているが、2回測定しなければならないため線源強度が弱く測定時間の限られる短寿命核のオンライン実験では大きな制約となる。従って多検出器を用いた γ - γ 角度相関測定を行う場合、できる限り特性の似通った検出器を使用し回路系の構成や解析方法を充分検討して各検出器ペア間の同時計数効率の違いができる限り現れないようにしなければならない。あるいは1回の測定で同時計数効率の違いを補正できる新しい解析方法を開発する必要がある。

1-6 研究の目的

最近日本原子力研究所高崎研究所にイオン照射研究施設 (Takasaki Ion Accelerators for Advanced Radiation Application: TIARA) が建設され、その中にAVFサイクロトロン ($K=110$ MeV) 及びそれに付設されたオンライン同位体分離装置 TIARA-ISOL が設置された。サイクロトロンからの強力な ^{36}Ar ビームにより安定核から遠く離れた短寿命中性子欠損核を生成できるようになり、特に質量数130近傍のLa, Ce, Prの同位体を効率よく生成しISOLで質量分離できるようになった。本研究では、TIARA-ISOLを用いて質量数130近傍の中性子欠損核の低エネルギー低スピン集団運動準位の性質を調べ、ガンマ不安定核から軸対称変形核への遷移過程における集団運動準位の性質の変化を明らかにすることを目的とする。遷移過程を明らかにすることで、これまで必ずしもその性質が明らかでなかったガンマ不安定核の性質について新しい知見が得られると期待される。特に実験データが少なくその性質の良く判っていない 0^+ 準位の結果に注目し、その性質やエネルギーの系統性を議論する。この目的のために、実験では β 崩壊核分光の手法を使って低スピン準位を選択的に測定し、準位のスピンを同定するために γ - γ 角度相関測定を行う。

TIARA-ISOLで得られる質量数130近傍の短寿命中性子欠損核の強度は最大 10^4 n/s程度であり、一回のマシントイムも3-4日程度である。このような弱い線源強度と限られたマシントイムで γ - γ 角度相関測定を行うために、5台のHPGe検出器を用いた効率の良い γ - γ 角度相関測定システムを設計・製作する。5台のHPGe検出器を用いた γ - γ 角度相関測定はこれまで報告例はない。唯一Hamilton [42]により検出器の配置についての検討がなされたのみである。しかしHamiltonの提案した配置は、測定点の角度分布に偏りがあり、角度の重複する測定点も多く、あまり良い配置とは言えない。 $90^\circ\sim 180^\circ$ の間にできる限り均等に測定点を得られるような5台の検出器の配置を考案する。解析に関しては、 γ - γ 同時計数値をシングルスペクトルで規格化できるように検出器や回路系の構成を検討し、 ^{152}Eu 線源を用いたオフライン実験で正しく規格化できているか評価する。またシングルスペクトルによる規格化法とは別に、新しい解析方法として特性X線を用いた規格化の方法を開発し、実験によりこの方法の有効性を評価する。

論文の構成は、第2章で5台のHPGe検出器を用いた γ - γ 角度相関測定システムの設計・製作、解析方法について記述し、オフライン及びオンライン実験によって結果の信頼性を評価する。第3章ではTIARA-ISOLを用いて短寿命中性子欠損核の γ - γ 角度相関測定を行い、特に低エネルギー 0^+ 準位の系統性を明らかにし、それらのガンマ不安定核から軸対称変形核への遷移過程における性質の変化を議論する。第4章では今後の展開として、この領域の更に不安定な核種の測定について、また今後研究の進展が期待される中性子過剰核の測定に関してISOLの開発と関連して記述する。最後に第5章でまとめる。

第2章

5台のHPGe検出器を用いた γ - γ 角度相関測定

2-1 装置の設計

2-1-1 検出器の配置と形状

5台のHPGe検出器を用いて γ - γ 角度相関測定をする場合、10組の検出器ペアが得られ、1回の測定で最大10点の角度に対する測定点が同時に得られる。できる限り効率良く測定するためには、次の2つの条件及び1つの制約条件を考慮して検出器の配置を決定しなければならない。

- 1) 測定点を $90^\circ \sim 180^\circ$ の間にできる限り均等に広く分布させる。
- 2) 検出効率を上げるためできる限り線源-検出器間距離を小さくする。

制約条件としては、検出器のサイズとそれに起因する隣り合う2台の検出器間の最小角度がある。線源-検出器間距離を小さくすると隣り合う検出器同士がぶつかり合い、2台の検出器間の最小角度を小さくできなくなる。それは検出器の配置を決める際の制約になる。従って、測定点の角度分布、線源-検出器間距離、2台の検出器間の最小角度の3つの条件を総合的に検討して検出器の配置を決定し、検出器の形状を設計した。

5台のHPGe検出器はFig. 2-1のように、線源に対して $0^\circ, 60^\circ, 150^\circ, 200^\circ, 250^\circ$ の位置に配置した。これによって $90^\circ, 100^\circ, 110^\circ, 120^\circ, 130^\circ, 130^\circ, 140^\circ, 150^\circ, 160^\circ, 170^\circ$ の10点の角度に対する測定点が同時に得られる。 130° に2点重なるものの、 $90^\circ \sim 180^\circ$ の間に 10° の等間隔で9点の測定点を分布させることができた。2台の検出器間の最小角度は 50° とした。この場合 50° より小さい角度は、対称となる 130° より大きい角度で作らなければならない。5台の検出器では、Fig. 2-2から判るような角度は4点しか作ることができない。(検出器を立体的に配置すれば最大5点作るとは可能だが、この場合測定点の角度分布がひどく偏るため実用性はない。)同様に 155° より大きい角度は2点しか作ることができない。今回設計した検出器の配置では、 130° より大きい角度に4点、 155° より大きい角度に2点の測定点を 10° の等間隔で分布させており、2台の検出器間の最小角度 50° の場合のほぼ最適に近い配置と言える。

線源-検出器間距離は60 mmとした。これは2台の検出器間の最小角度 50° と、検出器のエンドキャップのサイズと形状との兼ね合いで決めた。標準的なHPGe検出

Table 2-1. Crystal size and characteristics of five HPGe detectors.

Detector number	Bias voltage [V]	Relative efficiency [%]	Ge crystal size		Window to Ge crystal [mm]	FWHM at 1332 keV [keV]
			Diameter [mm]	Length [mm]		
1	-3000	32.6	55.6	61.9	7.0	1.80
2	-3500	32.7	54.2	65.8	5.5	1.83
3	-3000	28.9	53.4	58.4	5.6	1.82
4	-3000	28.0	53.5	61.3	5.0	1.85
5	-3500	27.5	52.5	58.2	6.5	1.79

器のエンドキャップのサイズは直径70 mmである。しかしこれでは最小角度50°の場合線源-検出器間距離は75 mmより小さくすることができない。そこでエンドキャップの角をFig. 2-3のように加工して、60 mmまで近づけられるようにした。エンドキャップ内部のGe結晶の大きさがだいたい直径55 mmなので、ほぼぎりぎりの形状である。鉛コリメータと γ 線源を用いて実測したGe結晶のサイズとエンドキャップ表面から結晶までの距離をTable 2-1に示す。その他の検出器の特性も合わせて示す。検出器はn型同軸円筒形HPGe検出器(ORTEC GAMMA-X)で、相対検出効率は33%, 33%, 29%, 28%, 28%, 印加電圧は-3000~3500 Vで、ほぼ特性の揃った検出器を揃えることができた。エンドキャップは1 mm厚のアルミ製であるが、20 keV以上の γ 線は問題なく測定できる。

線源-検出器間距離を小さくした場合の問題点としては、線源に対して検出器の張る立体角が大きくなり測定される角度相関が鈍ること、検出器をぎりぎりまで近づけるため2台の検出器の間に散乱 γ 線の入射を防ぐための遮蔽を挿入できなくなること、が挙げられる。これらについては2-2節で検討する。

2-1-2 回路系

測定のための回路系はWolf等 [35] と Yamada等 [36] の用いたものとほぼ同じである。回路図をFig. 2-4に示す。10組の検出器ペアからの同時時間情報を1台のTime-to-Amplitude Converter (TAC) で記録するために、Combination Trigger (CT) と名付けた特別に設計された回路を使用した。5台の検出器からのプリアンプ出力は、Timing Filter Amplifier (TFA), CFDによって時間分解能の良いパルスに変換され、Gate and Delay Generator (GDG) でほぼ同じタイミングになるよう調整された後CTに入力される。CTでは、5つの入力パルスのうち最も早く入力されたパルスをTACのスタートパルスとして出力し、2番目に入力されたパルスをストップパルスとして出力する。従ってTACのスペクトルは、通常のスเปクトルを中心から折り重ねたような形になる。またCT内のDelayを微調整して、10組の検出器ペアすべてについてTACの即時ピークが同じ位置にくるようにした。このシステムで測定されたTACのスペクトルの一例をFig. 2-5に示す。Wolf等, Yamada等はCTへの各入

カパルスにそれぞれ異なる長さのDelayをかけて、TACのスペクトルを普通の形で取れるように工夫している。本研究で採用した方法では、彼らの方法に比べて時間分解能が多少悪くなる可能性はあるものの、実用上の問題は特に生じない。むしろこの方法の方が、CTへの入力に対して検出器毎に優先度を付けることがないのでCT内で同時計数効率の違いが生じる可能性を減らすことができる。またTACの即時ピークの時間分布が実質的に半分になり、TACの出力タイミングの時間分布も小さくなることから、その後のデータ収集系でのタイミング調整がしやすくなる。このことも同時計数効率の違いが生じる可能性を減らすことに繋がる。

CFDは低エネルギー領域での検出効率を低下させないようにslow-rise-time reject (SRT) モードは使用しないことにした。その代わり時間分解能は悪くなり、TACのスペクトルの即時ピークに懸けるゲートの時間幅は約300 ns(通常のTACのスペクトルに換算すると約600 ns) になった。CFDの効率は20-25 keV以上のエネルギー領域では100%であり、 $Z > 50$ の核種のKX線は充分測定できる。またこのエネルギー領域ではCFDの効率のエネルギー依存性はない。従って、通常はCFDの効率を測定するためにCFDの出力でLinear Amplifier (LA) の出力パルスにゲートを懸けてシングルス測定を行うが、本研究ではゲートを懸けずに測定している。

5台の検出器のLAからのアナログ信号とTACのアナログ出力は6台のADCで4096あるいは8192 chのデジタル信号に変換され、シングルス測定のための6台のMultichannel Analyzer (MCA) 及び同時計数測定のためのデータ収集系LN-9000マルチパラメータMCA (Laboratory Equipment Corporation) の両方に送られる。シングルス測定と同時計数測定で同じADCを使用しているため、2つの測定に於いてADCの不感時間は等しく、シングルススペクトルを用いて同時計数値を規格化する場合にはADCの不感時間の違いは自動的に補正される。LN-9000では、TACのADCを含む3台以上のADCに $\pm 1.6 \mu\text{s}$ 以内にデータが記録されたときに、それらの事象を同時計数事象としてリストモードで記録する。リストデータはSun/SPARC10ワークステーションによって一旦ハードディスクに記録された後、8 mmテープに記録される。

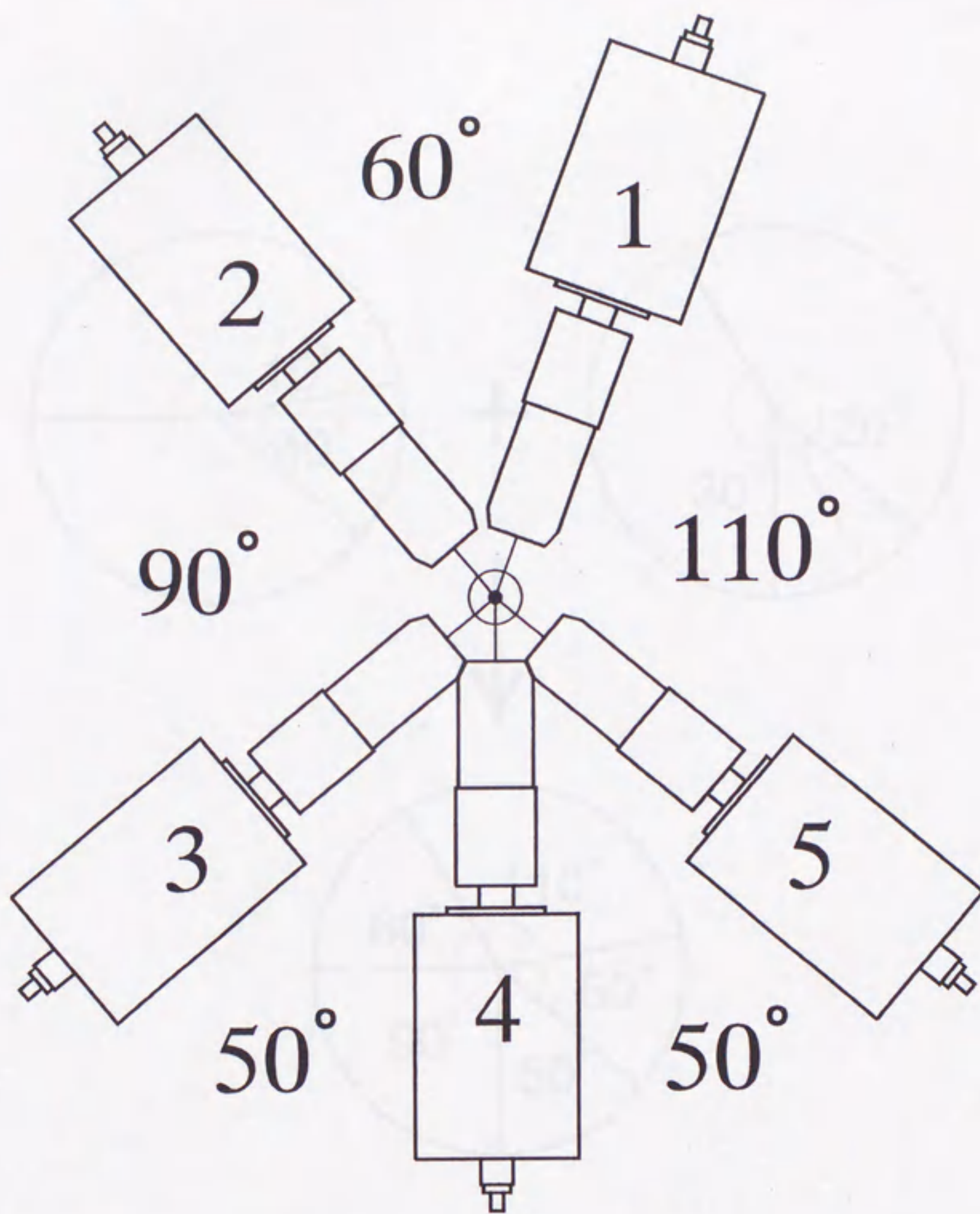


Fig. 2-1. Configuration of five HPGe detectors for γ - γ angular correlation measurements.

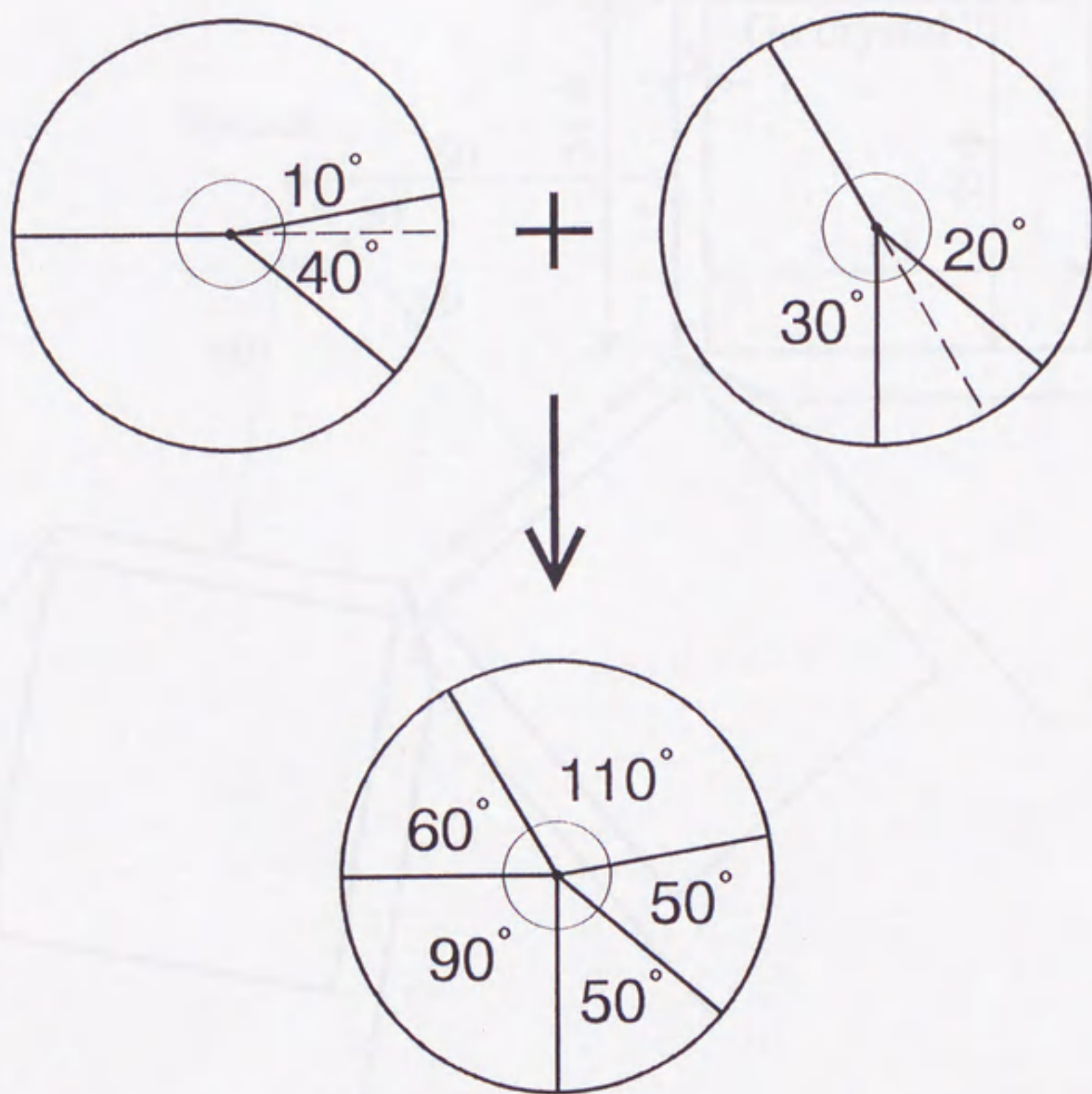


Fig. 2-2. Detector configuration to make angles smaller than 50° .

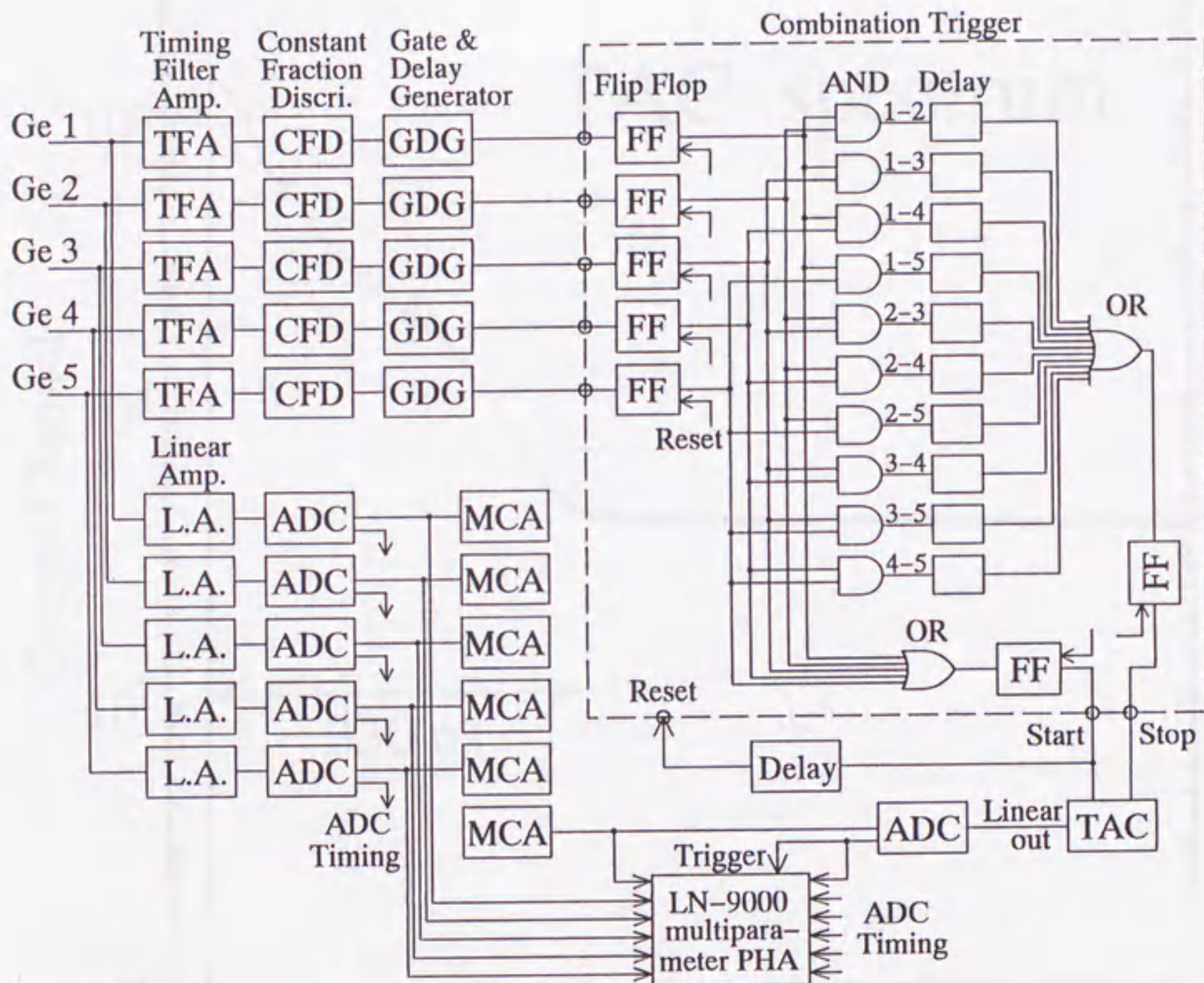


Fig. 2-4. Block diagram of the electronic system for the five-detector system.

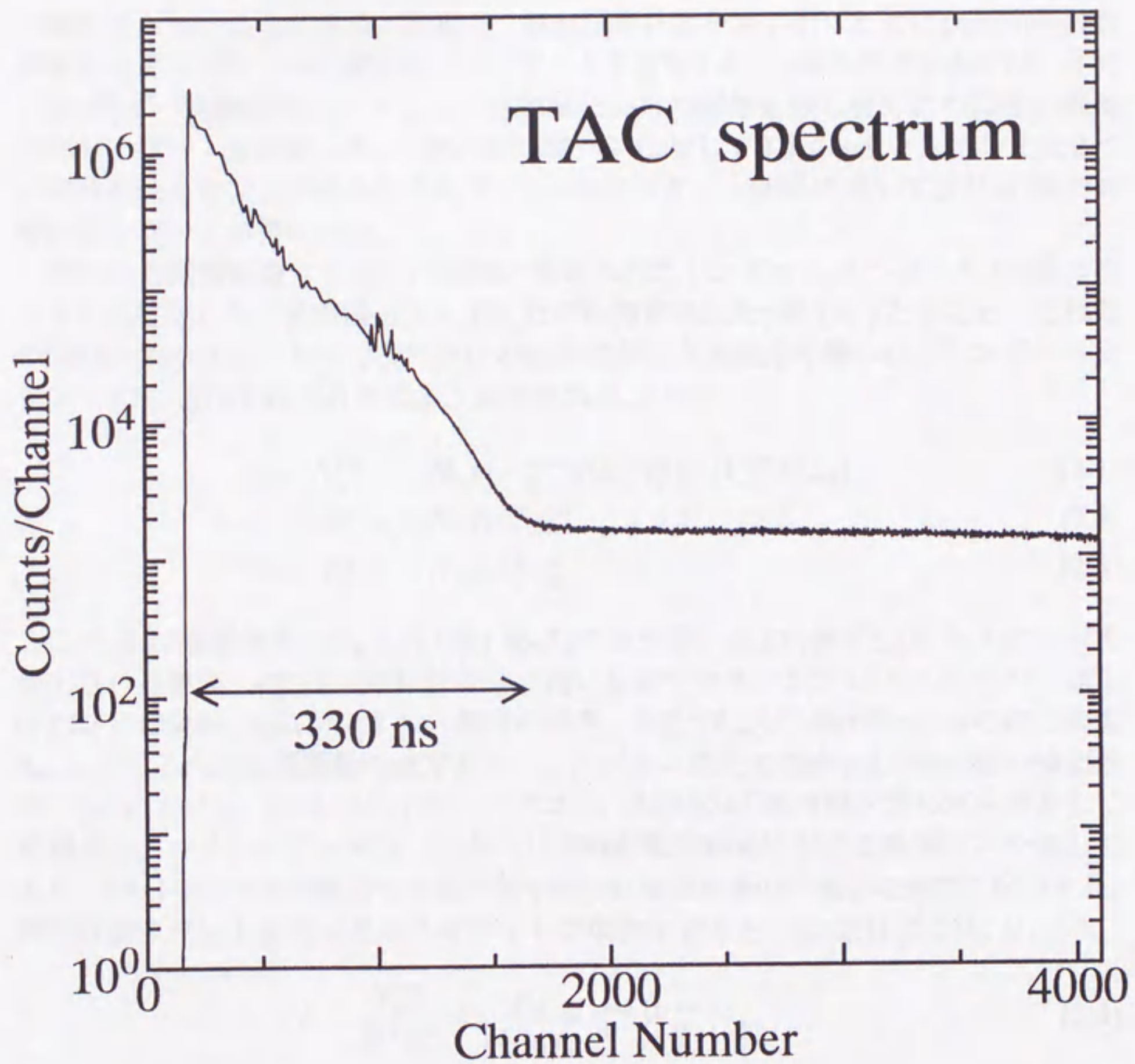


Fig. 2-5. A typical time spectrum for the present five-detector system, which includes all timing information for ten detector-combinations. Prompt peaks for the ten detector-combinations are located at the same position by adjusting the delay time of stop pulses.

2-2 解析

2-2-1 γ - γ 同時計数値の規格化

リストデータは測定終了後オフラインで解析した。 γ - γ 同時計数カウントは、 γ - γ - τ の3次元のデータのTACと一方の γ 線のスペクトルにゲートを設定して得られるゲートスペクトル中の γ 線のカウントから得た。TACへのゲートは、即時事象のピークの裾を切らないように広めに設定し、偶然同時計数を差し引くために偶然同時計数事象を示すスペクトルの連続部分にもゲートを設定した。 γ 線スペクトルには、注目する γ 線ピーク部分と、コンプトン連続部分からの寄与を差し引くためにその両側の部分にゲートを設定した。1組の検出器ペアに対して2本の γ 線を入れ替えた2つの同時計数カウントが得られるので、1つのカスケード関係に対して合計20個の同時計数カウントが得られる。

得られた同時計数カウントは同時に測定されたシングルススペクトルの γ 線カウントで規格化した。検出器 m と n でそれぞれ測定された γ 線を i, j とすると、それらの同時計数カウント N_{ij}^{mn} 及びCFDの出力でゲートを懸けて得られたシングルスカウント S_i^m, S_j^n はそれぞれ次のように表される。

$$N_{ij}^{mn} = N_0 p_{ij} \epsilon_{ij}^{mn} c_i^m \eta_i^m c_j^n \eta_j^n W_{ij}^{mn}(\theta_{mn}) \quad (2.1)$$

$$S_i^m = N_0 p_i c_i^m \eta_i^m \quad (2.2)$$

$$S_j^n = N_0 p_j c_j^n \eta_j^n \quad (2.3)$$

ここで N_0 は線源強度、 p_i, p_j は γ 線 i 及び j の放出率、 p_{ij} は γ 線 i と j がカスケードで放出される確率、 ϵ_{ij}^{mn} は同時計数効率の違いを表すコインシデンスファクター [36]、 c はCFDの効率、 η はシングルス測定の効率、 $W_{ij}^{mn}(\theta_{mn})$ は検出器 m, n の作る角度 θ_{mn} における角度相関関数の値である。シングルス測定の効率 η は、検出器の検出効率、LAにおけるパルスのパイルアップロス、ADCの不感時間を含んだものとして定義する。コインシデンスファクターは同時計数回路系における計数ロスを表しており、TACやデータ収集系の不感時間や同時計数回路系の不適切な調整に起因する。同時計数カウントをシングルスカウントで規格化すると、式(2.1)-(2.3)より、

$$\frac{N_{ij}^{mn}}{S_i^m S_j^n} = \frac{p_{ij}}{N_0 p_i p_j} \epsilon_{ij}^{mn} W_{ij}^{mn}(\theta_{mn}) \quad (2.4)$$

となり、シングルス測定の効率及びCFDの効率は消すことができるが、同時計数効率の違いは残る。通常、特性の似通った検出器を使い、適切に回路調整を行えば、同時計数効率の違いは無視できる程度に小さいので、 ϵ_{ij}^{mn} は検出器ペア(m, n)の違いに依らず一定とみなされる。従って $p_{ij}/(N_0 p_i p_j) \cdot \epsilon_{ij}^{mn} = const.$ となり、式(2.4)は次のように表され、最小自乗法によって角度相関係数 A_2, A_4 が求められる。

$$\frac{N_{ij}^{mn}}{S_i^m S_j^n} = A_0 [1 + Q_2^m(i) Q_2^n(j) A_2 P_2(\cos \theta_{mn}) + Q_4^m(i) Q_4^n(j) A_4 P_4(\cos \theta_{mn})] \quad (2.5)$$

ここで A_0, A_2, A_4 はフィッティング係数, Q_2, Q_4 は検出器の有限立体角補正係数である。

これがシングルススペクトルを用いて同時計数値を規格化する方法の原理で、一般的に使われている方法であるが、厳密には $\epsilon_{ij}^{mn} = \text{const.}$ の条件の時にのみ成り立つ方法であり、実際に解析に使用する際には ϵ_{ij}^{mn} の違いが結果に及ぼす影響が無視できる程度のものであるかどうか評価する必要がある。

2-2-2 検出器の有限立体角の影響

検出器の有限立体角補正係数 Q_2, Q_4 は Rose [24] に従って次のように表される。

$$\begin{aligned} Q_\nu(E_\gamma) &= J_\nu(E_\gamma) / J_0(E_\gamma) \\ J_\nu(E_\gamma) &= \int_0^\alpha \epsilon(E_\gamma, \beta) P_\nu(\cos \beta) \sin \beta d\beta \end{aligned} \quad (2.6)$$

ここで E_γ は γ 線エネルギー, β は検出器の中心軸方向を 0° としたときの γ 線の検出器への入射角度, α は入射角度 β の最大角度, $\epsilon(E_\gamma, \beta)$ は γ 線エネルギー E_γ , 検出器への入射角度 β に対する γ 線の検出効率である。従って $\epsilon(E_\gamma, \beta)$ を β の関数として求めることができれば補正係数 Q_2, Q_4 を求めることができる。 Q_2, Q_4 の値の誤差は直接 A_2, A_4 の誤差に影響するのでできる限り正確に求めることが重要である。本研究ではコリメートソース法 [43] によって $\epsilon(E_\gamma, \beta)$ を実測し、 Q_2, Q_4 を求めた。

コリメートソース法は、鉛コリメータを用いて線源からの γ 線をビーム状に整形し、それを入射角度 β で検出器に入射して γ 線の検出効率を測定し、 β の関数として $\epsilon(E_\gamma, \beta)$ を求める方法である。150 mm 厚、穴径 2 mm の鉛コリメータを製作し、Fig. 2-6 のように検出器から 60 mm の線源位置を支点としてコリメータの角度を振って測定した。 γ 線源は $^{152}\text{Eu}, ^{133}\text{Ba}, ^{241}\text{Am}$ の3種類を用い、異なる γ 線エネルギーに対する $\epsilon(E_\gamma, \beta)$ の値を求めた。Fig. 2-7 に得られた $\epsilon(E_\gamma, \beta)$ の入射角度依存性を示す。これらの結果から式 (2.6) を用いて5台の検出器に対する Q_2, Q_4 のエネルギー依存曲線を作成した。Fig. 2-8, 2-9 にそれらの結果を示す。 Q_2, Q_4 の値の誤差はそれぞれ $\pm 0.2\%$, $\pm 0.5\%$ と見積もった。

ここで、線源-検出器間距離を小さくしたときの統計誤差の減少と角度相関の鈍りの増大との相関関係について考察する。線源-検出器間距離を小さくすると検出効率が増大し同時計数カウントの統計誤差が減少するため、この一面では γ - γ 角度相関の測定条件としては有利に作用する。反面、線源-検出器間距離を小さくすると検出器の張る立体角が大きくなり測定される角度相関が鈍ってくる。これらの相関関係から線源-検出器間距離の最適値を見積もることができる。

ある線源-検出器間距離 x で測定される γ - γ 同時計数カウントを $N(x)$ とする。この同時計数カウント $N(x)$ は角度相関が等方的である場合に測定されるカウントとして定義する。この同時計数カウントの誤差を $\sigma_N(x)$ とすれば、同時計数カウントの相対誤差 $\sigma_N(x)/N(x)$ は線源-検出器間距離 x が小さくなるにつれて小さくなる。一方この γ - γ カスケードに対して線源-検出器間距離 x で測定される角度相関関数の最大値と最小値をそれぞれ $W_{\max}(x), W_{\min}(x)$ と表すとすると、測定される角度相関

の非等方性の割合は

$$\frac{N(x)W_{max}(x) - N(x)W_{min}(x)}{N(x)} = W_{max}(x) - W_{min}(x) \quad (2.7)$$

となり、この値も線源-検出器間距離 x が小さくなるにつれて小さくなる。従ってこれらの値の比

$$R = \frac{\sigma_N(x) / N(x)}{W_{max}(x) - W_{min}(x)} \quad (2.8)$$

が最小値を取る距離が γ - γ 角度相関測定の最適距離となる。簡単のために2台の検出器は同じ検出効率を持つものとし、測定する2本のカスケード γ 線のエネルギーも等しいとする。 $N(x)$ は同時計数カウントなので1台の検出器の検出効率の2乗に比例し、 $\sigma_N(x)$ は統計誤差のみを考慮すれば $\sqrt{N(x)}$ となる。従って $\sigma_N(x)/N(x)$ は1台の検出器の検出効率の逆数に比例する。検出器の検出効率及び Q_2, Q_4 の距離依存性をそれぞれ $\eta(x), Q_2(x), Q_4(x)$ と表し、 $W(\theta)$ が最大値、最小値を取る角度をそれぞれ θ, θ' (これらも x の関数) とすれば、式(2.8)は次のように表される。

$$R = \frac{1}{\eta(x) \{ A_2 Q_2(x)^2 [P_2(\cos \theta) - P_2(\cos \theta')] + A_4 Q_4(x)^2 [P_4(\cos \theta) - P_4(\cos \theta')] \}} \quad (2.9)$$

(ここで $W_{max}(x), W_{min}(x)$ の定義から分母は常に正であるが、 A_2, A_4 の符号は必ずしも正とは限らないことに注意。) ある γ 線エネルギーに対する線源-検出器間距離 x と検出効率の関係は、Table 2-1のNo. 5の検出器に対して実測した。線源-検出器間距離 x に対する Q_2, Q_4 のエネルギー依存曲線は、Roseの全吸収係数法 [24] を基にコンプトン散乱からの全エネルギー吸収事象への寄与の割合を考慮して、同じくNo. 5の検出器に対して計算した。計算によって得られた Q_2, Q_4 のエネルギー依存曲線をFig. 2-10に示し、距離60 mmで実測された値と比較した。距離60 mmに対する計算値はエネルギーの高い領域と低い領域で実験値より小さめの値になっているが、200-500 keVの領域の絶対値は良く合っており、最適距離の見積もりの計算には充分使用できる。これらの検出効率と Q_2, Q_4 の値を使用し、異なる角度相関パターンに対して計算された R の距離依存曲線をFig. 2-11に示す。Fig. 2-10から判るように Q_2, Q_4 の距離依存性では Q_4 の方が大きな変化を示す。故に Q_2 の値が小さく Q_4 の値が大きい場合に角度相関の鈍りの効果が大きく現れ、逆に Q_2 の値が大きく Q_4 の値が小さいときは距離を近づけても角度相関の鈍りの効果はあまり現れず検出効率の増大による統計誤差減少の効果の方が大きく現れる。Fig. 2-11では Q_4 の値が大きい3つの典型的な角度相関パターンと Q_4 の値が小さい1つのパターンについての計算結果を示したが、これらの計算結果を見る限り、どのような角度相関パターンに対しても線源-検出器間距離40 mm程度までは距離を近づけた方が有利であると結論できる。

2-2-3 偶然同時計数の影響

偶然同時計数カウントはTACのスペクトルの連続部分にゲートを設定することで求められる。それをTACの即時ピークにゲートを設定して得られたスペクトルの

カウントから引き去ることで、真の同時計数事象のみのカウントを求めることができる。従ってこのようにして偶然同時計数事象を引き去っておけば原理的には偶然同時計数が角度相関測定の結果に影響を及ぼすことはないが、この影響の度合いを見積もった。

本研究で測定対象とする質量分離された短寿命核種の線源強度は強くはないので、TACの即時ピークに設定したゲートに含まれる偶然同時計数事象の割合は、真の同時計数事象に対して高々2%程度である。偶然同時計数カウントはTACのスペクトルの連続部分にゲートを設定して得られるが、連続部分のカウントはTACのスペクトルの全領域で一定であるわけではなく緩やかな時間依存曲線を示すので、その見積もりからある程度の誤差が生じる。しかしその偶然同時計数カウントの誤差は大きく見積もっても±10%を越えることはないと思われるので、真の同時計数カウントに対する偶然同時計数カウントの誤差は大きく見積もっても±0.2%以下である。偶然同時計数事象は等方的な角度相関を示すので、偶然同時計数が角度相関係数の値に及ぼす影響は次の式のように表される。

$$A_0 [1 + Q_2^m Q_2^n A_2 P_2(\cos \theta_{mn}) + Q_4^m Q_4^n A_4 P_4(\cos \theta_{mn})] + r A_0$$

$$= A_0 (1 + r) [1 + Q_2^m Q_2^n \frac{A_2}{1+r} P_2(\cos \theta_{mn}) + Q_4^m Q_4^n \frac{A_4}{1+r} P_4(\cos \theta_{mn})] \quad (2.10)$$

ここで r は偶然同時計数と真の同時計数の比である。この式から判るように、±0.2%の偶然同時計数事象が角度相関係数の値に及ぼす影響は約±0.2%であり、本研究においては偶然同時計数事象の影響はほとんど問題にならないと結論できる。

2-2-4 散乱 γ 線の影響

この測定系ではできる限り線源-検出器間距離を小さくするために2台の検出器の間に散乱 γ 線の入射を防ぐ遮蔽を挿入していない。そのためある検出器のGe結晶内でコンプトン散乱された γ 線が別の検出器で全エネルギー吸収されて検出され同時計数されて現れる疑似 γ 線ピークの影響を考慮しなければならない。この問題は、NaI(Tl)検出器を用いた測定の際には特に深刻な問題であったが、HPGe検出器を用いた測定ではそのエネルギー分解能の高さゆえに、解析の際にその影響を除くことが可能である。

この問題を説明する例として、Fig. 2-12に ^{152}Eu の崩壊で放出される867 keV γ 線にゲートを設定して得られたスペクトルと関連する崩壊図式の一部を示す。図中(b)は867 keV γ 線のピーク部分にゲートを設定して得られたスペクトル、図中(a), (c)はコンプトン連続部分の寄与を差し引くためにピークの両側に設定したオフゲートで得られたスペクトルである。867 keV γ 線は245 keV γ 線とカスケード関係にあるため(b)のスペクトル中に245 keVの γ 線ピークが現れる。一方867 keV-245 keVのカスケードに対して、それよりも強度の強いクロスオーバーの1112 keVの γ 線が存在する。この γ 線が検出器Ge結晶内でコンプトン散乱を起こして867 keVのエネルギーを検出器に与え、その散乱 γ 線が別の検出器で全エネルギー吸収されて検出された場合、その同時計数事象は(b)のスペクトル中の245 keVの位置にピークとなって

観測される。この散乱 γ 線ピークと245 keVカスケード γ 線ピークは同じエネルギー位置に現れるため、特に短寿命核の混み合った γ 線スペクトルに設定する時のような幅の狭いゲート設定の場合は、それら2つのピークを分離することができず、867 keV-245 keVカスケードの正確な同時計数カウントが得られない。一方(a), (c)のスペクトルでは245 keVからずれた位置に散乱 γ 線ピークが現れ、真の245 keV γ 線ピークと分離することができる。この(a), (c)のスペクトルから(b)のスペクトル中の散乱 γ 線のカウントを見積もることができ、それを差し引くことで867 keV-245 keVカスケードの正確な同時計数カウントを得ることができる。

Fig. 2-13に散乱 γ 線を差し引いた場合と引かなかった場合の同時計数カウントの値を示す。130°における散乱 γ 線の影響が、検出器の配置を反映して最も大きい。140°以上の角度では、検出器間の距離が離れているため散乱 γ 線の寄与は小さい。100°における散乱 γ 線の寄与が相対的に小さいのは、2台の検出器の間にあるもう1台の検出器が遮蔽となっているからである。散乱 γ 線を差し引いた場合の角度相関係数 A_2 , A_4 の結果は、実験誤差の範囲内で文献値と一致し、散乱 γ 線の寄与を補正できていることを示していると言える。

同様の方法としてYamada等は、ゲートを幅広く設定して散乱 γ 線の寄与をなくす方法を提案している [44]。

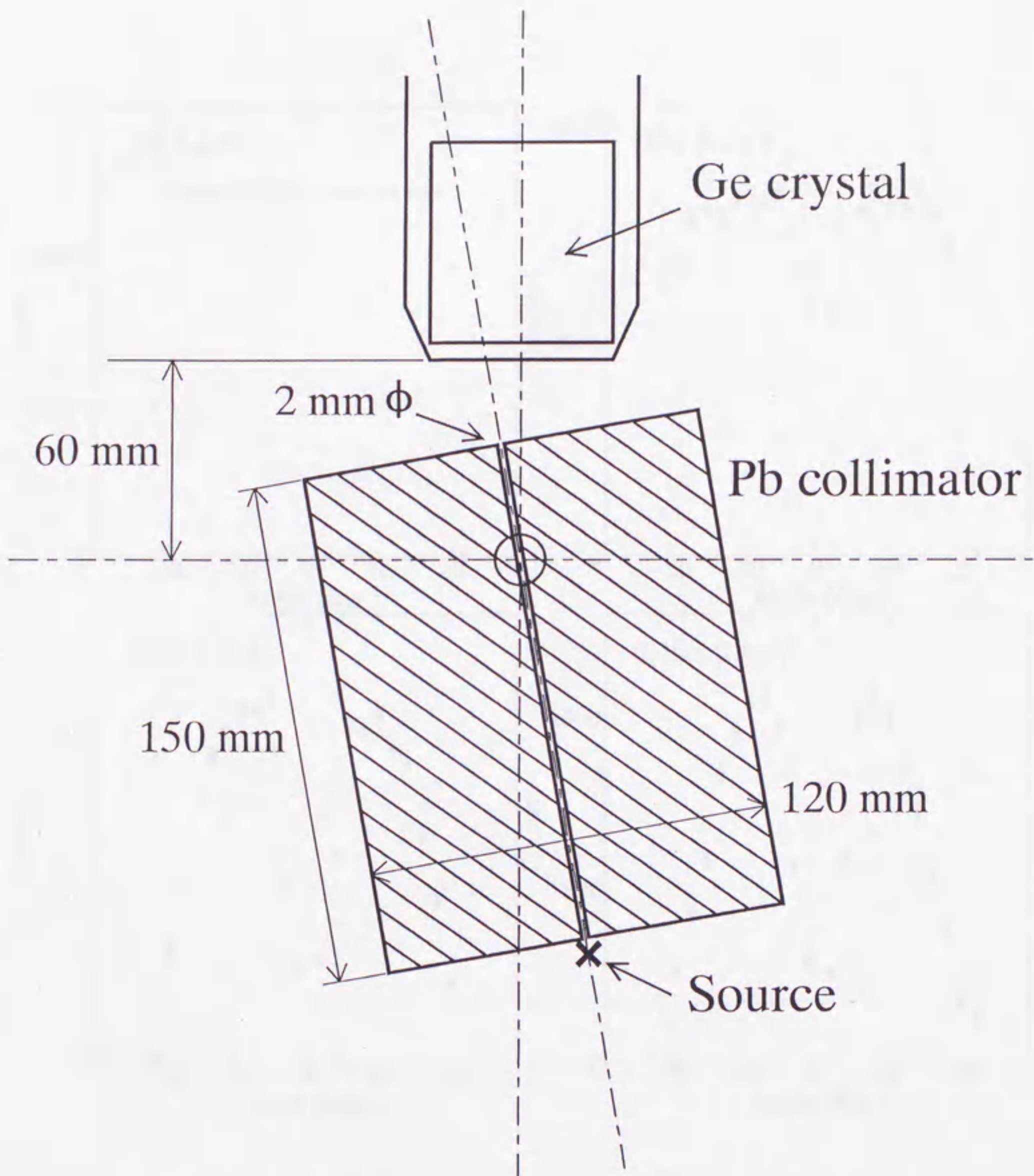


Fig. 2-6. Schematic diagram of the experimental arrangement for measuring angular distributions of full-energy peak efficiency at the source-to-detector distance of 60 mm.

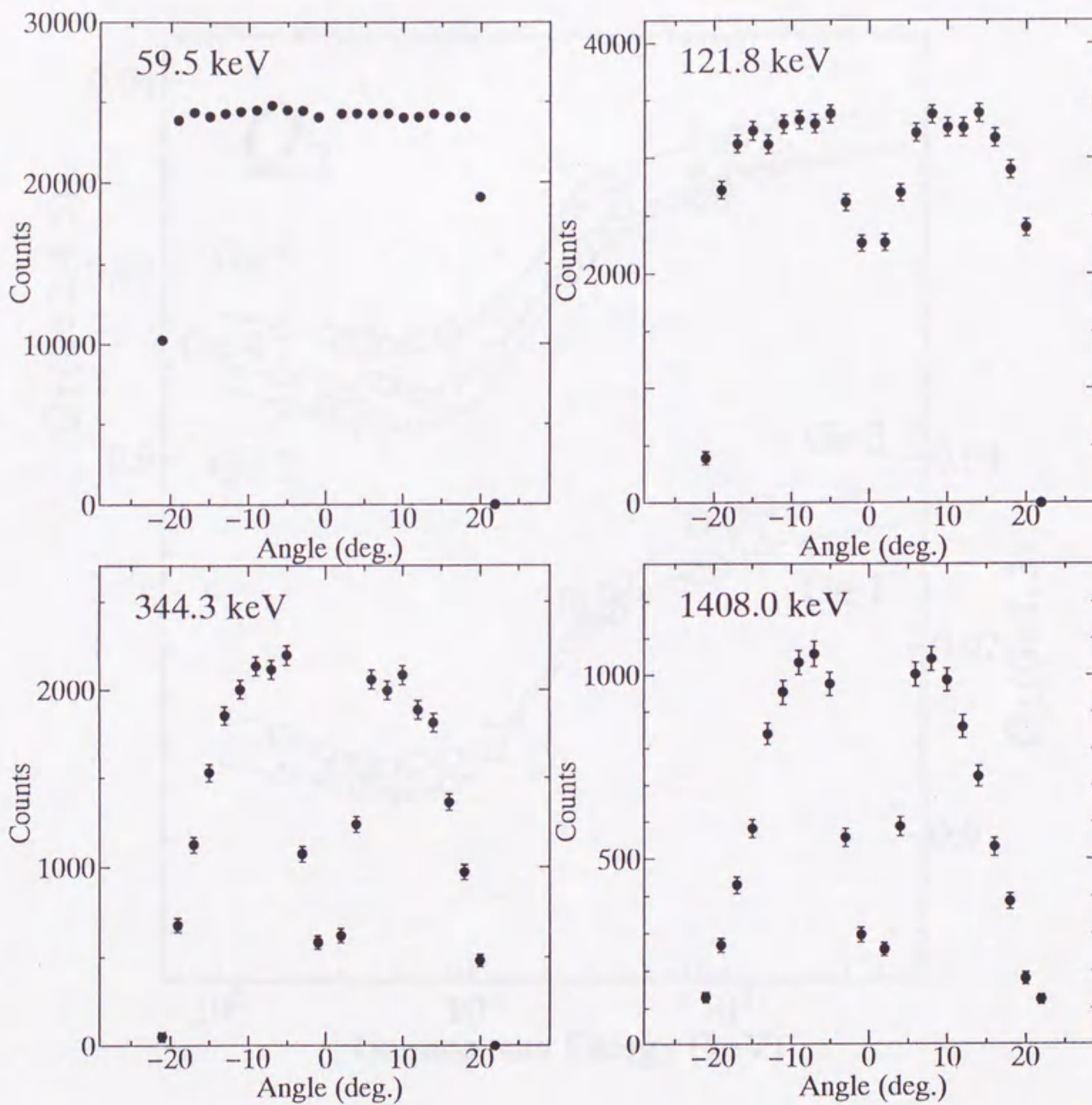


Fig. 2-7. Angular distributions of full-energy peak efficiencies for various γ -ray energies of 59, 122, 344 and 1408 keV, measured by the collimated-source method.

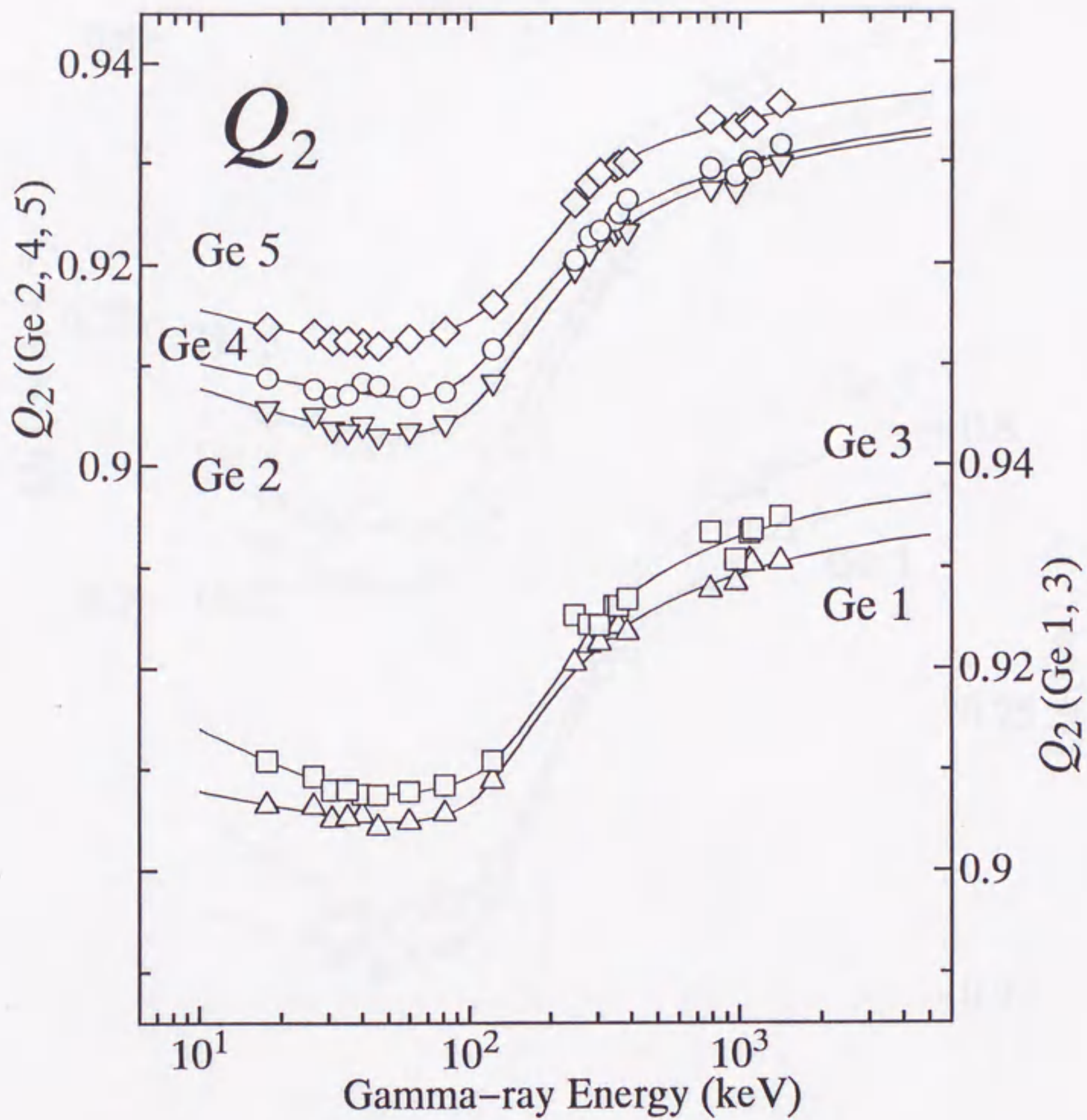


Fig. 2-8. Measured geometrical correction factors Q_2 as a function of γ -ray energy. A 150 mm thick lead collimator with a hole of 2 mm inner diameter and strong radioactive sources of ^{152}Eu , ^{133}Ba and ^{241}Am are used. The source-to-detector distance is 60 mm. The detector number corresponds to that in Table 2-1.

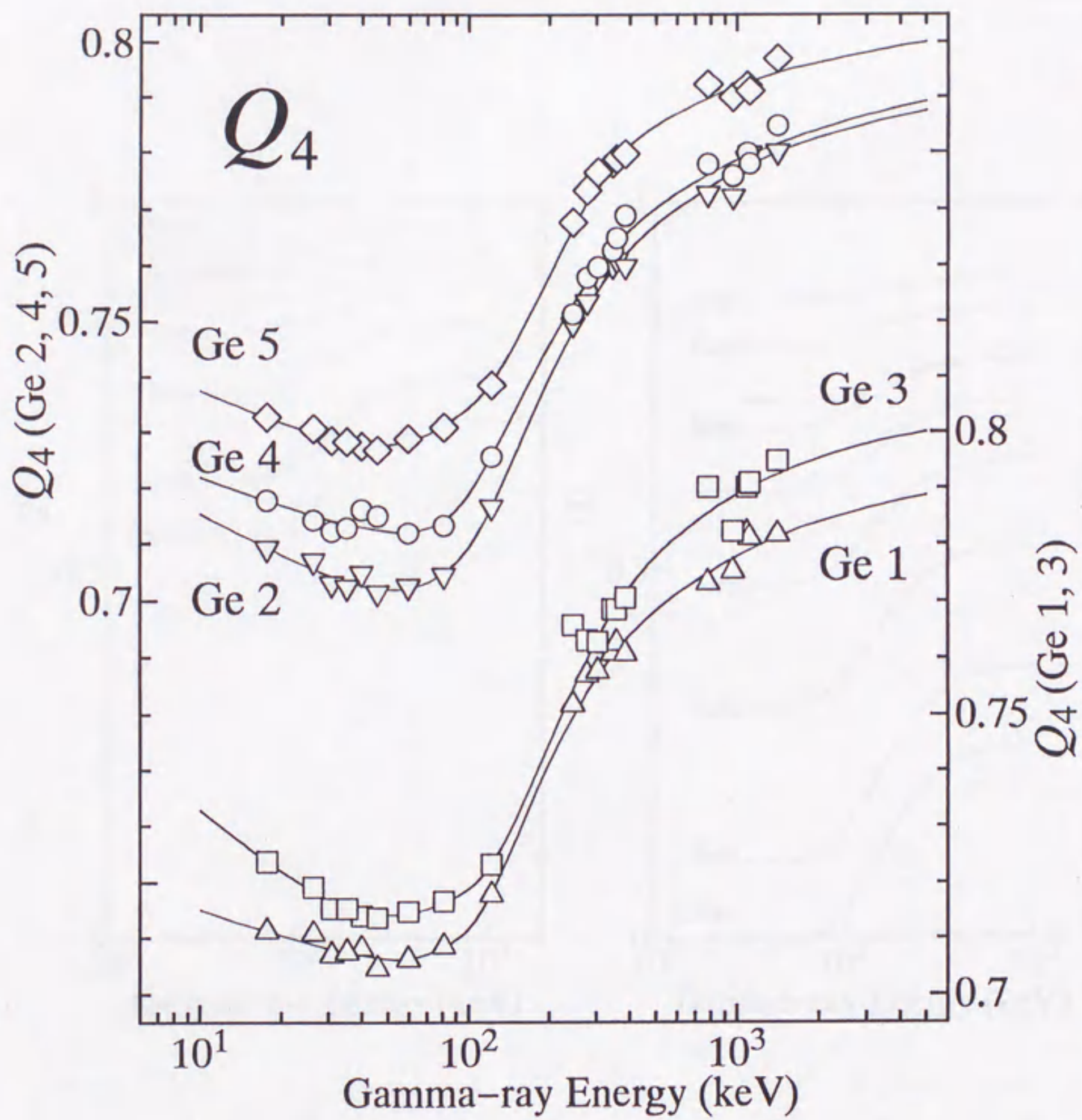


Fig. 2-9. Measured geometrical correction factors Q_4 . Other comments are the same as in Fig. 2-8.

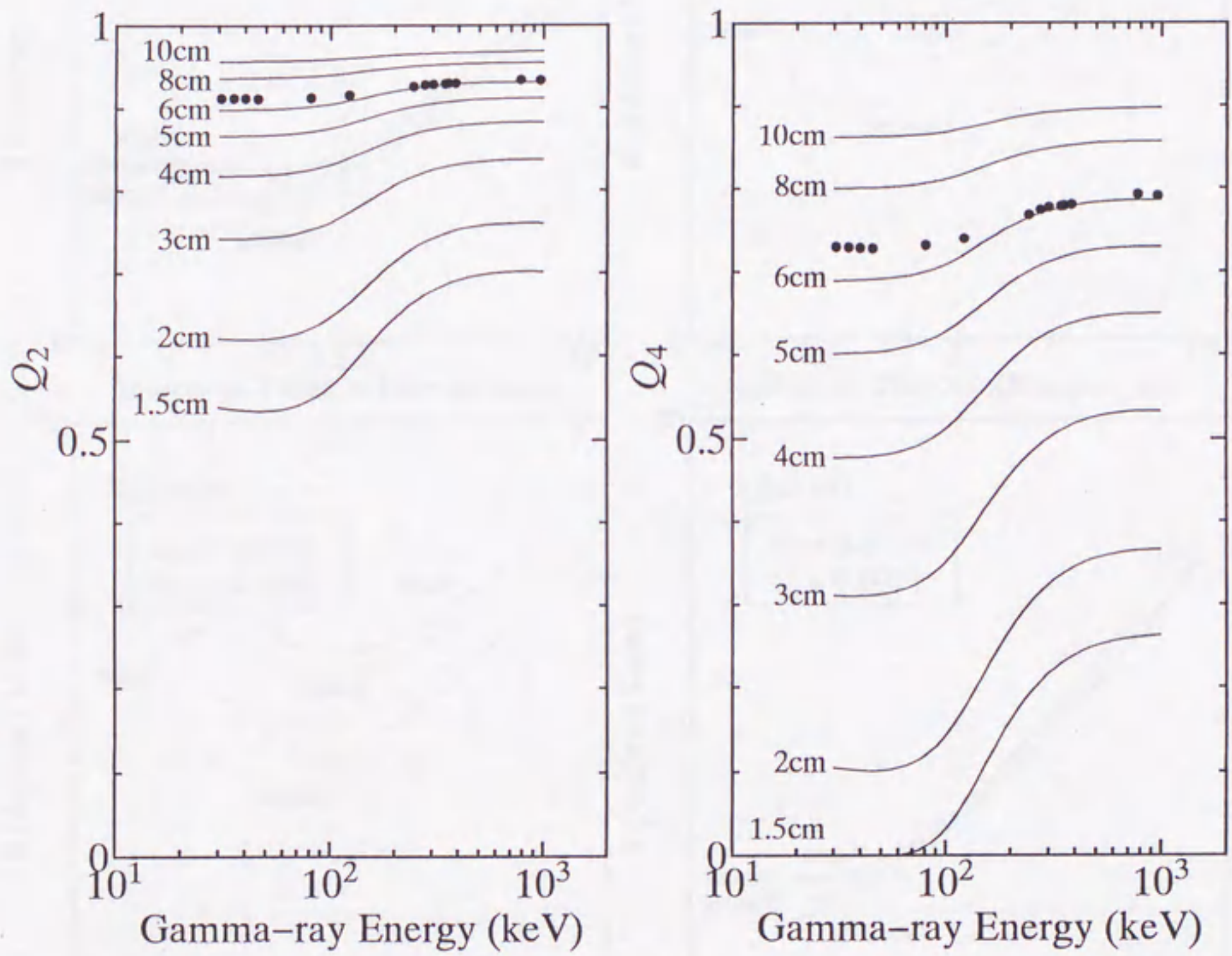


Fig. 2-10. Calculated geometrical correction factors Q_2 and Q_4 as a function of γ -ray energy. Closed circles indicate the experimental values for the source-to-detector distance of 60 mm.

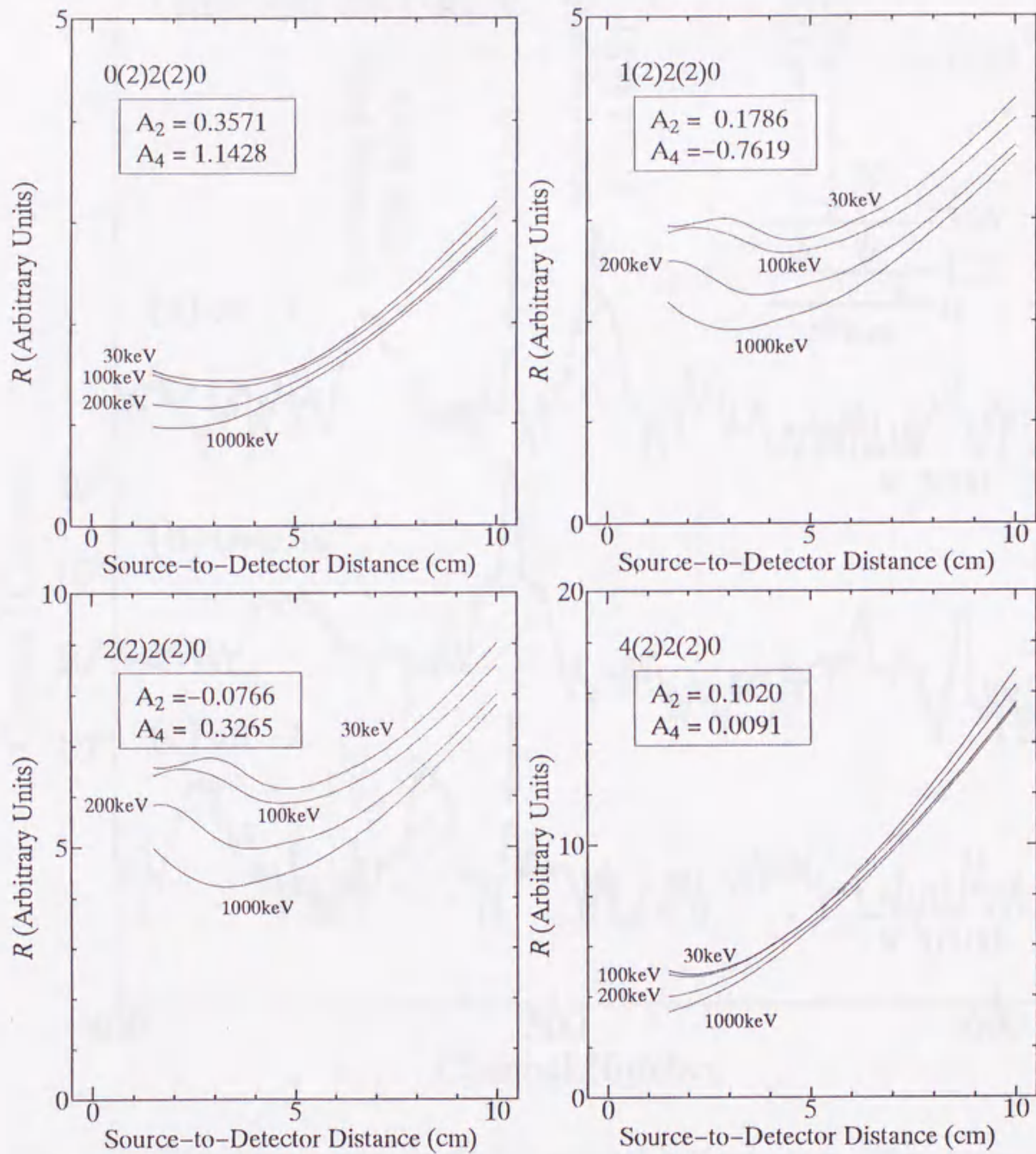


Fig. 2-11. The optimum source-to-detector distance calculated for typical patterns of γ - γ angular correlation. The minimum point gives the optimum distance.

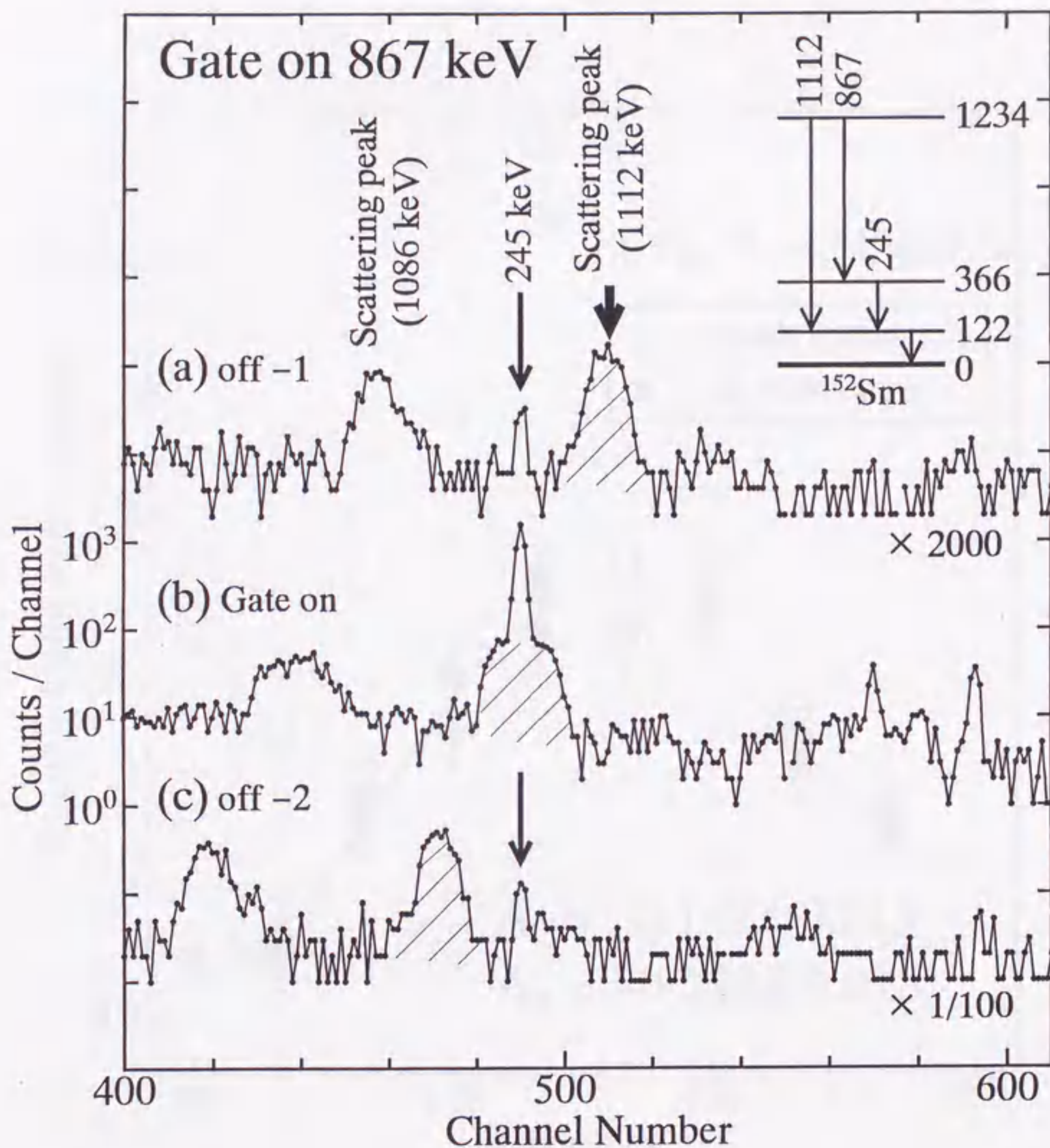


Fig. 2-12. Coincidence spectra for the 867 keV-245 keV cascade in ^{152}Sm obtained with two detectors making the smallest angle of 50° . The spectrum (b) was obtained by setting the window on the 867 keV γ -ray peak, and the (a) and (c) were obtained by setting the windows below and above the 867 keV peak, respectively. A large Compton-scattered γ -ray peak for the crossover γ rays of 1112 keV represented by hatching appears in each spectrum in addition to the cascade γ -ray peak of 245 keV. In the spectrum (b), the scattered peak appears at the same energy as the 245 keV peak. A partial decay scheme for concerning transitions is also shown in the figure.

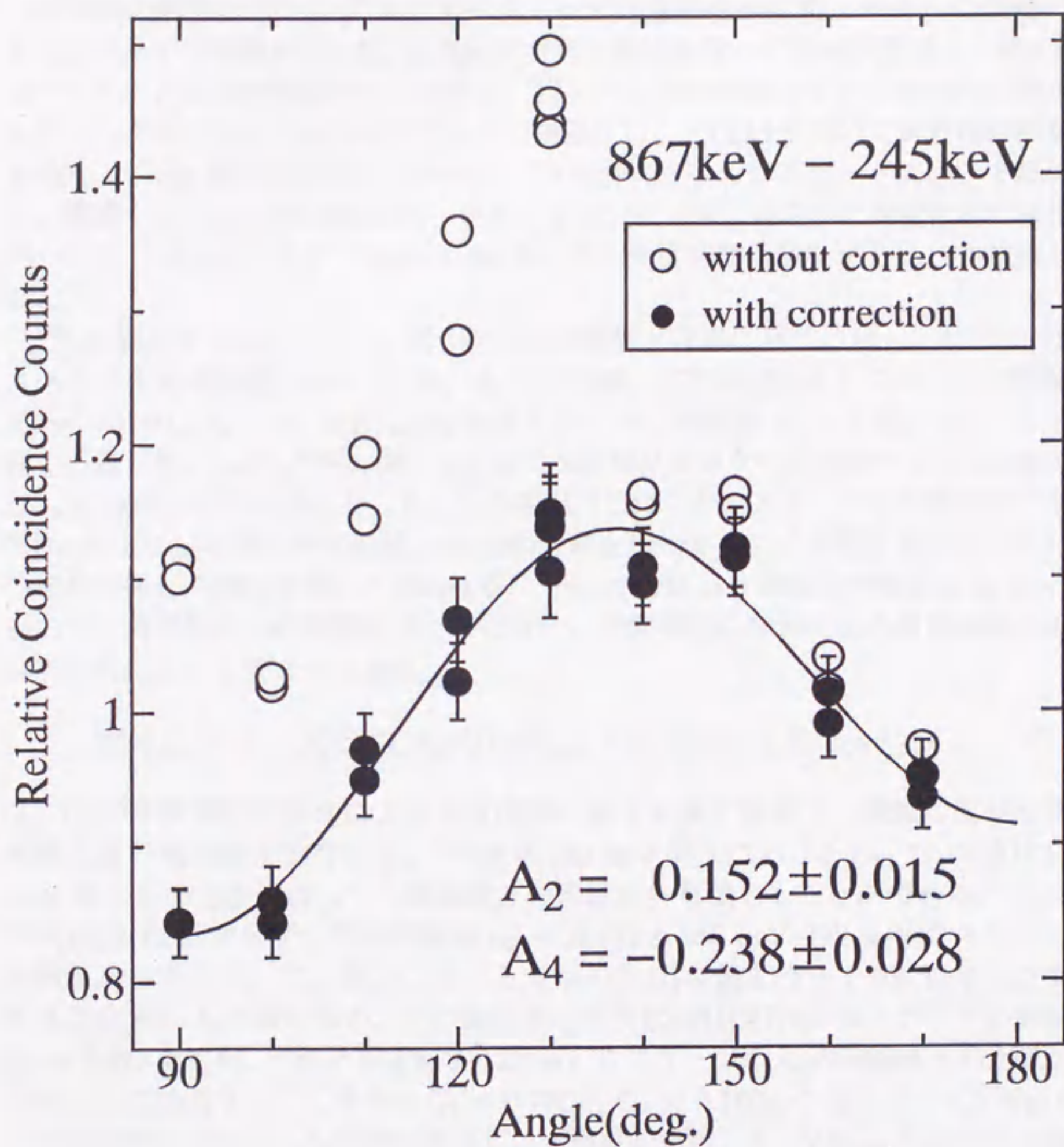


Fig. 2-13. A result of a γ - γ angular correlation for the 867 keV-245 keV cascade in ^{152}Sm . Open circles indicate the relative coincidence counts without subtracting the contribution of Compton-scattered γ rays for the 1112 keV crossover γ rays. Closed circles indicate the relative coincidence counts with subtracting the contribution of the scattered γ rays. A solid line indicates the angular correlation fitted to the corrected relative coincidence counts.

2-3 ^{152}Eu 線源を用いたオフライン実験

2-3-1 実験・結果

測定系の試験及びシングルススペクトルでの規格化が可能かどうかの評価のため、オフライン実験を行った。23 kBq の ^{152}Eu 線源を用いて23時間測定し、約 4.9×10^7 イベントの同時計数データを得た。得られた同時計数カウントは同時に測定されたシングルススペクトルのカウントで規格化し、式(2.5)を用いて角度相関係数を求めた。 ^{152}Sm 側の5つのカスケード、 ^{152}Gd 側の3つのカスケードについて解析した。関連する ^{152}Eu の崩壊図式の一部を Fig. 2-14 に示す。得られた角度相関の結果を Fig. 2-15, 2-16(a) に示す。Table 2-2 に得られた角度相関係数をまとめ、文献値と比較した。

^{152}Gd 側の3つのカスケードについては文献値と非常に良く一致し、4(E2)2(E2)0 カスケードの理論値 $A_2 = 0.102$, $A_4 = 0.009$, 3(E1)2(E2)0 カスケードの理論値 $A_2 = -0.071$, $A_4 = 0$, 2(E1)2(E2)0 カスケードの理論値 $A_2 = 0.250$, $A_4 = 0$ とも良く一致した。しかし ^{152}Sm 側の 867 keV-245 keV カスケードを除く4つの結果はどれも 20-30% 小さな値になった。この原因はこれらのカスケードの中間準位である ^{152}Sm の 122 keV 準位が半減期 1.43 ns の寿命を持つため、その間に原子核のスピンの向きが崩れるためと思われる。 ^{152}Gd の 344 keV 準位の半減期は 32 ps と短いので、角度相関への影響はほとんどない。中間準位の寿命による角度相関の鈍りは次の式によって表される [48]。

$$W(\theta_{mn}) = 1 + Q_2^m Q_2^n G_2 A_2 P_2(\cos \theta_{mn}) + Q_4^m Q_4^n G_4 A_4 P_4(\cos \theta_{mn}) \quad (2.11)$$

G_2 , G_4 が中間準位の寿命による角度相関の鈍りを表す係数で、線源の化学状態や線源位置の電磁場に依存する。 ^{152}Sm の 122 keV 準位における G_2 , G_4 の値は Barrette 等 [45] の方法に従って、理論値との比較から見積もることができる。 G_2 の値は 4(E2)2(E2)0 カスケードの理論値 $A_2 = 0.102$ と 245 keV-122 keV カスケードの実験値から求める。 G_4 の値は、まず上で求めた G_2 の値を使って 964 keV-122 keV カスケードの A_2 の値を求め、その値を用いて 2(E2,M1)2(E2)0 カスケードの理論値 $A_4 \approx 0.325$ を求め、それと 964 keV-122 keV カスケードの A_4 の実験値との比較から求める。このようにして求めた $G_2 = 0.70(3)$, $G_4 = 0.76(5)$ の値を使って ^{152}Sm の4つのカスケードの A_2 , A_4 の値を補正し、文献値と比較した。Vénos と Tlustý の値及び同じ方法で補正された Barrette 等の値とは全体的に良く一致したが、Wolf 等の値と Yamada 等の値はそれらの値よりも全体的に 10% 程度小さい値であることが判った。この原因は Wolf 等と Yamada 等の結果も 122 keV 準位の寿命の影響を受けて角度相関が鈍っているためと考えられ、その影響を補正すればその他の文献値と良く一致する。従って ^{152}Sm 側の4つのカスケードについても、本研究で得られた結果は文献値と良く一致していると結論できる。

角度相関の鈍る原因としては他に偶然同時計数の影響や立体角補正係数の誤差が考えられるが、2-2 節で議論したように 20-30% の違いを説明することはできず、また ^{152}Gd 側の結果が文献値と非常に良く一致したこととも矛盾する。

Table 2-2. Results of angular correlations for cascades in ^{152}Sm and ^{152}Gd from the ^{152}Eu decay.

Cascade [keV]		Present work	Wolf et al. [35]	Yamada et al. [36]	Barrette et al. [45]	Vénos and Tlustý [37]
^{152}Sm						
245-122	A_2	$0.098 \pm 0.009^a)$	0.090 ± 0.013	0.088 ± 0.010	$0.1020 \pm 0.0015^b)$	0.099 ± 0.003
$4^+ - 2^+ - 0^+$	A_4	$0.011 \pm 0.013^a)$	-0.012 ± 0.015	-0.004 ± 0.020	$0.003 \pm 0.003^b)$	0.004 ± 0.009
964-122	A_2	$-0.017 \pm 0.009^a)$	-0.02 ± 0.02	-0.014 ± 0.010	$0.017 \pm 0.005^b)$	0.000 ± 0.009
$2^+ - 2^+ - 0^+$	A_4	$0.340 \pm 0.027^a)$	0.340 ± 0.054	0.299 ± 0.022	$0.320 \pm 0.022^b)$	0.287 ± 0.014
1112-122	A_2	$-0.286 \pm 0.016^a)$	-0.239 ± 0.030	-0.233 ± 0.010	$-0.260 \pm 0.010^b)$	-0.290 ± 0.008
$3^+ - 2^+ - 0^+$	A_4	$-0.081 \pm 0.017^a)$	-0.070 ± 0.065	-0.100 ± 0.022	$-0.082 \pm 0.014^b)$	-0.109 ± 0.016
1408-122	A_2	$0.253 \pm 0.014^a)$	0.172 ± 0.031	0.205 ± 0.010	$0.227 \pm 0.008^b)$	0.235 ± 0.005
$2^- - 2^+ - 0^+$	A_4	$0.001 \pm 0.013^a)$	0.018 ± 0.023	0.013 ± 0.020	$0.003 \pm 0.008^b)$	0.000 ± 0.013
867-245	A_2	0.152 ± 0.015			$0.144 \pm 0.008^c)$	0.148 ± 0.010
$3^+ - 4^+ - 2^+$	A_4	-0.238 ± 0.028			$-0.185 \pm 0.013^c)$	-0.194 ± 0.017
^{152}Gd						
411-344	A_2	0.103 ± 0.011	$0.104 \pm 0.009^d)$	0.107 ± 0.014	0.101 ± 0.005	0.113 ± 0.011
$4^+ - 2^+ - 0^+$	A_4	0.016 ± 0.020	$0.015 \pm 0.013^d)$	0.01 ± 0.02	0.015 ± 0.009	0.006 ± 0.019
779-344	A_2	-0.069 ± 0.005	$-0.070 \pm 0.005^d)$	-0.066 ± 0.006	-0.063 ± 0.010	-0.073 ± 0.004
$3^- - 2^+ - 0^+$	A_4	-0.002 ± 0.009	$0.002 \pm 0.007^d)$	-0.004 ± 0.009	-0.010 ± 0.025	0.004 ± 0.008
1299-344	A_2	0.240 ± 0.018	$0.243 \pm 0.016^d)$		0.290 ± 0.032	
$2^- - 2^+ - 0^+$	A_4	-0.008 ± 0.033	$0.010 \pm 0.025^d)$		-0.049 ± 0.057	

a) The attenuation arising from the lifetime of the 122 keV state has been corrected using correction factors $G_2 = 0.70(3)$ and $G_4 = 0.76(5)$.

b) The attenuation arising from the lifetime of the 122 keV state has been corrected.

c) Values from ref. [46].

d) Values from ref. [47].

2-3-2 異なる検出器条件による測定

次に同時計数効率の違いが結果に与える影響を評価するため、2種類の異なる条件での実験を行った。一つは2台の検出器を用いた測定、もう一つは特性の大きく異なる検出器を用いた測定である。

2台の検出器はTable 2-1のNo. 1, 2を用い、線源から60 mmの距離に置いて測定した。角度は 50° , 60° , 90° , 100° , 110° , 140° , 150° , 160° , 170° の9点で、これらは5台の検出器を用いたときの測定角度と同じである。回路系はCTを使わず、通常 γ - γ - τ の3次元測定の回路を組み、すべての角度について同一の回路系を用いて測定した。線源は5台の検出器を用いた測定で使われたものと同じ線源を使ったので、 G_2 , G_4 の値は同じ値を用いることができる。各角度について23時間ずつ同時計数測定を行い、同時にシングルス測定も行った。得られた同時計数カウントをシングルスのカウントを用いて規格化した結果をFig. 2-16(b)に示し、 A_2 , A_4 の値をTable 2-3にまとめ、5台の検出器を用いた時の結果と比較した。2台の検出器を用いた測定では、各角度において同一の回路系を用いて測定しているため、回路系に起因する同

Table 2-3. Comparison of the results of angular correlations for four cascades in ^{152}Sm obtained under three different conditions. The attenuation of the angular correlations arising from the lifetime of the 122 keV state has been corrected for all the results using equal attenuation factors $G_2 = 0.70(3)$ and $G_4 = 0.76(5)$.

Cascade [keV]		5-Ge	2-Ge	4-Ge, 1-LEPS
245-122	A_2	$0.098 \pm 0.009^*$	$0.105 \pm 0.008^*$	0.118 ± 0.008
$4^+ - 2^+ - 0^+$	A_4	0.011 ± 0.013	-0.006 ± 0.013	-0.007 ± 0.010
964-122	A_2	-0.017 ± 0.009	-0.024 ± 0.009	-0.028 ± 0.008
$2^+ - 2^+ - 0^+$	A_4	$0.340 \pm 0.027^*$	$0.310 \pm 0.025^*$	0.328 ± 0.025
1112-122	A_2	-0.286 ± 0.016	-0.280 ± 0.016	-0.292 ± 0.016
$3^+ - 2^+ - 0^+$	A_4	-0.081 ± 0.017	-0.065 ± 0.017	-0.094 ± 0.015
1408-122	A_2	0.253 ± 0.014	0.251 ± 0.014	0.256 ± 0.013
$2^- - 2^+ - 0^+$	A_4	0.001 ± 0.013	0.017 ± 0.015	0.003 ± 0.012

* Averaged A_2 and A_4 values obtained by the 5-Ge system and the 2-Ge system were used to deduce the attenuation factors by reference to the theoretical values of $A_2 = 0.102$ and $A_4 \approx 0.325$, respectively.

時計数効率の違いはないとして良い。2台の検出器を用いた結果と5台の検出器を用いた結果は良く一致しており、5台の検出器を使用した実験でも同時計数効率の違いの影響はほとんど現れていないと見ることができる。

特性の大きく異なる検出器を用いた測定では、5台のGAMMA-X検出器のうちNo. 2の検出器を小さい平板型HPGe検出器(ORTEC LEPS)に置き換えた。このLEPSの結晶サイズは25 mm直径、15 mm厚、印加電圧-1000V、122 keVでのエネルギー分解能560 eVで、線源から51 mmの位置に置いて測定した。結果をFig. 2-16(c)に示し、Table 2-3でその他の条件での結果と比較した。 A_2 , A_4 の値はその他の条件での結果と良く一致したが、LEPSに関連した 90° , 120° , 140° , 170° の測定点が系統的に若干小さめの値を示しているようにも見える。原因は不明だが、たとえこれが同時計数効率の違いに起因するとしても、この実験条件のような極端に特性の異なる検出器を用いたときに初めて現れる程度のずれであり、今回製作した特性の揃った検出器を用いた測定系においては問題にならないと結論できる。

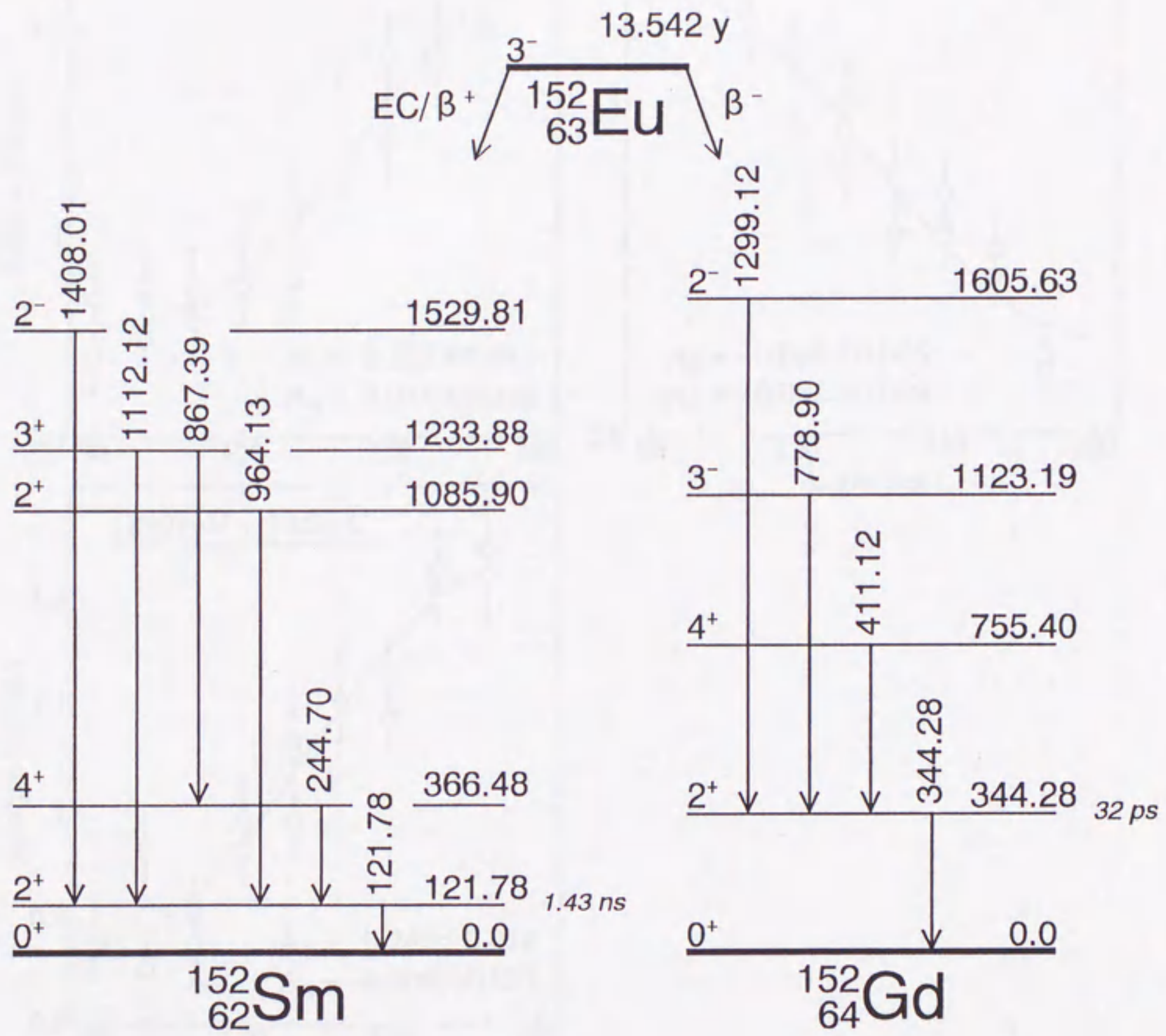


Fig. 2-14. Partial decay scheme of ^{152}Eu .

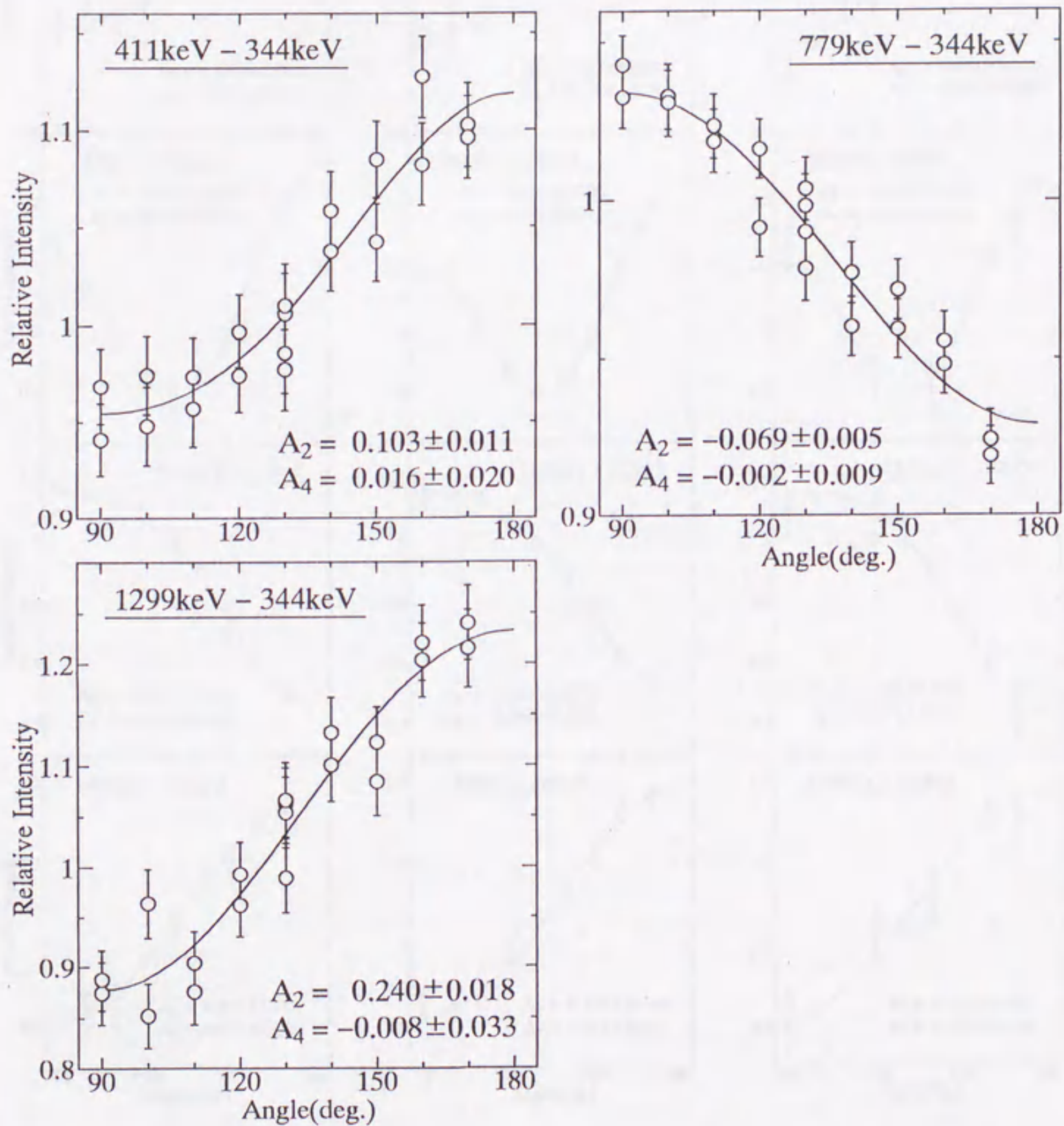


Fig. 2-15. Results of γ - γ angular correlations for cascades in ^{152}Gd .

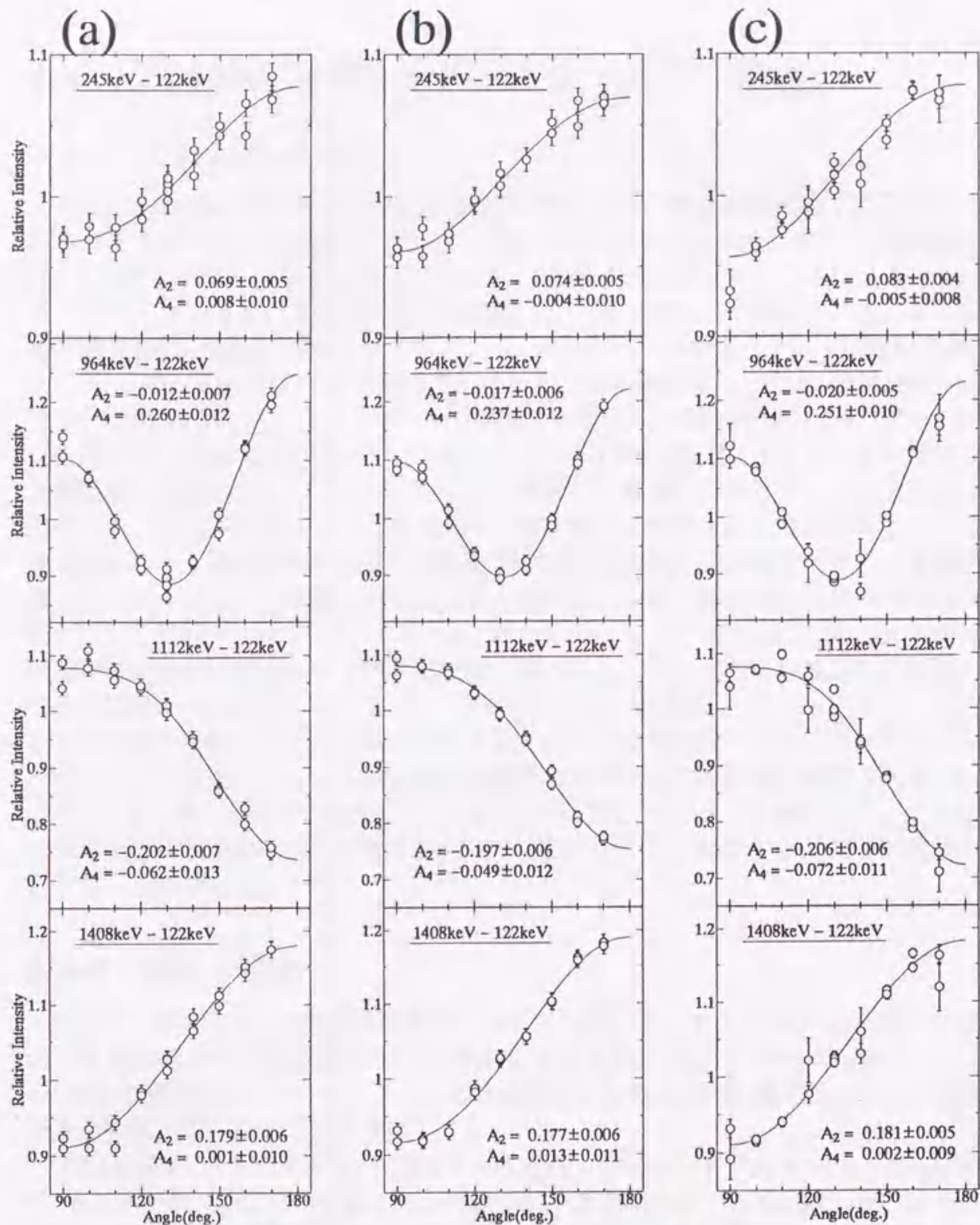


Fig. 2-16. Results of γ - γ angular correlations for cascades in ^{152}Sm . Figs. in (a) were obtained with a five-detector system and Figs. in (b) were with a two-detector system. Figs. in (c) were obtained with a five-detector system consisting of four coaxial HPGe detectors and one planar HPGe detector whose characteristics were extremely different from the other four detectors. The attenuation arising from finite solid angle of detectors has already been corrected, but the attenuation arising from the lifetime of the 122keV state has not been corrected yet.

2-4 TIARA-ISOL を用いたオンライン実験

2-4-1 TIARA-ISOL

TIARA-ISOLは日本原子力研究所高崎研究所イオン照射研究施設 (TIARA) の AVF サイクロトロンに付設されている。Fig. 2-17にサイクロトロンのビーム輸送系、Fig. 2-18にLE1 コースに設置されたTIARA-ISOLの構成図を示す。TIARA-ISOLはターゲット-イオン源、質量分離用双極電磁石、ビーム輸送系で構成される。イオン源の構成をFig. 2-19に示す。サイクロトロンからのビームはターゲットに照射され、ターゲット内で生成された生成核はターゲットから反跳脱出し、イオン源内のキャッチャーに打ち込まれる。イオン源は表面電離型の熱イオン源 [49] で、キャッチャーに打ち込まれた生成核は熱拡散により脱出し、イオン源内壁のRe フォイルとの衝突で表面電離の原理で正一価のイオンにイオン化され、電場によってイオン源より引き出される。引き出されたイオンは40 kVの加速電圧で加速され、電磁石によって質量分離される。質量数140近傍での質量分解能は $M/\Delta M \sim 1500$ 程度である。質量分離されたイオンはビーム輸送系で測定室に運ばれ、末端に設置されたテープ移送装置のアルミ蒸着されたマイラーテープに打ち込まれる。テープ上に収集された線源は一定時間毎に約50 cm下方の測定位置に運ばれる。テープ上に収集された線源の広がり直径は3 mm以下であり、テープの静止位置の誤差は ± 0.5 mm以下で、目的とする角度相関測定の精度を考えれば充分小さい。測定位置ではテープはアクリル円筒の中心に位置し、その周囲に角度相関測定用の5台の検出器が配置される。検出器は5 mm厚の銅板で内張りされた50 mm厚の鉛ブロックで遮蔽される。この他に収集位置にも2台のHPGe検出器をテープを挟むように配置でき、同時計数測定を行うことができる。

2-4-2 実験・結果

本研究で製作した γ - γ 角度相関測定システムを用いて、TIARA-ISOLを用いて生成・質量分離された短寿命核 ^{126}La の崩壊によって放出される ^{126}Ba の γ 線について γ - γ 角度相関測定を行い、オンライン実験においても十分な統計量が得られ且つ信頼できる結果が得られることを確認した。

^{126}La はAVFサイクロトロンによって195 MeVに加速された ^{36}Ar ビームと 3 mg/cm^2 の ^{94}Mo ターゲットを用いた重イオン核融合粒子蒸発反応によって生成した。ビーム電流はターゲット位置で約120 pAだった。生成核はイオン源内で一酸化イオンとしてイオン化され、質量分離された [49]。収集-測定のサイクルは ^{126}La の半減期54 sの約2半減期分の時間100 sに設定した。質量分離された $^{126}\text{LaO}^+$ イオンの量は収集位置で 3×10^4 ions/sだった。このときの平均の γ 線計数率は約2700 counts/sであった。計57時間測定し、約 3.0×10^8 イベントのデータを得た。

^{126}Ba についての γ - γ 角度相関測定の結果をFig. 2-20に示し、得られた A_2 , A_4 の値をTable 2-4にまとめる。また A_2 , A_4 の値の楕円表示上へのプロットをFig. 2-21に示す。ここで解析したカスケードに関する準位のうち $0_{2,A}^+$, 2_3^+ 準位以外はインビーム

Table 2-4. Results of angular correlations for cascades in ^{126}Ba from the ^{126}La decay.

Cascade [keV]	Spin sequence	A_2	A_4	$\delta^a)$
455-256	$4_1^+-2_1^+-0_1^+$	0.094 ± 0.003	-0.006 ± 0.005	
727-256	$0_2^+-2_1^+-0_1^+$	0.332 ± 0.032	1.213 ± 0.059	
1774-256	$0_4^+-2_1^+-0_1^+$	0.305 ± 0.030	1.062 ± 0.053	
618-256	$2_2^+-2_1^+-0_1^+$	-0.120 ± 0.010	0.341 ± 0.018	18_{-5}^{+10}
980-256	$3_1^+-2_1^+-0_1^+$	-0.055 ± 0.010	-0.100 ± 0.018	$5.5_{-0.9}^{+1.1}$
1040-256	$2_3^+-2_1^+-0_1^+$	-0.319 ± 0.036	0.274 ± 0.058	$1.9_{-0.9}^{+1.1}$
634-(455)-256	$4_2^+-4_1^+-2_1^+-0_1^+$	-0.151 ± 0.014	0.100 ± 0.024	$1.4_{-0.3}^{+8}$
1345-(455)-256	$4^- -4_1^+-2_1^+-0_1^+$	0.224 ± 0.016	-0.011 ± 0.028	

^{a)} The sign of δ is defined by following the convention in ref. [53].

実験によってスピンの同定されている [50]。0₂⁺準位は¹²⁶LaのEC/ β^+ 崩壊を用いて Genevey 等 [51] と Siems 等 [52] によって報告されているが、そのスピン値はエネルギーの系統性からの推定である。2₃⁺準位のスピン・パリティは Siems 等 [52] によって γ 遷移の選択則から同定されている。4₁⁺-2₁⁺-0₁⁺, 0_{2,4}⁺-2₁⁺-0₁⁺ カスケードに関する A_2 , A_4 の値は理論値と良く一致した。その他のカスケードの A_2 , A_4 の値も理論値の楕円上に良く乗っており、妥当な結果が得られていると言える。

E2/M1 混合比 δ の値は、観測された角度相関と理論で予想される角度相関の間の違いをカイ自乗解析して求めた。Fig. 2-22に¹²⁶Baの618 keV-256 keVカスケード(2₂⁺-2₁⁺-0₁⁺)に関するカイ自乗解析の結果を示す。カイ自乗が最小値を取る点から δ の値を決定した。 δ の誤差は、カイ自乗分布が68%の信頼度を示す範囲に決めた。

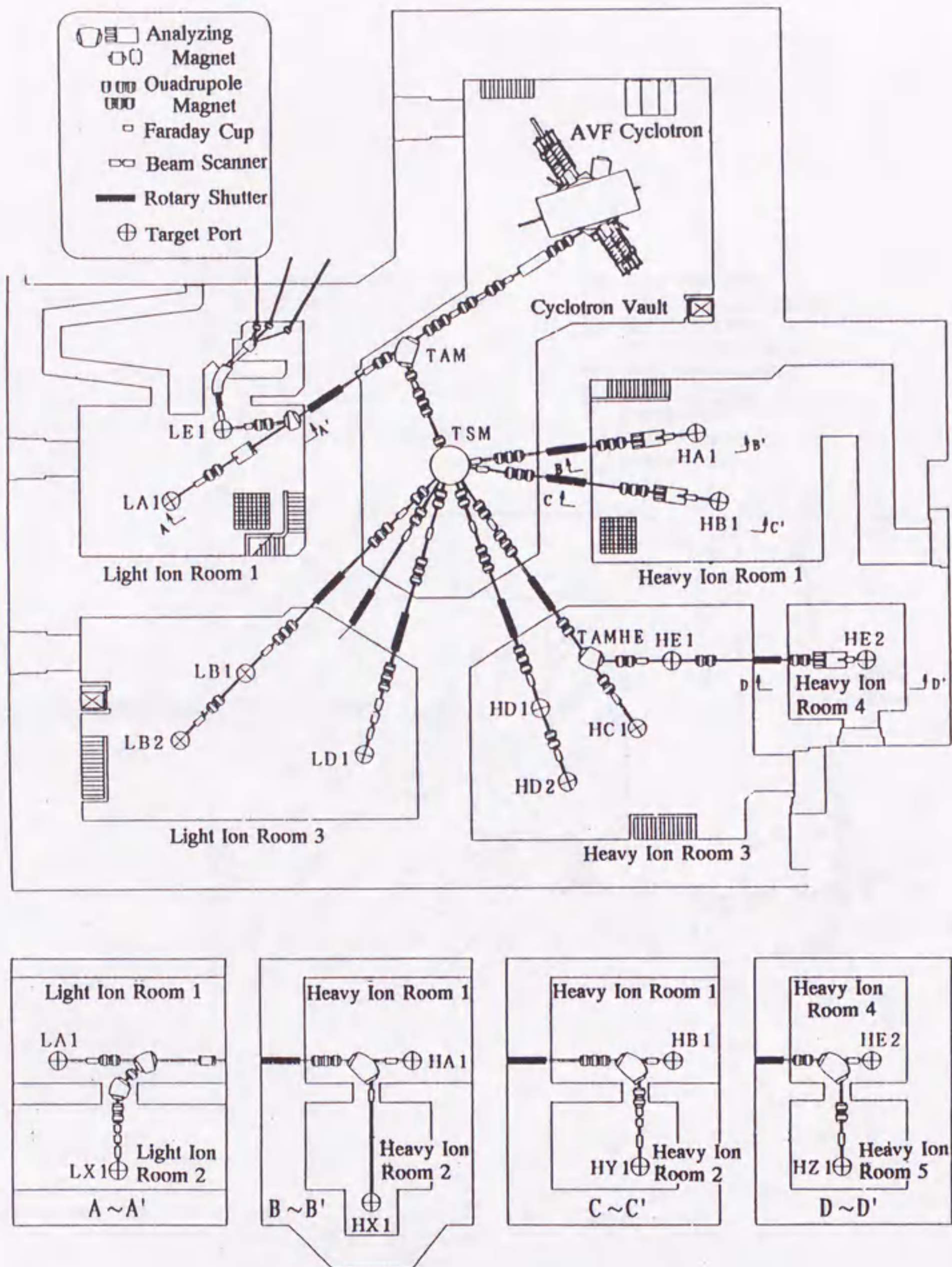


Fig. 2-17. Beam transport system of the JAERI AVF cyclotron.

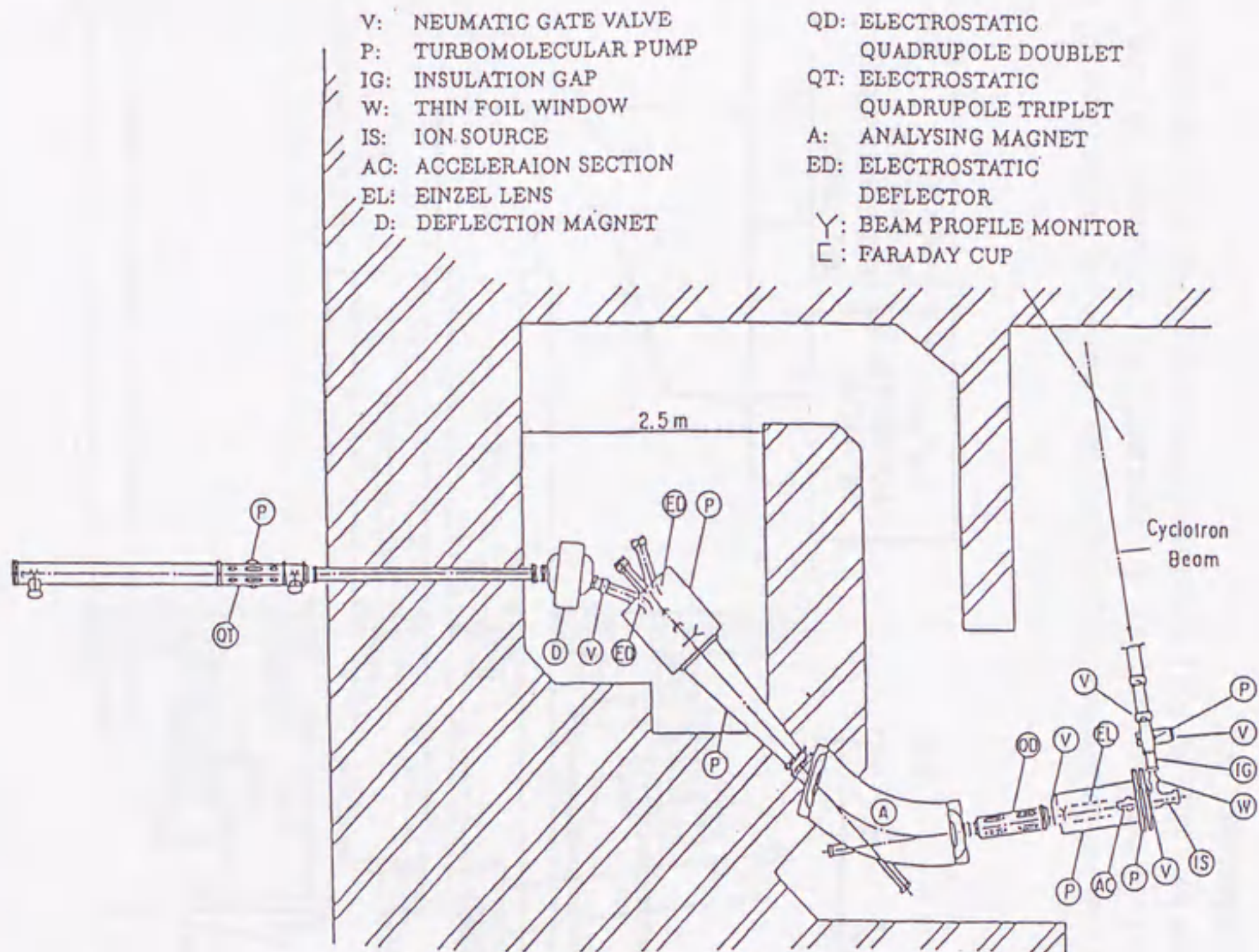


Fig. 2-18. Schematic view of the TIARA-ISOL.

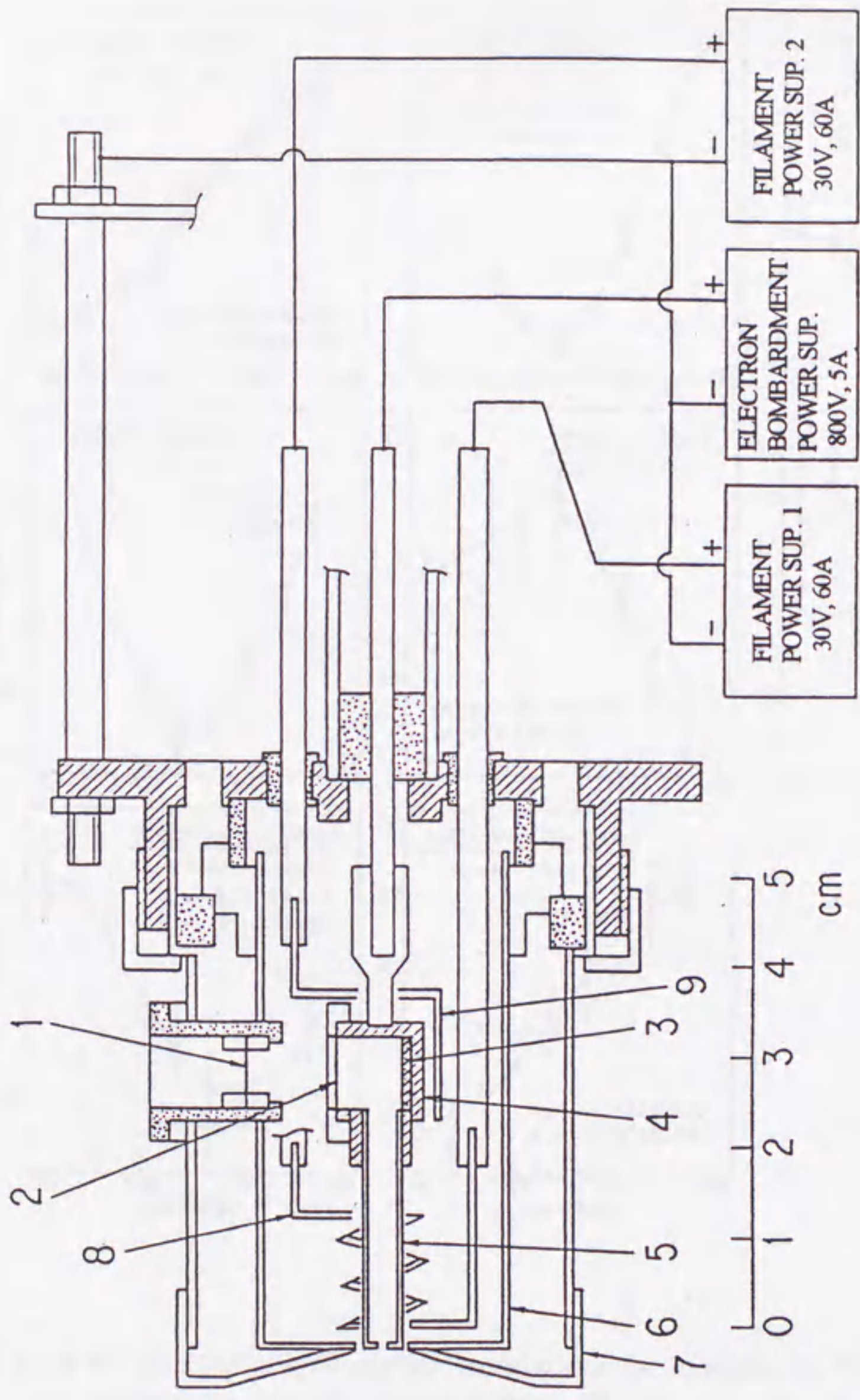


Fig. 2-19. Thermal ion source and its power supply scheme. 1) target (Mo), 2) thin window foil (Ta), 3) catcher foil (Ta), 4) vaporizer (Ta), 5) ionizer (W); the inner surface is covered by a thin Re foil, 6) internal heat shield (Ta), 7) outer heat shield (Mo), 8) and 9) filament (W).

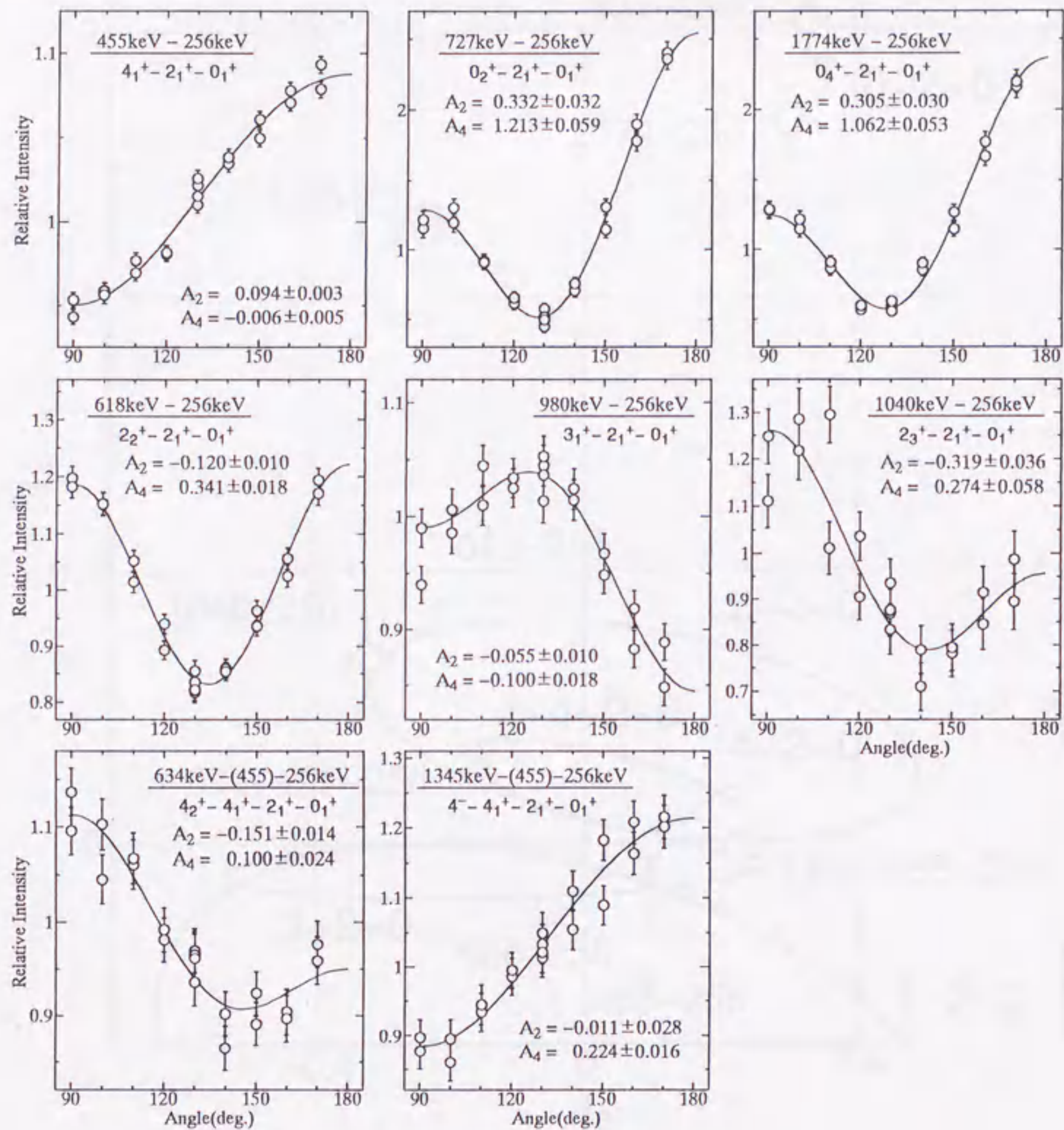


Fig. 2-20. Results of γ - γ angular correlations for cascades in ^{126}Ba obtained in an on-line experiment using the TIARA-ISOL. The attenuation arising from finite solid angle of detectors has been corrected.

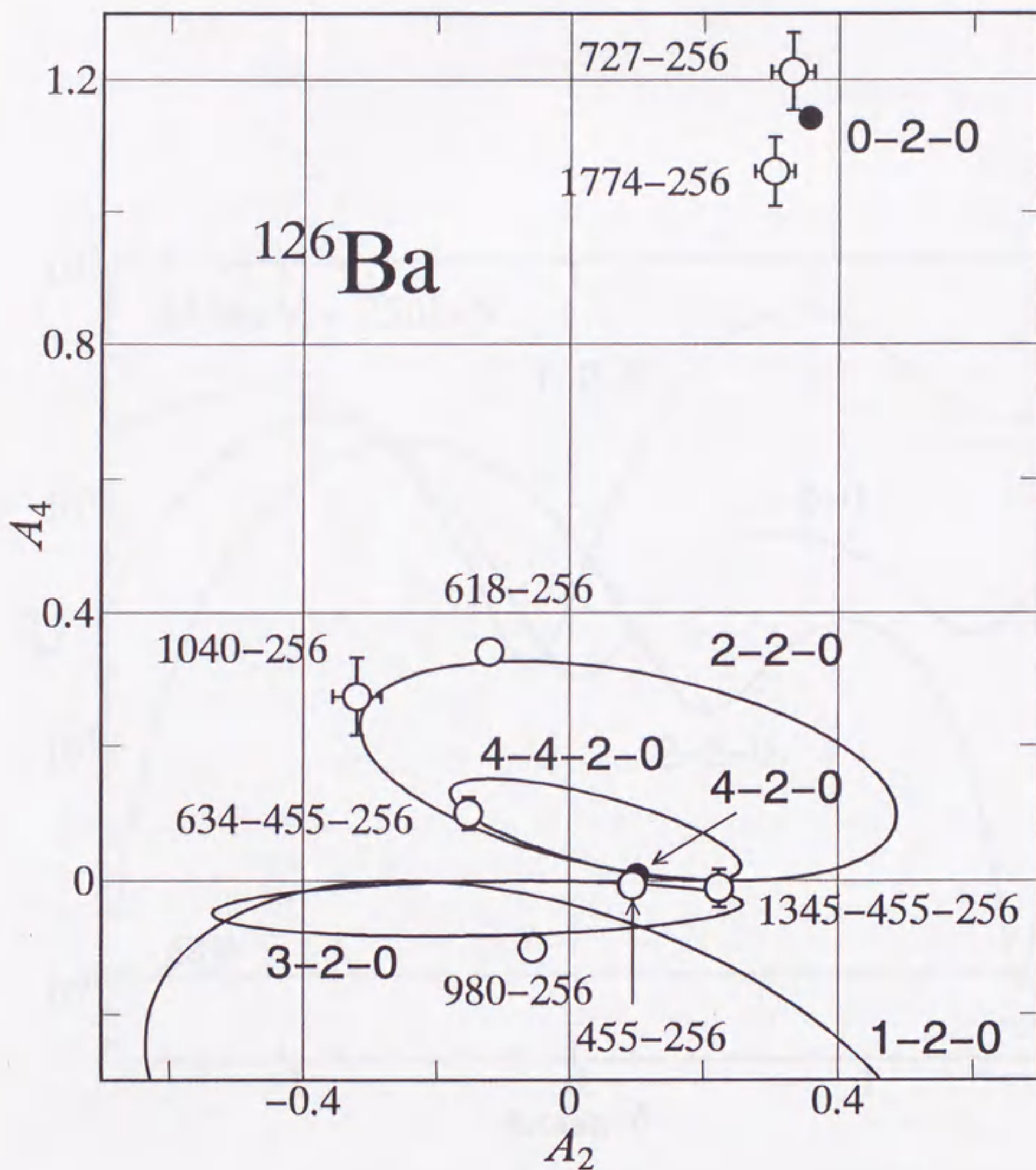


Fig. 2-21. Parametric plots of angular correlation coefficients A_2 and A_4 obtained for cascades in ^{126}Ba . Closed circles indicate the theoretical values of A_2 and A_4 for 0-2-0 and 4-2-0 spin sequences. Solid lines forming ellipses represent the theoretical values for 1-2-0, 2-2-0, 3-2-0 and 4-4-2-0 spin sequences, which depend on the E2/M1 mixing ratio of 1-2, 2-2, 3-2, 4-4 transitions.

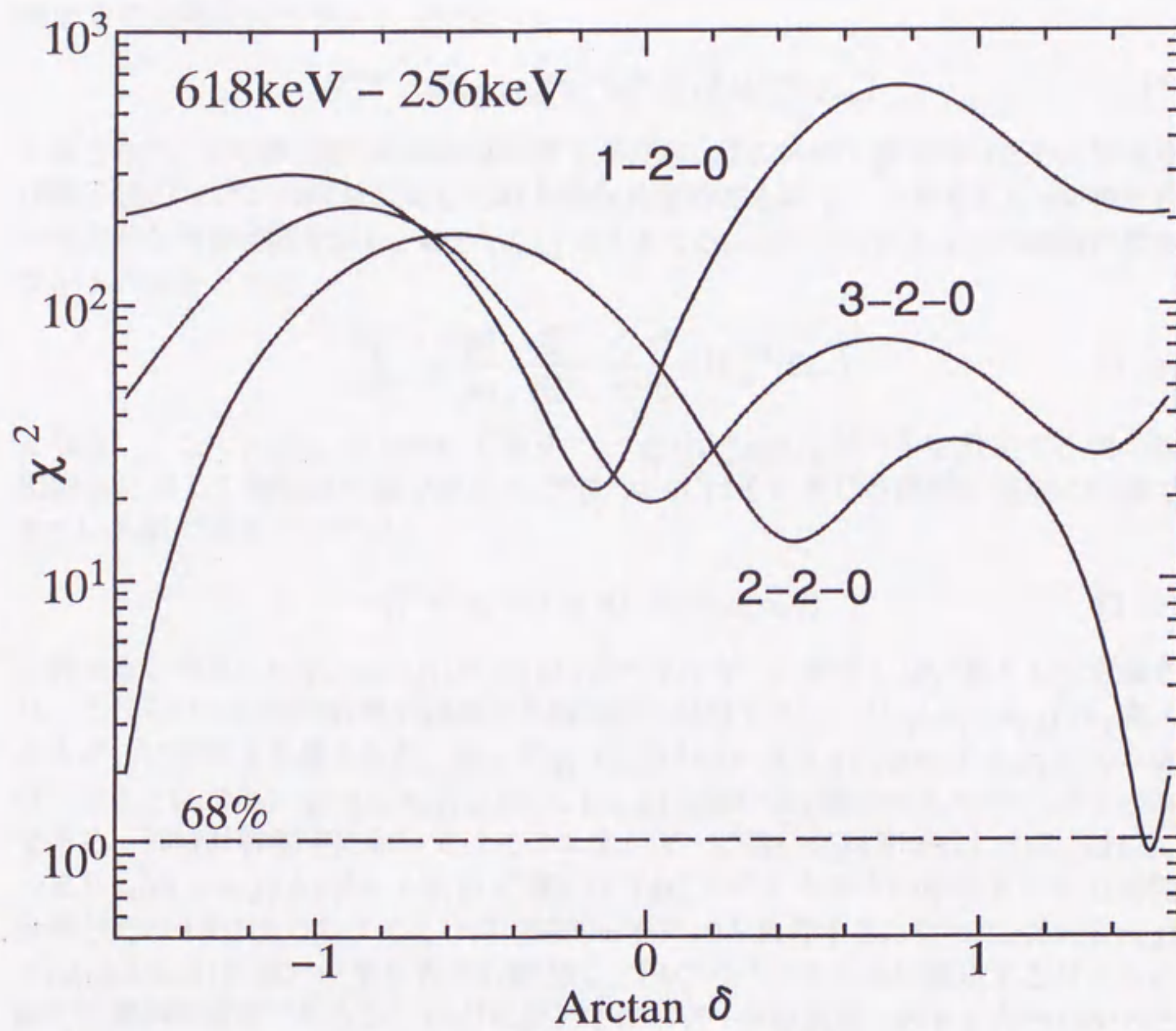


Fig. 2-22. Plots of normalized χ^2 versus arctangent of the mixing ratio δ for the experimental angular correlation of the 618 keV-256 keV cascade in ^{126}Ba . The sign of δ is defined by following the convention in ref. [53]. The horizontal line indicates the 68% confidence level.

2-5 特性X線を用いた γ - γ 同時計数値の規格化法

2-5-1 原理

検出器 m と n で同時計数されたカスケード γ 線 i と j のカウント N_{ij}^{mn} は式(2.1)に示したように

$$N_{ij}^{mn} = N_0 p_{ij} \epsilon_{ij}^{mn} c_i^m \eta_i^m c_j^n \eta_j^n W_{ij}^{mn}(\theta_{mn}) \quad (2.12)$$

と表される。同様に γ 線 i と内部転換や軌道電子捕獲の後に放出される特性X線(KX線) x との同時計数カウント N_{ix}^{mn} は

$$N_{ix}^{mn} = N_0 p_{ix} \epsilon_{ix}^{mn} c_i^m \eta_i^m c_x^n \eta_x^n W_{ix}^{mn}(\theta_{mn}) \quad (2.13)$$

と表される。KX線の放出は始状態の原子準位が $1/2$ のスピン値を持つために原子及び原子核のスピンに対して等方的な角度分布を示す。つまりKX- γ 同時計数は等方的な角度相関を示し、 $W_{ix}^{mn}(\theta_{mn}) = 1$ となる。よってこれら2つの同時計数カウントの比をとると、

$$\frac{N_{ij}^{mn}}{N_{ix}^{mn}} = \frac{p_{ij}}{p_{ix}} \cdot \frac{\epsilon_{ij}^{mn}}{\epsilon_{ix}^{mn}} \cdot \frac{c_j^n \eta_j^n}{c_x^n \eta_x^n} \cdot W_{ij}^{mn}(\theta_{mn}) \quad (2.14)$$

となる。ここで $p_{ij}/p_{ix} = \text{const.}$ であり、 $(c_j^n \eta_j^n)/(c_x^n \eta_x^n)$ はゲートを設定する側の検出器 m に対して無関係な量である。 ϵ_{ij}^{mn} についてはその生じる原因を完全に把握できている訳ではないのだが、

$$\epsilon_{ij}^{mn} = \epsilon_0 \cdot \epsilon_1(m, n) \cdot \epsilon_2(m, i, n, j) \quad (2.15)$$

と表せると考えられる。 ϵ_0 と $\epsilon_1(m, n)$ は γ 線エネルギーに依存しない量として定義され、これらは主に同時計数回路系の不感時間に起因する。一方 $\epsilon_2(m, i, n, j)$ は γ 線エネルギーに依存する量である。従って $\epsilon_{ij}^{mn}/\epsilon_{ix}^{mn}$ は $\epsilon_2(m, i, n, j)/\epsilon_2(m, i, n, x)$ にのみ依存することになる。 $\epsilon_2(m, i, n, j)$ と $\epsilon_2(m, i, n, x)$ の違いは γ 線のエネルギー j と x のみである。同時計数測定においてはこのエネルギーの違いは時間特性にのみ現れる。つまり $\epsilon_2(m, i, n, j)$ と $\epsilon_2(m, i, n, x)$ の違いはTACスペクトル中の即時ピークの時間分布とそのTAC出力のタイミングの時間分布にのみ依存する。従って $\epsilon_2(m, i, n, j)$ と $\epsilon_2(m, i, n, x)$ に違いを生じさせる原因は、TACのスペクトルに設定するゲートの幅や位置が不適切であるか、TACの出力で作るデータ収集系へのトリガーパルスと5台の検出器からのリニアパルスとのタイミング調整が不適切である場合以外には考えられない。例えば低エネルギー γ 線は高エネルギー γ 線に比べて遅いタイミングパルスを生じ、時間分解能も悪い。従ってもしTACの即時ピークに設定するゲートの幅が狭いと、低エネルギー γ 線を切り捨てることになるかもしれない。またデータ収集系でのタイミング調整が不適切であれば、やはり γ 線のエネルギーに同時計数効率依存することがあり得る。言い換えれば、もしもこれらのゲート設定やタイミング調整が適切であれば、 ϵ_2 は γ 線エネルギーに依存しない。従って

$$\frac{\epsilon_2(m, i, n, j)}{\epsilon_2(m, i, n, x)} = \frac{\epsilon_{ij}^{mn}}{\epsilon_{ix}^{mn}} = 1 \quad (2.16)$$

となる。 $\epsilon_{ij}^{mn}/\epsilon_{ix}^{mn}$ が異なるゲート側検出器 $m = 1, 2, \dots, N$ ($m \neq n$) に対して一定であれば、式(2.14)は次のように書き換えることができる。

$$\frac{N_{ij}^{mn}}{N_{ix}^{mn}} = a_n W_{ij}^{mn}(\theta_{mn}) \quad (2.17)$$

ここで

$$a_n = \frac{p_{ij}}{p_{ix}} \cdot \frac{\epsilon_{ij}^{mn}}{\epsilon_{ix}^{mn}} \cdot \frac{c_j^n \eta_j^n}{c_x^n \eta_x^n} \quad (2.18)$$

であり、これは検出器 m に無関係な量である。

検出器 $m = 1, 2, \dots, N$ ($m \neq n$) で測定された γ 線 i に対してゲートを設定したときに得られる、検出器 n に対する $N-1$ 個の N_{ij}^{mn}/N_{ix}^{mn} の値は、何ら補正を施すことなしに角度相関関数 $W(\theta)$ を表す。従って N 個の検出器 n に対する $N-1$ 個の N_{ij}^{mn}/N_{ix}^{mn} の値から最小自乗法によって A_2 , A_4 及び $a_{1,2,\dots,N}$ を求めることができる。フィッティング関数は、式(2.17)の $W_{ij}^{mn}(\theta_{mn})$ を書き換えて次のようになる。

$$\frac{N_{ij}^{mn}}{N_{ix}^{mn}} = a_n [1 + Q_2^m(i)Q_2^n(j)A_2P_2(\cos \theta_{mn}) + Q_4^m(i)Q_4^n(j)A_4P_4(\cos \theta_{mn})] \quad (2.19)$$

この方法の特徴の一つはそのシンプルさである。各同時計数カウン트의規格化には、その同じゲートスペクトル中の X 線のカウンつ以外は使われず、1つのゲートスペクトル内で規格化が完了している。測定中の η , c , ϵ 等の検出効率の変動も自動的に補正される。加えて N_{ij}^{mn}/N_{ix}^{mn} が η_i^m に対して無関係であることも特徴である。その他の規格化の方法では、ゲートを設定する側の γ 線カウンつの絶対値が必要である。つまり γ 線ピークに設定するゲート範囲やコンプトン連続部分の寄与を差し引くためのオフゲート設定を慎重に行わなければならない。一方 X 線を用いた方法ではゲート側の γ 線カウンつの絶対値も相対値も必要としない。従ってゲートを γ 線ピークの一部のみに異なる幅や部分に設定したとしても、その結果得られる N_{ij}^{mn}/N_{ix}^{mn} の値に変化はない。この特徴はゲート及びオフゲート設定に起因する誤差を大幅に低減する。特にゲートをダブルピークに設定する場合や混み合ったスペクトル部分に設定しなければならない場合に有用である。

2-5-2 その他の規格化法との比較

同時計数カウンつの規格化で最も一般的な方法はシングルスペクトルによる規格化である。しかしこの方法は各検出器間の検出効率の違いは補正できるが、各検出器ペア間の同時計数効率の違いは補正できない。つまり異なる検出器ペア (m, n) に対して $\epsilon_{ij}^{mn} = const.$ の条件が成り立つときに成立する方法である。特性の似た検出器を使い、回路系の構成や調整を適切に行えば、通常この同時計数効率の違いは無視できる程度に小さく、この規格化法を解析に用いることができる。

X 線による規格化は、異なるゲート側検出器 $m = 1, 2, \dots, N$ ($m \neq n$) に対してコインシデンスファクターの比が $\epsilon_{ij}^{mn}/\epsilon_{ix}^{mn} = const.$ の条件のときに成立する方法である。この条件は $\epsilon_{ij}^{mn} = const.$ が成り立つときは常に満たされるため、X 線による規

規格化法はシングルスペクトルによる規格化法が適用できる条件では常に適用できる。更にシングルスペクトルによる規格化が適用できない $\epsilon_{ij}^{mn} \neq const.$ の条件のときでも $\epsilon_2(m, i, n, j)/\epsilon_2(m, i, n, x) = const.$ ならば常に成り立つ。 ϵ_2 への依存性は残るものの、 $\epsilon_2(m, i, n, j)$ と $\epsilon_2(m, i, n, x)$ の違いはTACとデータ収集系におけるゲート設定及びタイミング調整にのみ依存すると思われるので、それらを適切に設定すればほとんどすべての条件において適用可能である。

Yamada等[36]の2回測定して同時計数効率の違いを打ち消す方法は、1回目の測定におけるコインシデンスファクターを ϵ_{ij}^{mn} 、2回目の測定におけるそれを $\epsilon_{ij}^{mn'}$ と表すとすると、 $\epsilon_{ij}^{mn}/\epsilon_{ij}^{mn'}$ の値がすべての検出器ペア (m, n) に対して一定値を取れば成り立つ。通常同一の回路系で測定した2回の測定間でのコインシデンスファクターは同一の値になると思われるので $\epsilon_{ij}^{mn}/\epsilon_{ij}^{mn'} = 1$ となり、この方法が適用できる。仮にTACへのゲート設定やデータ収集系におけるタイミング調整が不適切であっても、2回の測定間でそれらがまったく同じに設定されていれば、それに起因する同時計数効率の違いは打ち消される。従ってこの方法は最も適用範囲が広い規格化法と言える。しかしこの方法では同時計数効率の違いは打ち消すことができるが、各検出器間の検出効率の違いは補正できず、シングルスペクトルによる規格化法を併用しなければならない。また2回測定しなければならないことは短寿命核のオンライン測定においては大きな欠点である。

Vénos and Tlustý [37]の偶然同時計数イベントを利用した規格化法は、真の同時計数イベントと偶然同時計数イベントの両方に対してコインシデンスファクターが等しいことを前提としている。しかし真の同時計数イベントと偶然同時計数イベントではタイミング特性が異なるので、必ずしも等しいとは限らず、その影響を考察しなければならない。

2-5-3 実験・結果

X線による規格化法の試験は、 ^{152}Eu 線源を用いて測定される ^{152}Sm 側のカスケード、及びオンライン実験で測定した ^{128}La の β 崩壊で測定される ^{128}Ba のカスケードを用いて行った。

^{152}Eu 線源に関する解析は2-3-1節で測定されたデータを用いて行った。Table 2-5に特性X線による規格化法で得られた A_2, A_4 の結果を示し、同じデータをシングルスペクトルで規格化して得られた結果と比較した。両者の結果は実験誤差の範囲内で良く一致した。

^{128}Ba については、 $4_1^+ - 2_1^+ - 0_1^+$ 遷移の479 keV-284 keVカスケードについての結果をFig. 2-23に示す。ゲート側 γ 線に284 keV γ 線を選び、式(2.19)を用いて A_2, A_4 及び $a_{1,2,\dots,5}$ を求めた。これらのフィッティング係数をTable 2-6にまとめた。 A_2, A_4 の値は4(E2)2(E2)0カスケードの理論値 $A_2 = 0.102, A_4 = 0.009$ と非常に良く一致した。

次にこの規格化法がゲート側 γ 線カウントの絶対値に依存しないことを確認するために、284 keV γ 線に設定するゲートの範囲、位置をFig. 2-24のように各検出器毎にかえ、式(2.19)を用いて同様に解析した。結果をFig. 2-25に示し、Table 2-6に

Table 2-5. Results of angular correlations for four cascades in ^{152}Sm deduced from the normalization by characteristic KX-rays (X-ray), compared with those deduced from the normalization by singles γ -ray counts (Singles). The attenuation of the angular correlations arising from the lifetime of the 122 keV state has been corrected for all the results using equal attenuation factors $G_2 = 0.70(3)$ and $G_4 = 0.76(5)$.

Cascade [keV]		X-ray	Singles
245-122	A_2	0.092 ± 0.010	0.098 ± 0.009
$4^+ - 2^+ - 0^+$	A_4	-0.015 ± 0.017	0.011 ± 0.013
964-122	A_2	-0.023 ± 0.012	-0.017 ± 0.009
$2^+ - 2^+ - 0^+$	A_4	0.372 ± 0.031	0.340 ± 0.027
1112-122	A_2	-0.284 ± 0.018	-0.286 ± 0.016
$3^+ - 2^+ - 0^+$	A_4	-0.082 ± 0.021	-0.081 ± 0.017
1408-122	A_2	0.265 ± 0.016	0.253 ± 0.014
$2^- - 2^+ - 0^+$	A_4	-0.005 ± 0.017	0.001 ± 0.013

ゲートをピーク全体に適切に設定して得られたフィッティング係数の結果と比較した。両者の7つの係数はすべて非常に良く一致し、結果はゲート側 γ 線カウンターの絶対値には依存しないことが確認された。

この特徴の応用として、ゲート側 γ 線がダブルットピークである場合の解析結果を示す。 ^{128}Ba の609 keV-479 keVカスケード($4_2^+ - 4_1^+ - 2_1^+$)、1041 keV-284 keVカスケード($3_1^+ - 2_1^+ - 0_1^+$)について解析した。これらのカスケードのゲート側 γ 線である609 keV、1041 keV γ 線はFig. 2-26に示すようなダブルットピークとして観測され、ゲート範囲内に607 keV、1037 keV γ 線の成分が混入すると角度相関が歪められてしまう。そこでゲートを607 keV、1037 keV γ 線に懸からないようにピークの一部のみに設定し、式(2.19)を用いて解析した。結果をFig. 2-27に示す。また得られた A_2 、 A_4 の値をFig. 2-28の楕円表示上に示す。どちらのカスケードの結果も理論で予想される A_2 、 A_4 の値の分布上に乗っている。609 keV $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ 遷移のE2/M1混合比 δ の値は、 $\delta = -19_{-\infty}^{+11}$ と求められ、インビーム実験における γ 線角度分布測定で求められた文献値 [54] $\delta < -10$ or $\delta > 100$ と良く一致した。1041 keV $3_1^+ \rightarrow 2_1^+$ 遷移のE2/M1混合比は $\delta = 6.7_{-2.5}^{+8}$ と求められた。この遷移のE2/M1混合比はこれまで報告されていないが、 ^{126}Ba で測定された値 $\delta = 5.5_{-0.9}^{+1.1}$ と比べて妥当な値である。

Table 2-6. Comparison of fitted parameters for different analyzing conditions, where the gates for γ -ray peaks are set on full range of the γ -ray peak (Full) or on part of the γ -ray peak with various width and parts (Part).

Parameter	Full	Part
A_2	0.1002 ± 0.0041	0.1066 ± 0.0048
A_4	0.0162 ± 0.0072	0.0160 ± 0.0080
a_1	0.158615	0.157878
a_2	0.157622	0.156419
a_3	0.167045	0.166382
a_4	0.172414	0.172548
a_5	0.170361	0.170865

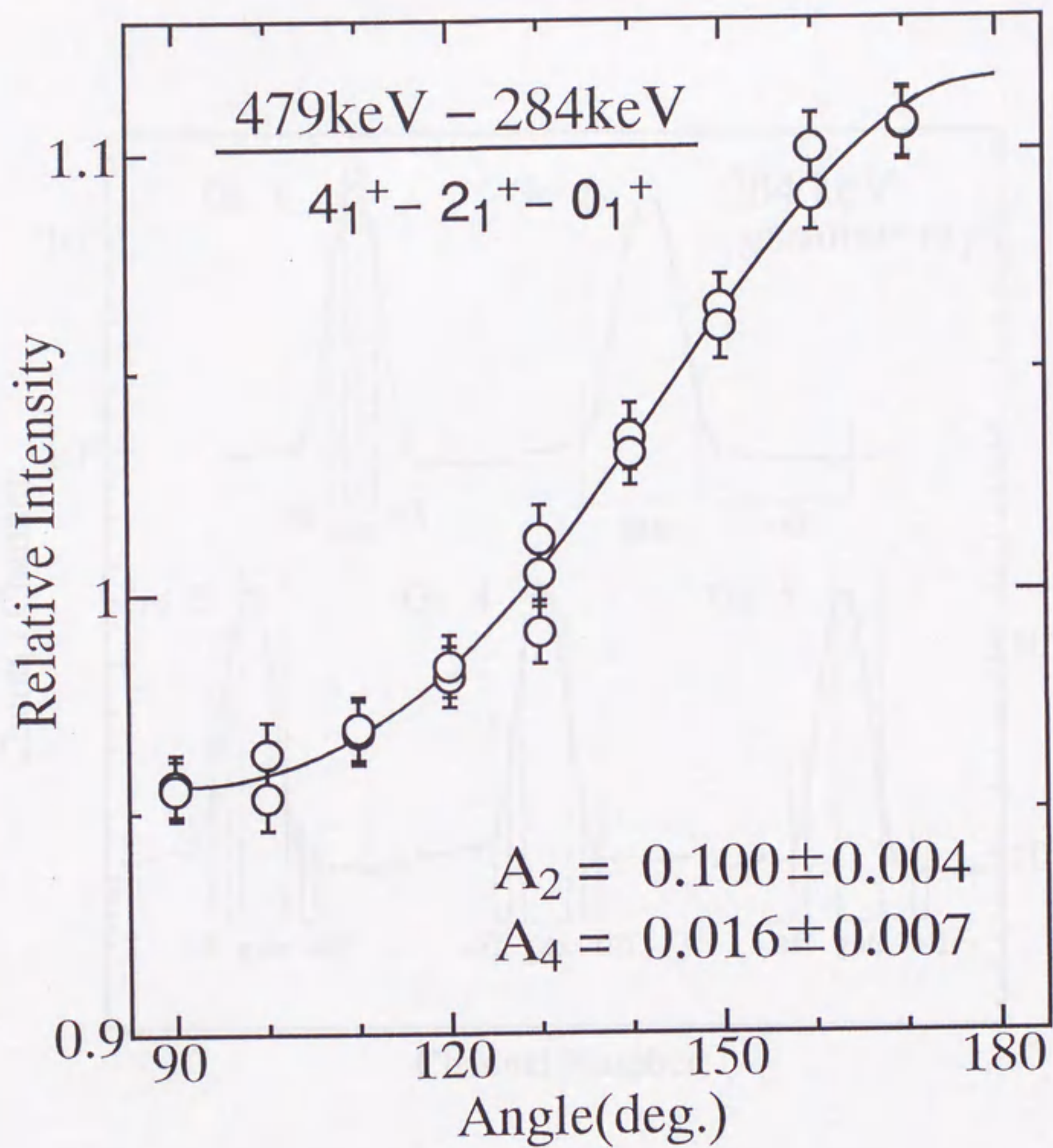


Fig. 2-23. A result of a γ - γ angular correlation for the 479-284 keV cascade in ^{128}Ba .

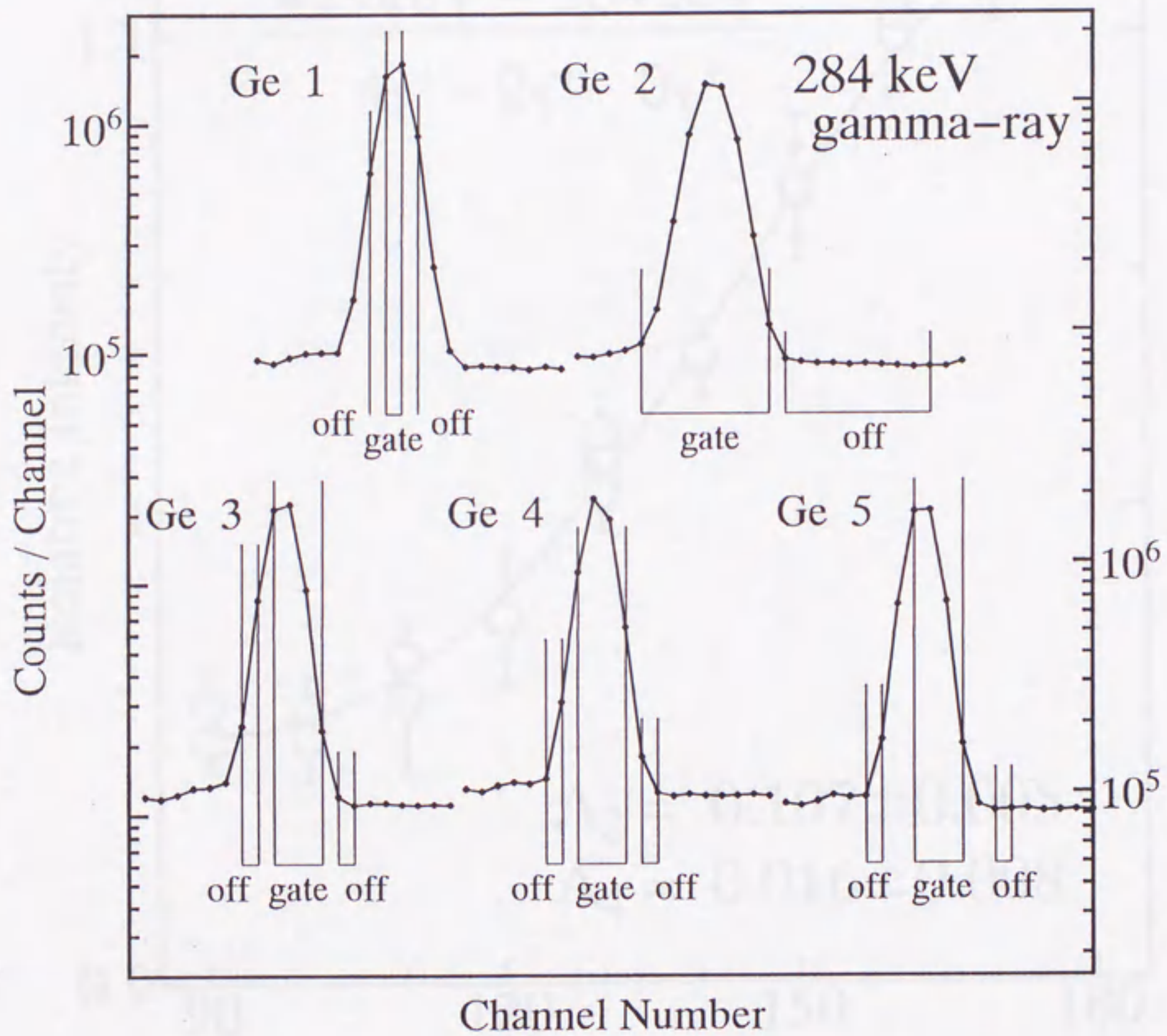


Fig. 2-24. Various gate settings for five detectors to test the independence on an absolute gating γ -ray count.

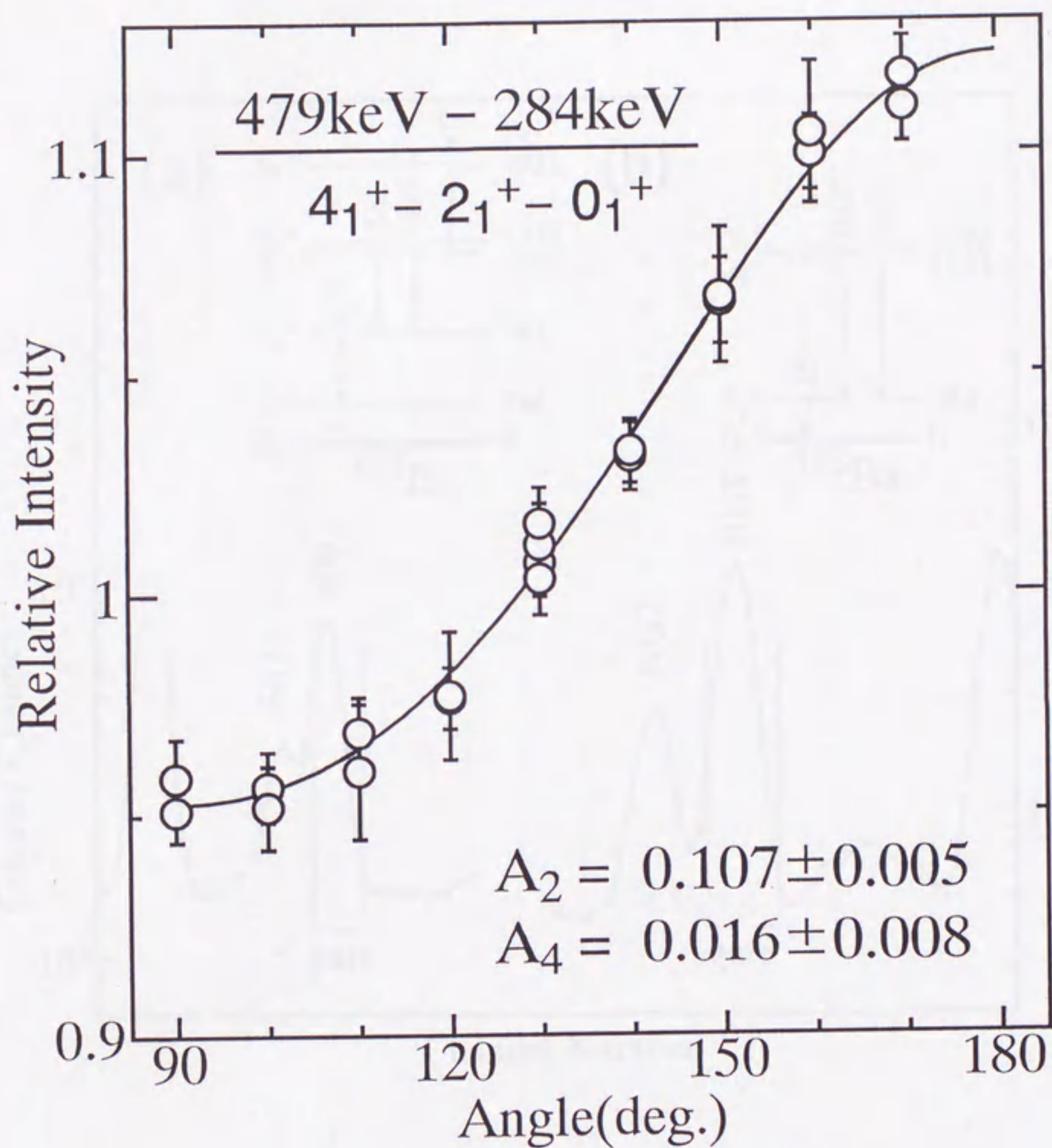


Fig. 2-25. A result of a γ - γ angular correlation for the 479-284 keV cascade in ^{128}Ba deduced from the gate settings shown in Fig. 2-24.

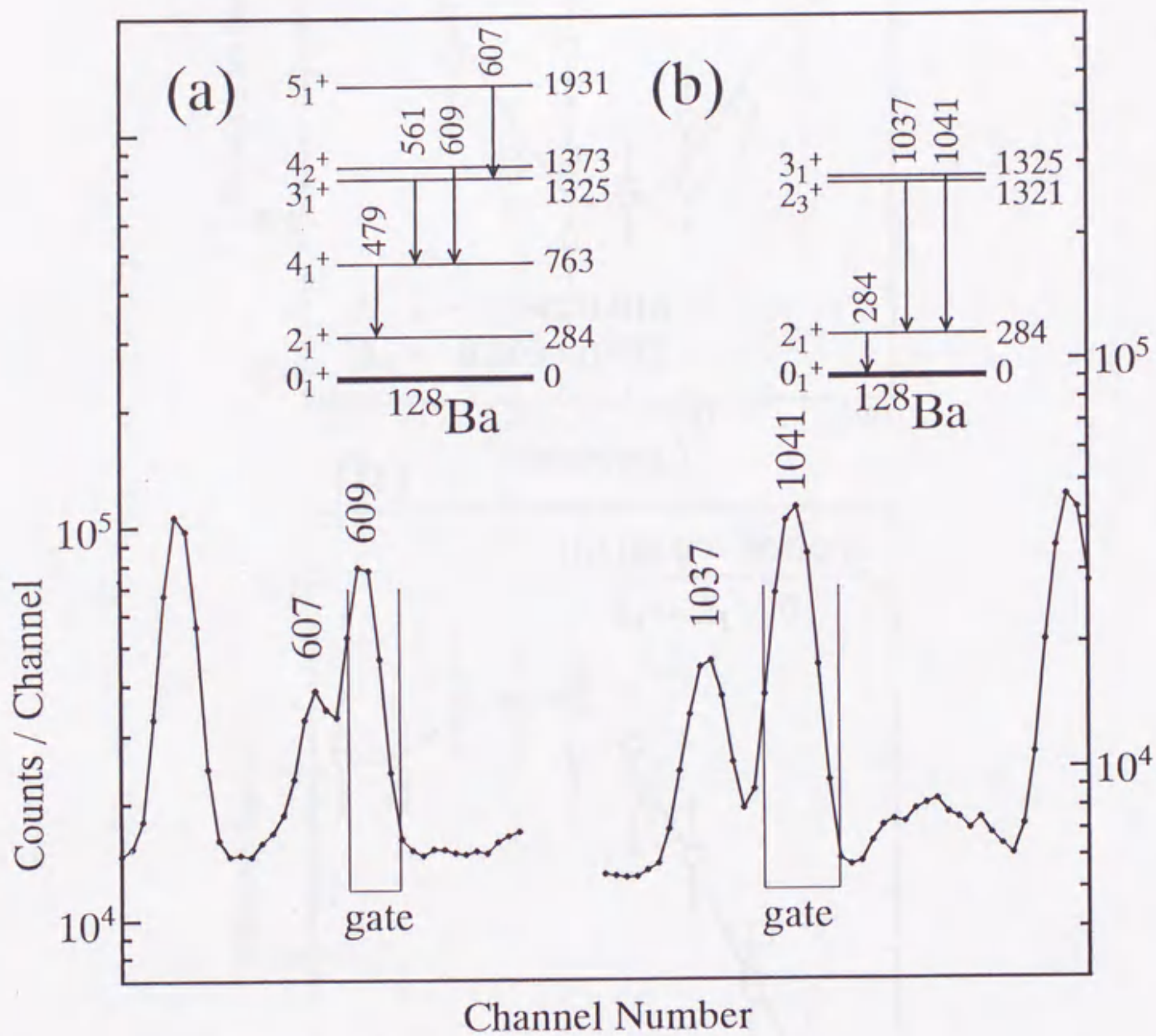


Fig. 2-26. Partial decay schemes and gate settings for (a) the 609–479 keV and (b) the 1041–284 keV cascades in ^{128}Ba , whose gating γ -rays of 609 and 1041 keV show a doublet peak. The gates are set on part of the γ -ray peak to avoid including the component of the 607 keV and 1037 keV γ -rays.

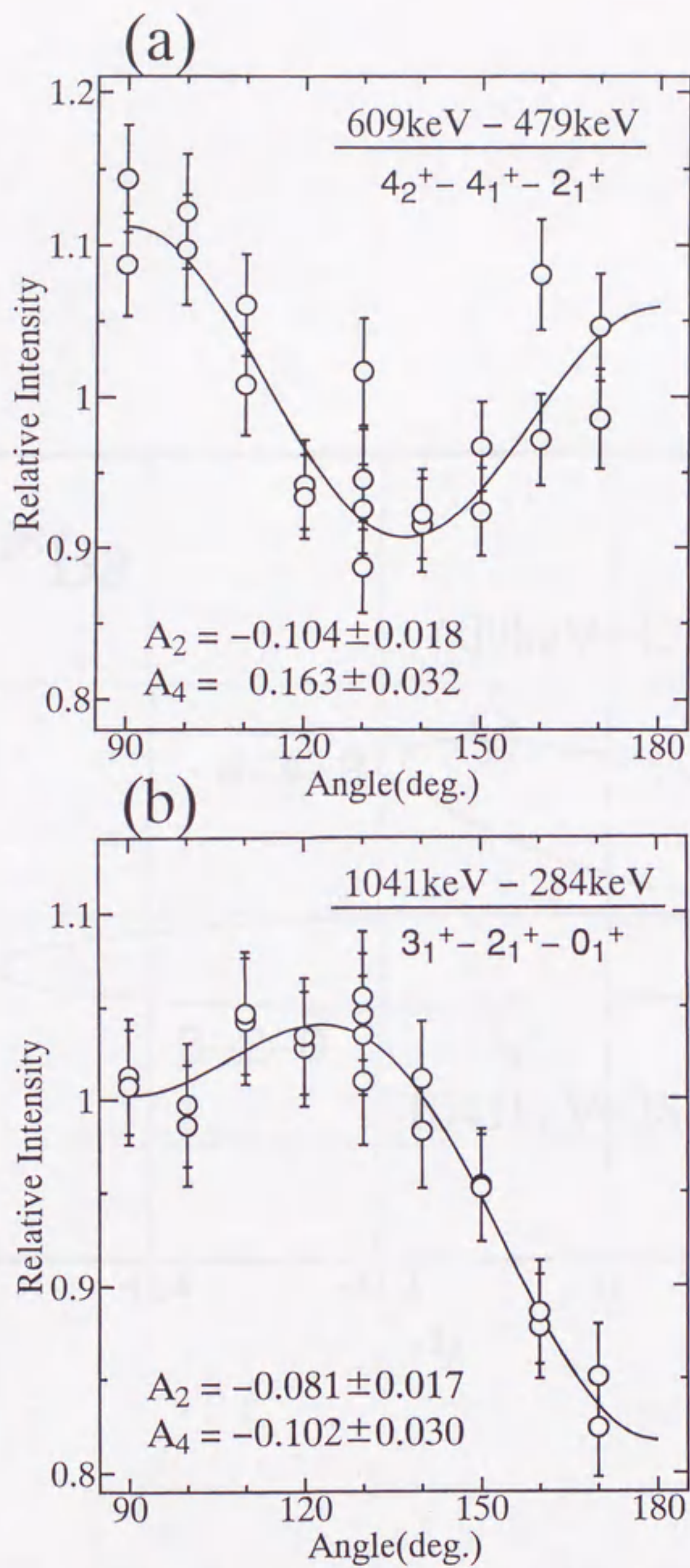


Fig. 2-27. Results of γ - γ angular correlations for (a) the 609-479 keV and (b) the 1041-284 keV cascades in ^{128}Ba .

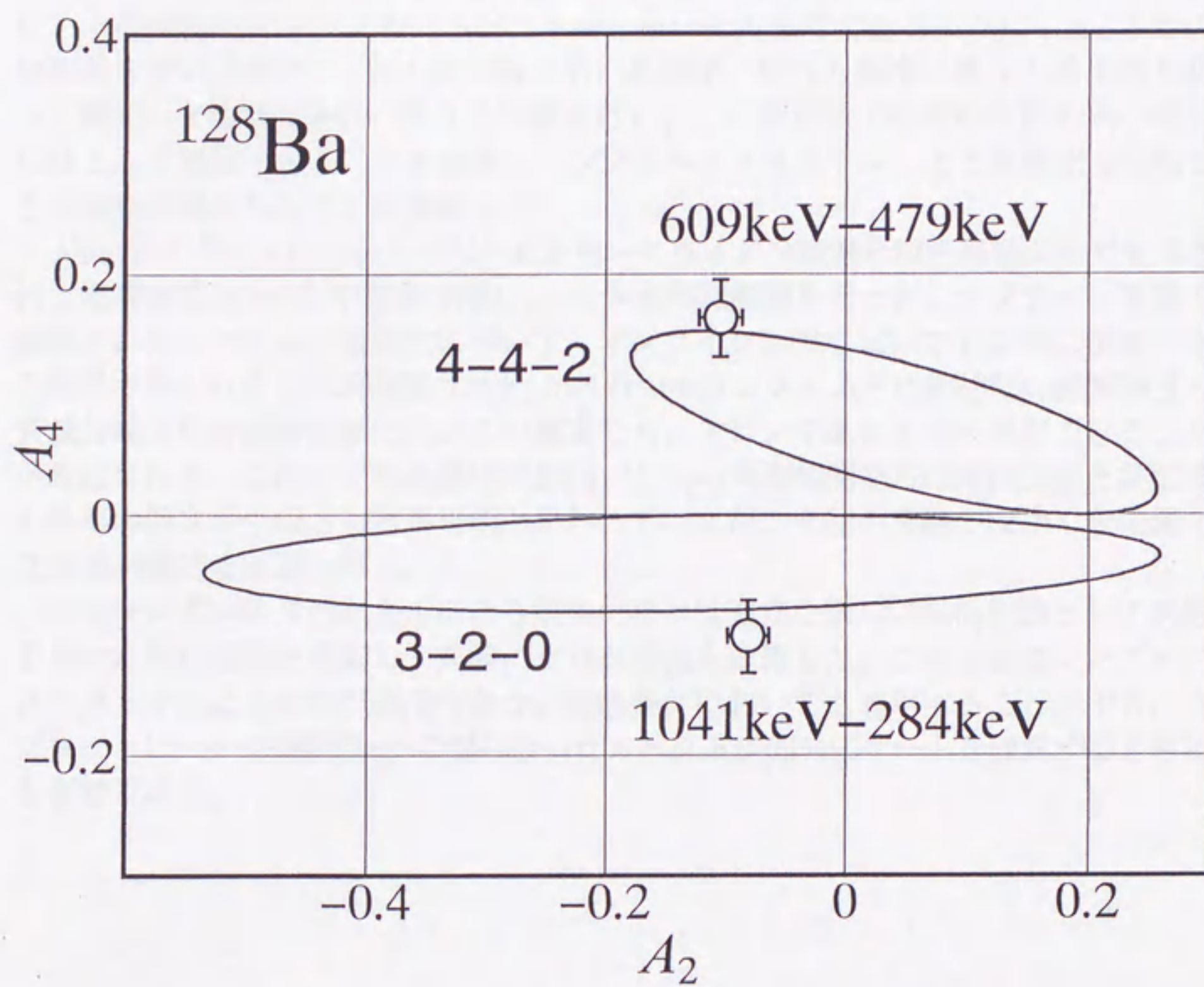


Fig. 2-28. Parametric plots of angular correlation coefficients A_2 and A_4 for the 609-479 keV and the 1041-284 keV cascades in ^{128}Ba .

2-6 結論

ISOLで質量分離された短寿命核の測定のために、5台のHPGe検出器を用いた効率の良い γ - γ 角度相関測定システムを設計、製作した。一回の測定で 90° , 100° , 110° , 120° , 130° , 130° , 140° , 150° , 160° , 170° の10点の角度に対する測定点が同時に得られる配置を考案し、線源-検出器間距離を60 mmまで近づけられるように検出器のエンドキャップの角を加工して、できる限り効率良く測定できるようにした。

なるべく特性の似通った検出器を揃え、回路系の構成を注意深く行うことで、できる限り各検出器ペア間での同時計数効率に違いが現れないようにし、同時計数カウンタの規格化をシングルスペクトルを用いた方法でできるようにした。5台の検出器を用いた測定、2台の検出器を用いた測定、特性の極端に異なる検出器を用いた測定の3種類の条件の異なる実験を行い、この測定系での同時計数効率の違いはほとんど無視できることを確認し、シングルスペクトルによる規格化で信頼できる結果が得られることを確認した。

AVFサイクロトロンからのビームを用いた重イオン核融合粒子蒸発反応で生成される短寿命核をISOLで質量分離し、 γ - γ 角度相関測定を行った。オフライン実験で確認されたシステムの信頼性について、オンライン実験においても同様に信頼できる結果が得られることが確認された。3-4日のマシンタイムと比較的弱い線源強度の質量分離された短寿命核についての測定でも、スピンや混合比の決定ができることが確認された。これまで加速器付設ISOLでの γ - γ 角度相関測定は線源強度と測定系の効率の低さからほとんど不可能と思われていたが、今回の実験の成功で今後新たな展開が開けると思われる。

またシングルスペクトルによる規格化法とは独立な新しい規格化法としてX線を用いた規格化法を考案し、実験により有効性を確認した。この方法はシングルスペクトルによる方法が適用できない実験条件においても適用することができ、ダブレットピークや γ 線ピークの混み合ったスペクトル部分にゲートを設定するときにも有効である。

第3章

質量数130近傍の中性子欠損核の 0^+ 準位の系統性

3-1 はじめに

この領域のガンマ不安定核の 0^+ 準位の性質は未だ良く判っていない。その原因の一つとして、基底状態バンドや準ガンマバンドのエネルギーや遷移確率は良く再現できる理論計算でも、 0^+ 準位とそのバンドメンバーのエネルギーは良く再現できないことが挙げられる。また実験データも不足しており、報告されている 0^+ 準位についてもそのスピン値が実験的に決定されていないものもあり、変形状態の遷移に伴う 0^+ 準位の系統性も不明である。

この領域の原子核ではXeの偶-偶核については、親核のCsのEC/ β^+ 崩壊から、あるいはTe($^3\text{He}, n$)Xe反応によって多くの 0^+ 準位が同定されている。しかしガンマ不安定核から軸対称変形核への変形状態の遷移を示すBa, Ceの偶-偶核については実験の困難さからデータが不足している。その中で安定核である $^{132,134}\text{Ba}$ については最近(p, t)反応を用いて多くの 0^+ 準位が同定されたが [21]、それ以外の核種についてはEC/ β^+ 崩壊から 0^+ 準位のみ報告されている。 ^{130}Ba については 90° と 180° の2点のみ測定した γ - γ 角度相関測定から 0^+ 準位のスピンの同定されている [39]。 $^{128,126}\text{Ba}$ については 0^+ 準位の報告はあるが、そのスピン値はエネルギーの系統性からの推定であり、スピンの実験的同定はなされていない [51, 52]。 ^{124}Ba については内部転換電子の測定によるE0遷移の観測から 0^+ 準位が同定されている [55]。また $^{134,132}\text{Ce}$ については最近 90° と 180° の2点のみ測定した γ - γ 角度相関測定から 0^+ 準位が同定されており [56]、 $^{132,130,128}\text{Ce}$ の 0^+ 準位は内部転換電子の測定による非常に弱いE0遷移の観測から同定されている [57]。これらの実験データからBaにおける 0^+ 準位のエネルギーの系統性をみると、 0^+ 準位のエネルギーは ^{134}Ba から ^{128}Ba までは中性子数の減少に伴って下がる傾向にあるが、 ^{126}Ba で若干エネルギーを上げ、 ^{124}Ba では再び下げるといった不規則性を示している。その他のXe-Ba-Ceの低スピン集団運動準位ではこのような不規則性は見られないことから、何故 0^+ 準位がこのような傾向を示すのかは不明である。

本研究ではTIARA-ISOLで生成・質量分離された質量数130近傍の中性子欠損核のEC/ β^+ 崩壊によって励起されるBa, Ceの偶-偶核の低エネルギー低スピン集団運動準位について系統的な γ - γ 角度相関測定を行い、それらのスピン値を同定する。その中で特に多くの準位が新たに同定された 0^+ 準位の結果に注目し、この領域のガン

マ不安定核の 0^+ 準位の性質及びガンマ不安定核から軸対称変形核への遷移過程における 0^+ 準位の性質の変化を明らかにする。

3-2 実験

$^{124,126,128,130}\text{Ba}$ の親核である $^{124,126,128,130}\text{La}$ は、AVFサイクロトロンによって195 MeVに加速された ^{36}Ar ビームとMoターゲットを用いて重イオン核融合粒子蒸発反応によって生成した。 ^{36}Ar は同位体濃縮されたガスを用いた。ターゲットは ^{124}La , ^{126}La についてはそれぞれ同位体濃縮された 3 mg/cm^2 の ^{92}Mo , ^{94}Mo 箔を使用し、 $^{128,130}\text{La}$ については天然組成の $^{\text{nat}}\text{Mo}$ 箔を使用した。ビーム電流はターゲット位置で約120 pAだった。本研究で使用したイオン源では、La, Ce, Prなどの軽希土類元素は単体イオン(M^+)としてよりも一酸化物イオン(MO^+)としてのほうがイオン化効率が高い[49]。よって生成核を一酸化物イオンとしてイオン化し、ISOLの磁場を目的とする核種の質量数+16の位置に合わせて質量分離した。この方法は単にイオン化効率を上げて収量を多くするだけでなく、核反応で同時に生成されるCs, Baの同重核の混入をなくし、La, Ce, Prの γ 線をS/Nよく測定することを可能にする。このイオン源ではCs, Baの単体イオンとしてのイオン化効率は非常に高く、単体イオンとして質量分離するとCs, Baが非常に強く観測され、相対的にイオン化効率の低いLa, Ce, Prの観測を妨害する。しかしCs, Baは一酸化物イオンとしてはほとんどイオン化されないため、La, Ce, Prのみを選択的に質量分離することができる。本研究で用いた反応系では、主に断面積の大きいLa, Ceが強く観測され、断面積の小さなPrは ^{128}Pr , ^{130}Pr のみ弱く観測された。質量分離された短寿命核は一定時間テープ上に収集された後測定位置に運ばれ、一定時間測定される。同時に次の測定用線源が収集される。収集-測定の時間サイクルは対象核種の半減期をもとに設定し、 ^{128}La , ^{126}La , ^{124}La についてそれぞれ324 s, 100 s, 52 sとした。測定位置には γ - γ 角度相関測定のための5台のHPGe検出器を配置し、収集位置には β 線最大エネルギー測定のためのLEPSとGAMMA-Xの2台のHPGe検出器を配置した。

質量数130については、 ^{130}La と ^{130}Pr を効率よく同時に測定するためにテープ移送装置を使わずに測定した。この反応系では ^{130}La よりもその親核である ^{130}Ce のほうが強く得られるが、 ^{130}Ce の半減期22.9 mは ^{130}La の半減期8.7 mよりも長いので、テープ装置を使用すると効率よく測定できない。テープ装置を使わないことで、 ^{130}La を効率よく測定し、かつ半減期が40 sと短い ^{130}Pr も同時に測定できる。 ^{130}La の娘核 ^{130}Ba は安定核なので、その蓄積は測定の妨害にならない。収集位置にはテープ装置の代わりにアクリル円筒製チェンバーを設置し、中心に張ったアルミ蒸着マイラー膜上に質量分離されたビームを収集しながら測定を行った。円筒チェンバーの側面に γ - γ 角度相関測定用の5台の検出器を配置し、上下に β 線測定用の2台の検出器を配置して測定した。

測定は、角度相関測定のために γ - γ 同時計数測定と γ 線シングルス測定、 β 線測定のために β - γ 同時計数測定及びシングルス測定を行った。また γ 線の半減期を測定するため、スペクトル・マルチスケリング測定を行い、一サイクルの時間を16分割

した γ 線シングルススペクトルを得た。

収集位置での質量分離された $^{124-130}\text{LaO}^+$ イオンの量は $(2-3) \times 10^4$ ions/sであった。質量数124, 126, 128, 130についてそれぞれ42, 57, 60, 51時間測定し、約 3.8×10^8 , 3.0×10^8 , 3.7×10^8 , 4.0×10^8 イベントのデータを得た。平均の γ 線計数率は約2000-3000 counts/sであった。

3-3 0^+ 準位の結果

$^{124, 126, 128, 130}\text{Ba}$, ^{130}Ce に対する γ - γ 角度相関測定で合計10個の 0^+ 準位を観測することができた。Fig. 3-1に観測された0-2-0カスケードの角度相関の結果を示し、得られた A_2 , A_4 の値をFig. 3-2の楕円表示上にプロットする。0-2-0カスケードは他のカスケードに比べて非常に大きな角度相関パターンを示し、その同定は比較的容易である。得られた A_2 , A_4 の値は0-2-0カスケードに対する理論値と良く一致し、また他のスピンに対する理論値とはかけ離れた値を取っており、 0^+ 準位であると同定された。

本研究でこのように多くの 0^+ 準位が観測された理由の一つとして、親核のLaに β 崩壊する低スピンアイソマーが存在することが関係している。過去の研究から $^{124, 126, 128}\text{La}$ には β 崩壊する高スピンと低スピンの2つのアイソマーがあると指摘されていた [51, 55, 58]。(どちらが基底準位であるかは不明のため、ここではこれら2つの準位両方をアイソマーと呼ぶことにする。) β 線分岐比からこれらの高スピンアイソマーのスピンは、 ^{124}La で7か8, $^{126, 128}\text{La}$ で5か6と推定された [51, 58]。つまり高スピンアイソマーからの β 崩壊では、 β 遷移の選択則から 0^+ 準位へ直接遷移することはない。一方低スピンアイソマーのスピンは 1^+ と考えられ、この β 崩壊では 0^+ , 1^+ , 2^+ に強く遷移すると思われる。重イオン核融合反応では高スピン状態が強く励起されるため、イラスト状態に近い高スピンアイソマーが強く生成され、低スピンアイソマーはほとんど生成されないと予想される。このことがこれまで 0^+ 準位の観測を困難にしてきた原因である。一方本実験ではLaに加えてCeの原子核もかなりの強度で生成、質量分離された。これらCeの基底状態のスピンは、偶-偶核なので 0^+ である。つまりCeの β 崩壊では核反応によるLaの生成の時とは反対に低スピンアイソマーを強く生成する。本研究における多くの 0^+ 準位の観測は、このCeの β 崩壊によって生成されたLaの低スピンアイソマーからの β 遷移によるものと考えられる。

以下に各核種の 0^+ 準位の実験結果について考察し、過去の実験結果と比較する。

3-3-1 ^{130}Ba

^{130}Ba については1179.4 keVに1つの 0^+ 準位(0_2^+)のみ観測された。 ^{130}Ba の 0_2^+ 準位はKirch等 [39]によって 90° と 180° の2点のみの測定による γ - γ 角度相関で同定されており、本研究の結果はこれと一致した。しかし本研究の測定では、 ^{130}Ce が非常に強く生成されているにもかかわらず、その他の新たな 0^+ 準位は観測できなかった。この原因は ^{130}Ce の基底準位のスピンが 3^+ であり、低スピンアイソマーが存在

しない [59] ためと考えられる。唯一観測された 0_2^+ 準位は、直接の β 遷移で励起されたものではなく、 2^+ 準位などからの γ 遷移を経由して励起されたと考えられる。

3-3-2 ^{128}Ba

^{128}Ba については、942.6, 1710.1, 2218.9, 2628.9 keV の4つの 0^+ 準位が同定された。質量数128では ^{128}Ce が強く生成され、その β 崩壊で ^{128}La の低スピンアイソマーが強く生成されるので、Baの 0^+ 準位が強く観測されたと考えられる。 ^{128}Ba の 0_2^+ 準位はSiems等 [52] によって報告されているが、そのスピン値はエネルギーの系統性から推定されているだけで、本研究で初めて実験的にスピンを同定した。その他の3つの 0^+ 準位は本研究で初めて観測され同定された。

^{128}La の β 崩壊は、過去にZolnowskiとSugihara [60] によって研究されており、そのなかで彼らは強度の弱いものを含む多くの γ 遷移を観測し、 ^{128}Ba の準位に組み込んでいる。ところが彼らは、これら4つの 0^+ 準位からの γ 線について、658.5 keVの $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ γ 遷移を除いてまったく報告していない。658.5 keVの γ 線も非常に弱く観測されただけであり、崩壊図式にも組み込まれていない。一方本研究ではこれら4つの 0^+ 準位からの γ 線は非常に強く観測されている。Fig. 3-3に本研究で測定された質量数128の γ 線スペクトルを示す。 $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ 遷移の658.5 keV γ 線は、近傍の632.7 keV ($5^- \rightarrow 6_1^+$) γ 線、643.7 keV ($6_1^+ \rightarrow 4_1^+$) γ 線と比較してもかなりの強度で観測されている。また $0_4^+ \rightarrow 2_1^+$ 遷移の1934.8 keV γ 線も、近傍の高スピン準位からの1908.1 keV, 1919.5 keV γ 線よりも強く観測されている。一方ZolnowskiとSugihara [60]の論文のfig. 1に掲載されている γ 線スペクトルをFig. 3-4に示すが、これらの 0^+ 準位からの γ 線はほとんど現れていない。この違いは本研究と彼らの実験で用いた核反応の違いによると考えられる。彼らは ^{128}La の生成に $^{118}\text{Sn}(^{14}\text{N}, 4n)$ 反応を用いたが、この反応では ^{128}Ce は生成されない。一方本研究では $^{nat}\text{Mo}(^{36}\text{Ar}, xpyn)$ 反応を用いており、 ^{128}La と同時に ^{128}Ce も強く生成される。 $^{118}\text{Sn}(^{14}\text{N}, 4n)$ 反応では 0^+ 準位がほとんど観測されず、 ^{128}Ce を強く生成する $^{nat}\text{Mo}(^{36}\text{Ar}, xpyn)$ 反応では強く観測されるという事実は、 ^{128}La の低スピンアイソマーは重イオン核反応では直接励起されず、 ^{128}Ce の β 崩壊を経由してのみ生成されていることを示している。文献 [52, 60] で非常に弱く観測された 0_2^+ 準位は、直接の β 遷移で励起されたものではなく、 ^{128}La の高スピンアイソマーの β 崩壊から数本の γ 線カスケードを経由して励起されたと考えられる。

3-3-3 ^{126}Ba

^{126}Ba については、983.3, 2029.7 keVの2つの 0^+ 準位が同定された。983.3 keVの 0_2^+ 準位はGenevey等 [51] とSiems等 [52] によって報告されているが、そのスピン値はエネルギーの系統性から推定されているだけで、本研究で初めて実験的にスピンを同定した。2029.7 keVの 0^+ 準位は本研究で初めて観測され同定された。

2029.7 keV準位は、 0^+ 準位のエネルギーや β 線分岐比の系統性から考えて、 0_3^+ 準位ではなく 0_4^+ 準位であると考えられる。2029.7 keVは、 ^{128}Ba の 0_3^+ 準位1710.1 keVや

Table 3-1. Experimental β -branching ratios for excited 0^+ states in $^{124-130}\text{Ba}$. Beta-branching intensities to the ground state (0_1^+) were not obtained in the present experiments.

Level	^{124}Ba	^{126}Ba	^{128}Ba	^{130}Ba
0_2^+	100	100	100	100
0_3^+	23(5)	—	12(2)	—
0_4^+	—	72(7)	74(12)	—
0_5^+	—	—	20(3)	—

^{124}Ba の1357.1 keVに比べて高すぎ、むしろ ^{128}Ba の 0_4^+ 準位2218.9 keVに対応すると考える方が自然である。またTable 3-1に今回測定された 0^+ 準位に対する β 線分岐比を示すが、2029.7 keV準位のそれは 0_2^+ 準位のそれに対して0.72(7)の強度がある。しかしこの領域の原子核の 0_3^+ 準位に対するこの値は、 $^{124,128}\text{Ba}$, $^{124,126,128}\text{Xe}$ [61, 62, 63]について見ると、 0_2^+ 準位のそれに対して1-2桁小さい値を取っている。今回の測定で ^{126}Ba の 0_3^+ 準位が観測されなかった原因も 0_3^+ 準位からの γ 線の強度が弱かったためと考えられる。

3-3-4 ^{124}Ba

^{124}Ba については、1071.3, 1357.1 keVの2つの 0^+ 準位を初めて観測し同定した。 ^{124}Ba の 0_2^+ 準位は過去にIdrissi等 [55]の内部転換電子の測定によるE0遷移の観測によって898 keVと報告されているが、本研究の結果はこれと矛盾した。Fig. 3-5にIdrissi等 [55]の報告した ^{124}La の崩壊図式を示す。彼らは $0_2^+ \rightarrow 0_1^+$ E0遷移の他に $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ 668 keV γ 線も報告している。彼らの報告ではこの γ 線の相対強度は1.5とされており、 $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ 643 keV γ 線の強度3.8の半分程度とされている。しかし本研究では668 keV γ 線は観測されず、その上限値は643 keV γ 線強度との比で0.006以下であった。また彼らは 0_2^+ 準位をバンドヘッドとするバンドに属する 2_3^+ , (4^+)準位も報告しているが、本研究ではこれらの準位も観測されなかった。彼らの報告した 2_3^+ 準位については、 $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$, $2_3^+ \rightarrow 0_2^+$ γ 線は本研究では観測されなかった。 $2_3^+ \rightarrow 0_1^+$ 遷移とされた1216 keV γ 線は観測されたが、この γ 線は ^{124}Ba の β 崩壊によって放出される ^{124}Cs の準位に属するものと同定された。また(4^+)準位については、(4^+) $\rightarrow 4_1^+$ 遷移とされた1088 keV γ 線は ^{124}Ba の3351 keVレベルから2263 keVレベルに落ちる γ 線と同定された。本研究では一酸化イオンを質量分離したため、 ^{124}La , ^{124}Ce のみがほとんど純粋に観測された。一方Idrissi等の実験では、2種類の実験条件で測定されているが、一つは質量分離しているもののBa, Csの同重核の混入を避けられず、もう一つの実験では質量分離せずヘリウムジェット搬送のみを使用している。従って多くの核種の混入を避けられず、誤った同定がなされたと思われる。

^{124}Ba については新しく同定された 0_2^+ , 0_3^+ 準位に加えて、新たに 0_2^+ 準位のバンドに属すると思われる 2_3^+ 準位を1353.3 keVに同定した。この準位のスピンは、 0^+ と

4^+ の両方の準位への γ 遷移が観測されたことで決められた。

3-3-5 ^{130}Ce , ^{128}Ce

^{130}Ce については、1025.5 keVに 0_2^+ 準位が同定された。この 0_2^+ 準位についてはGizon等 [57] が非常に弱いE0遷移を観測することで同定していたが、今回角度相関測定でも確認された。しかし同じくGizon等が報告している1305 keVの 2_3^+ 準位は誤りであり、 2_3^+ 準位は1356.4 keVであることが判った。この準位のスピンの値は 0_2^+ , 4_1^+ , 2_1^+ , 0_1^+ 準位への γ 遷移があることから同定された。

^{128}Ce については、角度相関測定はできなかったが、 0_2^+ , 2_3^+ と考えられる準位を1052, 1305 keVに観測した。これらはGizon等 [57] の結果と一致した。

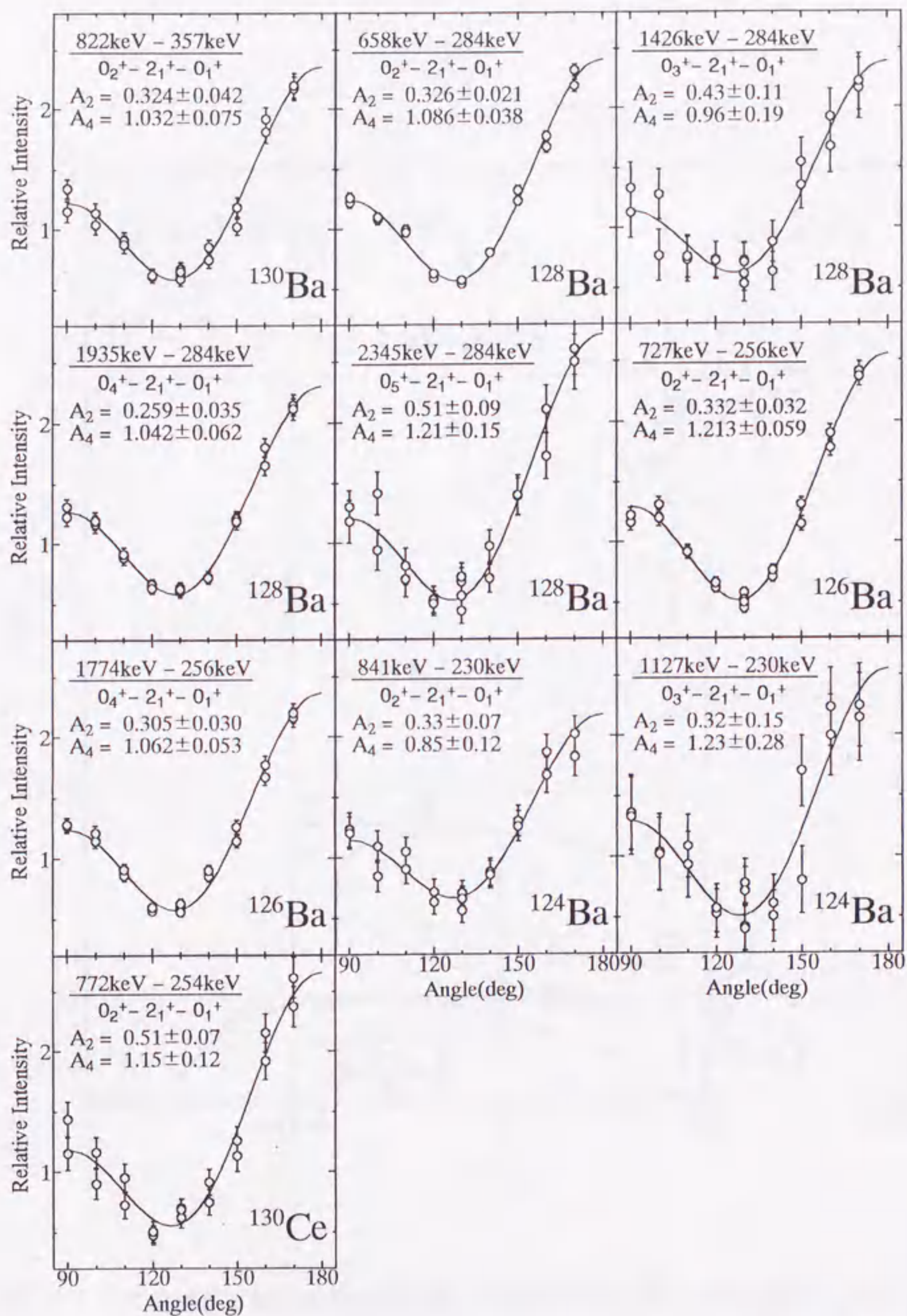


Fig. 3-1. Results of the γ - γ angular correlations for $0^+ - 2^+ - 0^+$ spin sequences observed in $^{124-130}\text{Ba}$ and ^{130}Ce .

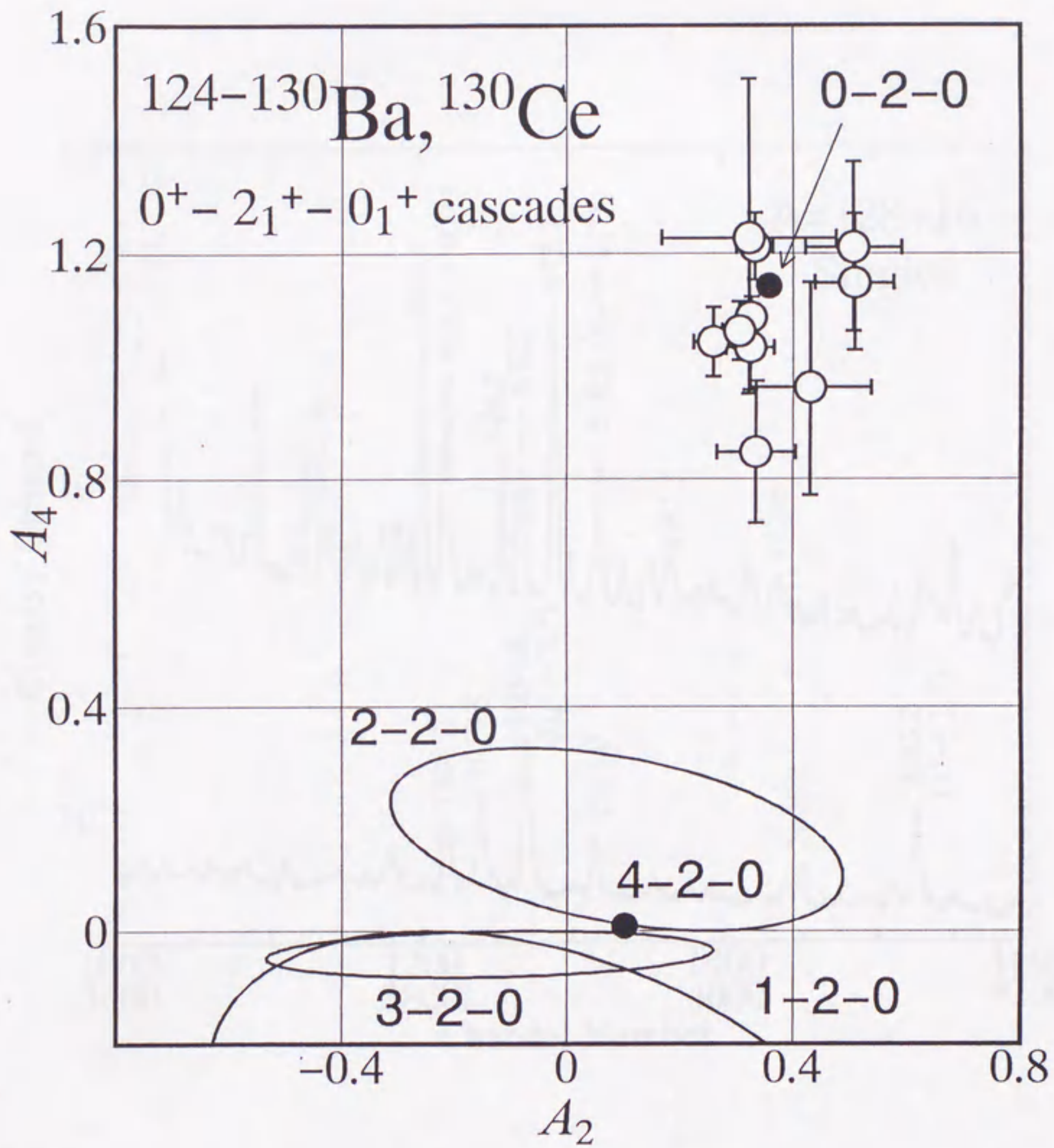


Fig. 3-2. Parametric plots of the angular correlation coefficients A_2 and A_4 for the results of $0^+-2^+-0^+$ cascades in $^{124-130}\text{Ba}$ and ^{130}Ce .

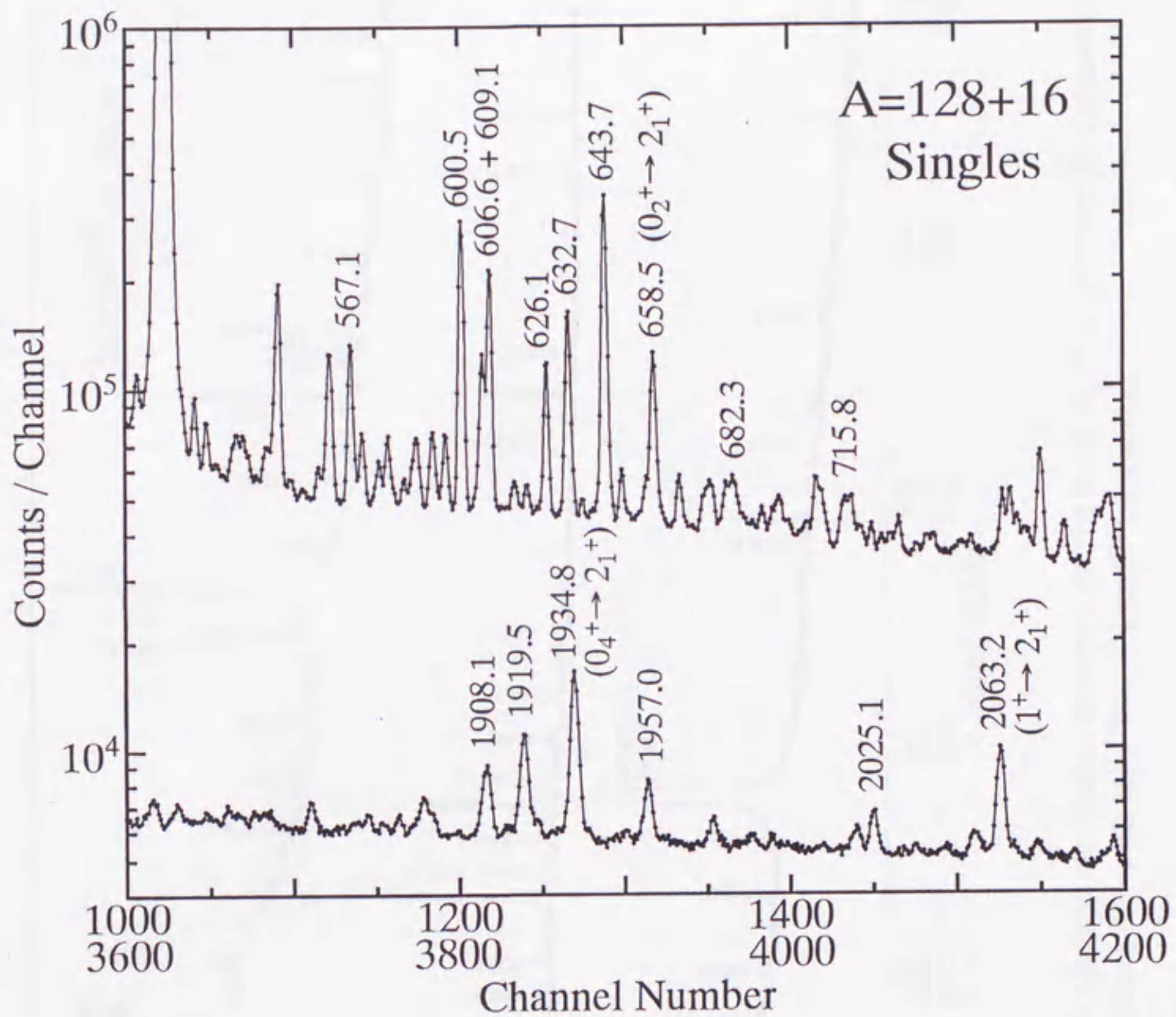


Fig. 3-3. Parts of a γ -ray singles spectrum obtained at $A = 128 + 16$, in which a number of γ lines originated from the decay of ^{128}La and ^{128}Ce are observed. Strong γ rays from the decay of ^{128}La are indicated with their energies in keV.

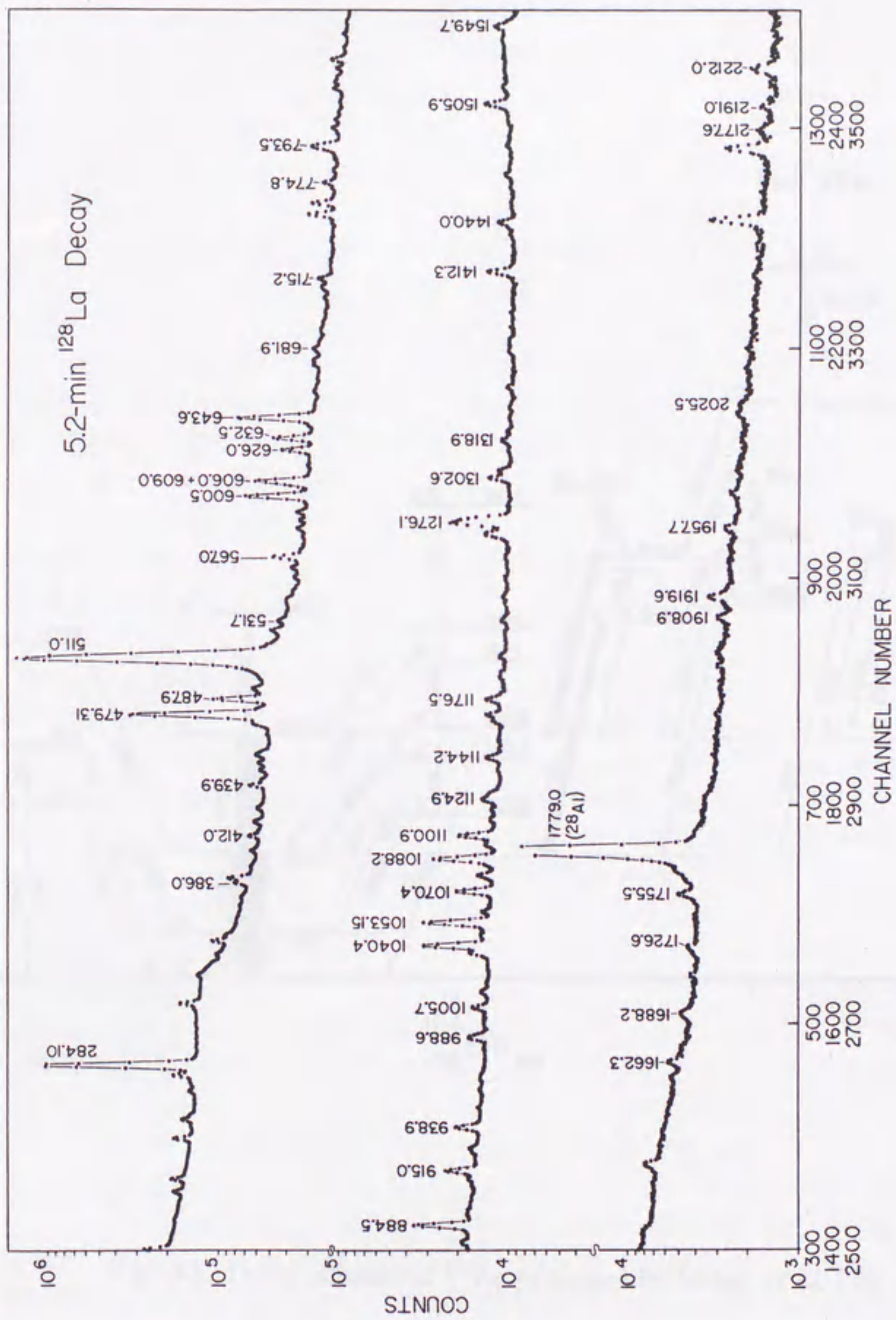


Fig. 3-4. Gamma-ray singles spectrum for the decay of ^{128}La observed by Zolnowski and Sugihara [60] with the $^{118}\text{Sn}(^{14}\text{N}, 4n)^{128}\text{La}$ reaction.

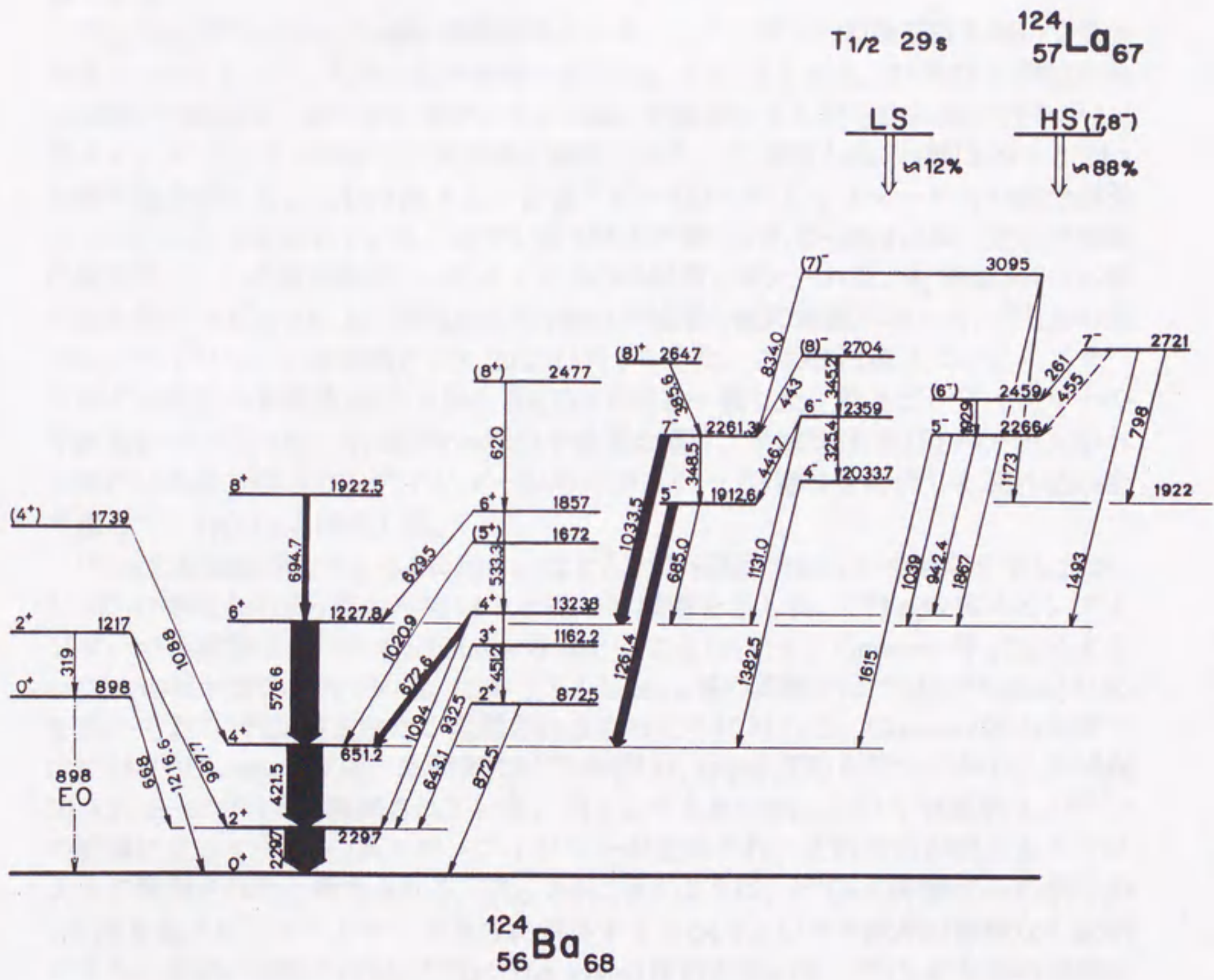


Fig. 3-5. Decay scheme of ^{124}La proposed by Idrissi *et al.* [55]

3-4 低スピンアイソマーの存在

本研究で多くの 0^+ 準位が観測された理由として、親核のLaに β 崩壊する低スピンアイソマーが存在し、そのアイソマーの β 崩壊によりBaの 0^+ 準位が強く励起されたことが考えられる。本研究で観測された $^{124, 126, 128}\text{Ba}$ の 0^+ 準位からの γ 線について半減期解析したところ、それらすべての γ 線の半減期が高スピン準位からの γ 線よりも短い値を示した。これは半減期の短い低スピンアイソマーの存在を示す直接的な証拠である。

Fig. 3-6に ^{124}La からの γ 線の崩壊曲線を示す。また一成分の指数関数を用いて最小自乗フィッティングして求めた半減期の値をFig. 3-7にまとめた。 0^+ 及び 2^+ 準位からの γ 線の半減期は、高スピン準位からの γ 線の半減期よりも明らかに短い値を示し、低スピンアイソマーの存在が実験的に確認された。 2^+ 準位からの γ 線は29 sと24 sの間の値を示した。これは高スピンと低スピンの2つのアイソマーからの成分が混じっていることを示している。スピンの3以上の準位からの γ 線はほぼ一定の半減期の値を示し、この値が高スピンアイソマーの半減期と考えられる。 4^+ 準位からの γ 線の値を除くスピン3以上の準位からの γ 線の半減期の値の加重平均から、 ^{124}La の高スピンアイソマーの半減期として29.21(17) sを得た。この値は高スピンアイソマーに対する過去の文献値29(2) s [64], 29(1) s [55]と一致した。低スピンアイソマーの半減期については $0^+ \rightarrow 2^+$ 遷移の γ 線の半減期を基に、半減期10.8(15) sの ^{124}Ce からの流れ込み及び高スピンアイソマーからのカスケード γ 遷移を経由した流れ込みを考慮して、21(4) sと決定した。

^{126}La の崩壊曲線をFig. 3-8に示す。ほとんどの γ 線は約64 sの半減期を示したが、2つの 0^+ 準位からの γ 線のみ約54 sと短い半減期を示した。 ^{126}La の高スピンアイソマーの半減期はこれまでIchikawa等 [64]による54(2) sとGenevey等 [51]による64(3) sの値が報告されている。このうちIchikawa等の実験では $^{nat}\text{Mo}(^{32}\text{S}, pxn)$ 反応を用いており ^{126}Ce がまったく観測されなかったのに対して、Genevey等の実験では $^{nat}\text{Mo}(^{35}\text{Cl}, xpyn)$ 反応、本研究では $^{94}\text{Mo}(^{36}\text{Ar}, xpyn)$ 反応を用いており、半減期50.96(34) sの ^{126}Ce が観測されていた。54 sよりも長い64 sという半減期は、 ^{126}Ce の崩壊によって ^{126}La の高スピンアイソマーが生成され、その成分が混じることによって観測されたと考えられる。Fig. 3-9に示すように、 ^{126}Ce の崩壊からの成分が1/5ほど高スピンアイソマーの生成に寄与すると64 sという半減期は無理なく説明できる。今回の実験とは別に $^{nat}\text{Zr}(^{36}\text{Ar}, xpyn)$ 反応を用いて、 ^{126}Ce が今回の実験に比べて約1/3の強度でしか観測されない条件で行った実験では、高スピン及び低スピンアイソマーの半減期はそれぞれ約56 s及び54 sであった。この56 sという半減期も同様に高スピンアイソマーの生成に ^{126}Ce が1/15ほど寄与するとすれば説明できる。従って、高スピンアイソマーの半減期はIchikawa等の値54 sが正しいと結論される。 0^+ 準位からの γ 線の半減期が短いことから、低スピンアイソマーの存在は実験的に確認できたが、これらの半減期の値53.9(8) s, 50.2(20) sは ^{126}Ce の半減期50.96(34) sに非常に近いので、低スピンアイソマーの半減期の値は求めることができなかった。

^{128}La についての崩壊曲線をFig. 3-10に示す。 ^{128}La についてはHayakawa等 [58]

が、 ^{128}Ba の高スピン準位からの γ 線の半減期に比べて $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ 遷移の半減期が短いことを観測しているが、本研究ではそれに加えて $0_{2,3,4,5}^+ \rightarrow 2_1^+$ 遷移及び $1^+ \rightarrow 2_1^+$ 遷移の半減期が明らかに短く観測されることを確認できた。しかし低スピンアイソマーの半減期の値は、それらの 0^+ 準位からの γ 線の半減期の値が ^{128}Ce の半減期の値 $3.925(21)$ mに近いことから決めることはできなかった。

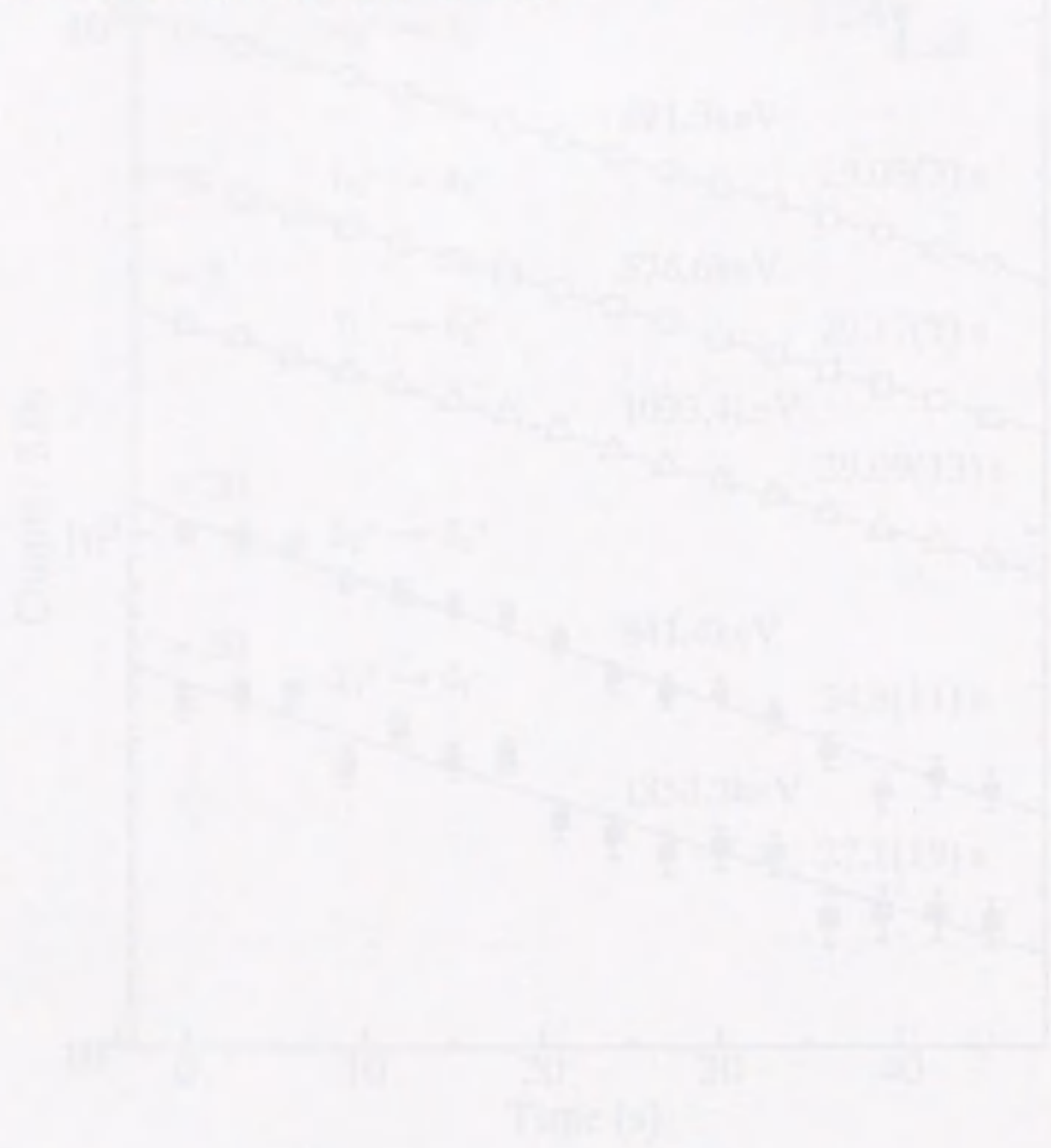


Fig. 10. Decay curves of γ rays emitted with the decay of ^{128}Ba (2000) measured with the Ge(Li) detector. The decay curves are fitted with a single exponential decay function.

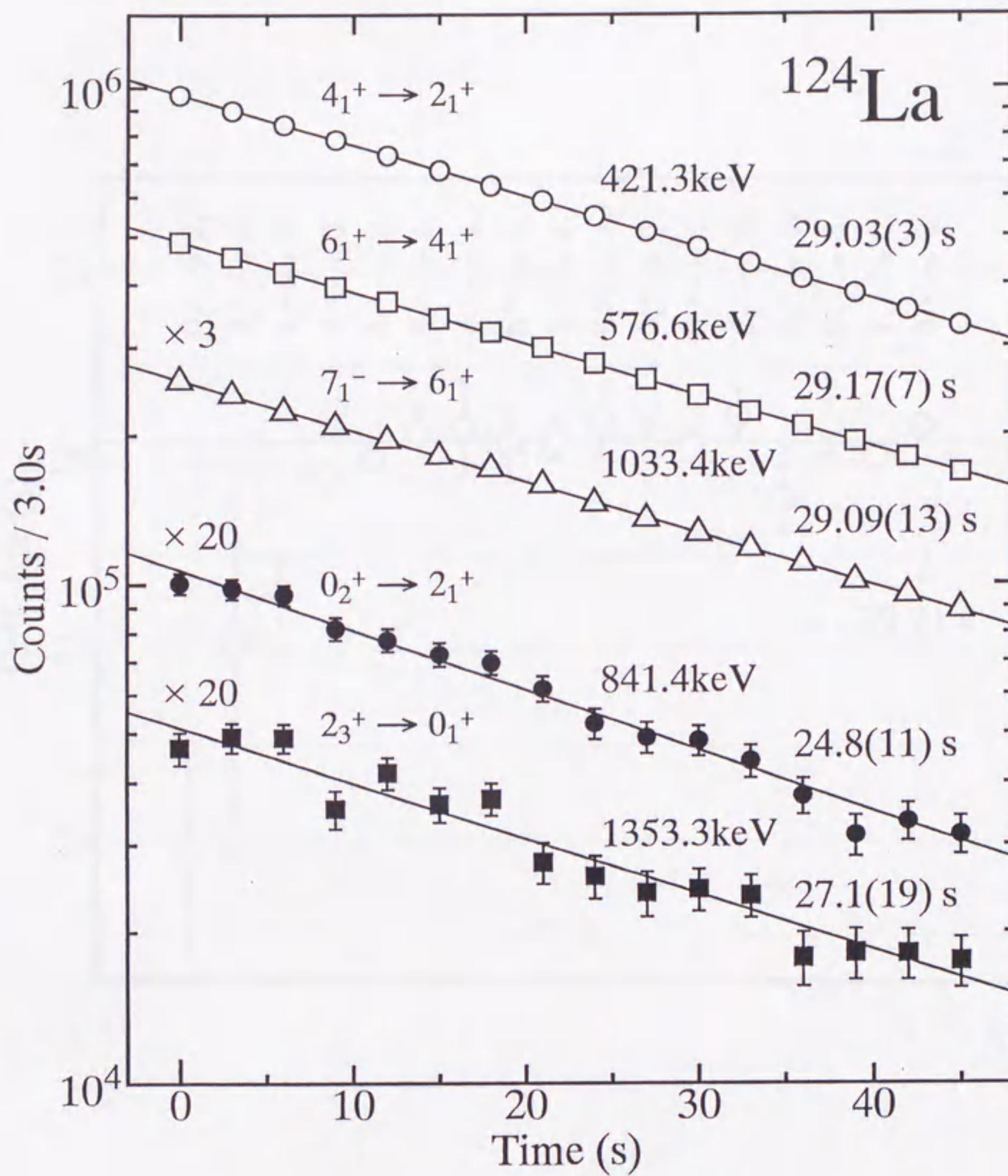


Fig. 3-6. Decay curves of γ rays associated with the decay of ^{124}La . Fitted lines and half-life values were obtained by the least-squares fitting with a single-component exponential function.

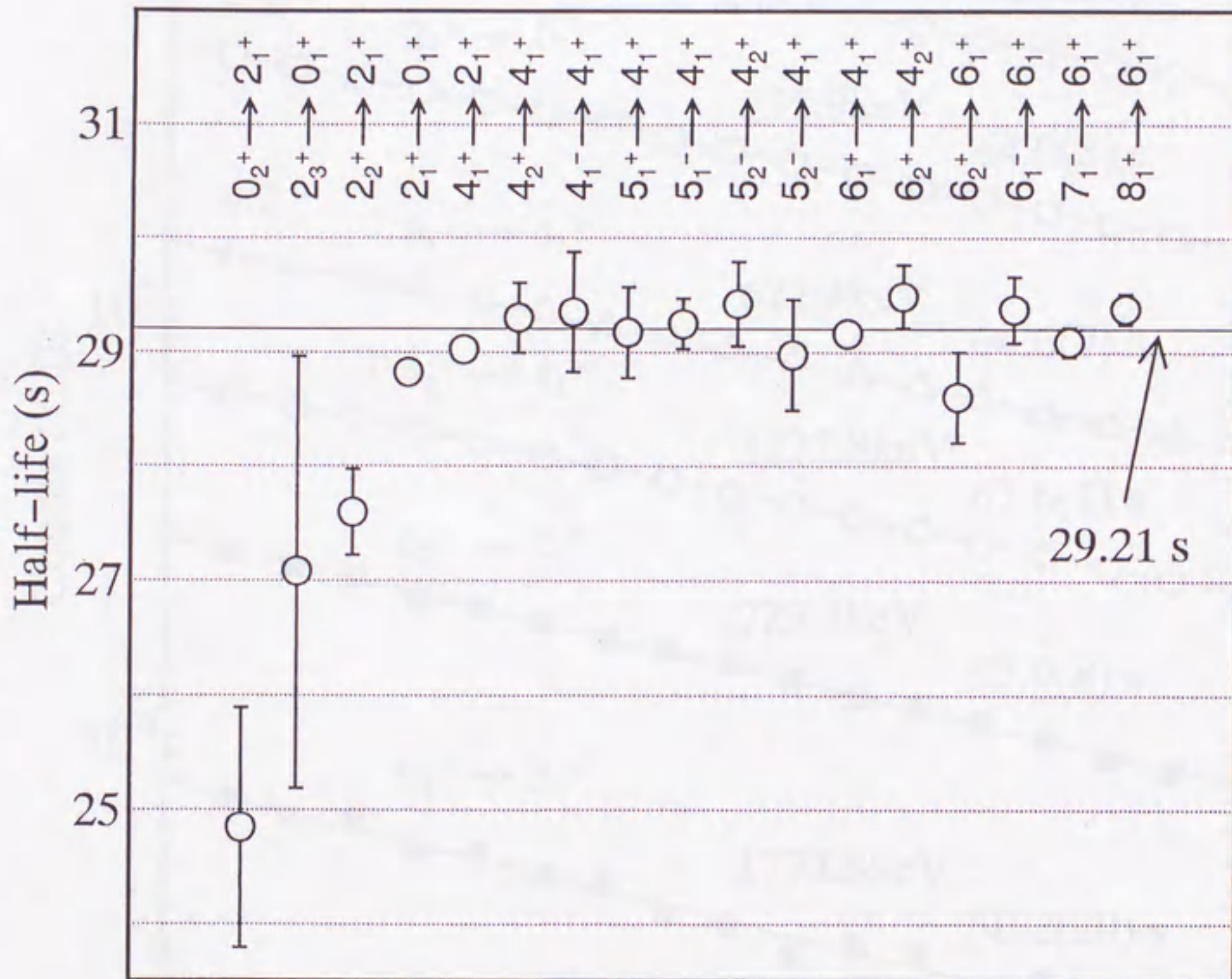


Fig. 3-7. Half-lives obtained for γ rays associated with the decay of ^{124}La , which depend on their initial spin values owing to the existence of two β -decaying isomers with high spin and low spin in ^{124}La .

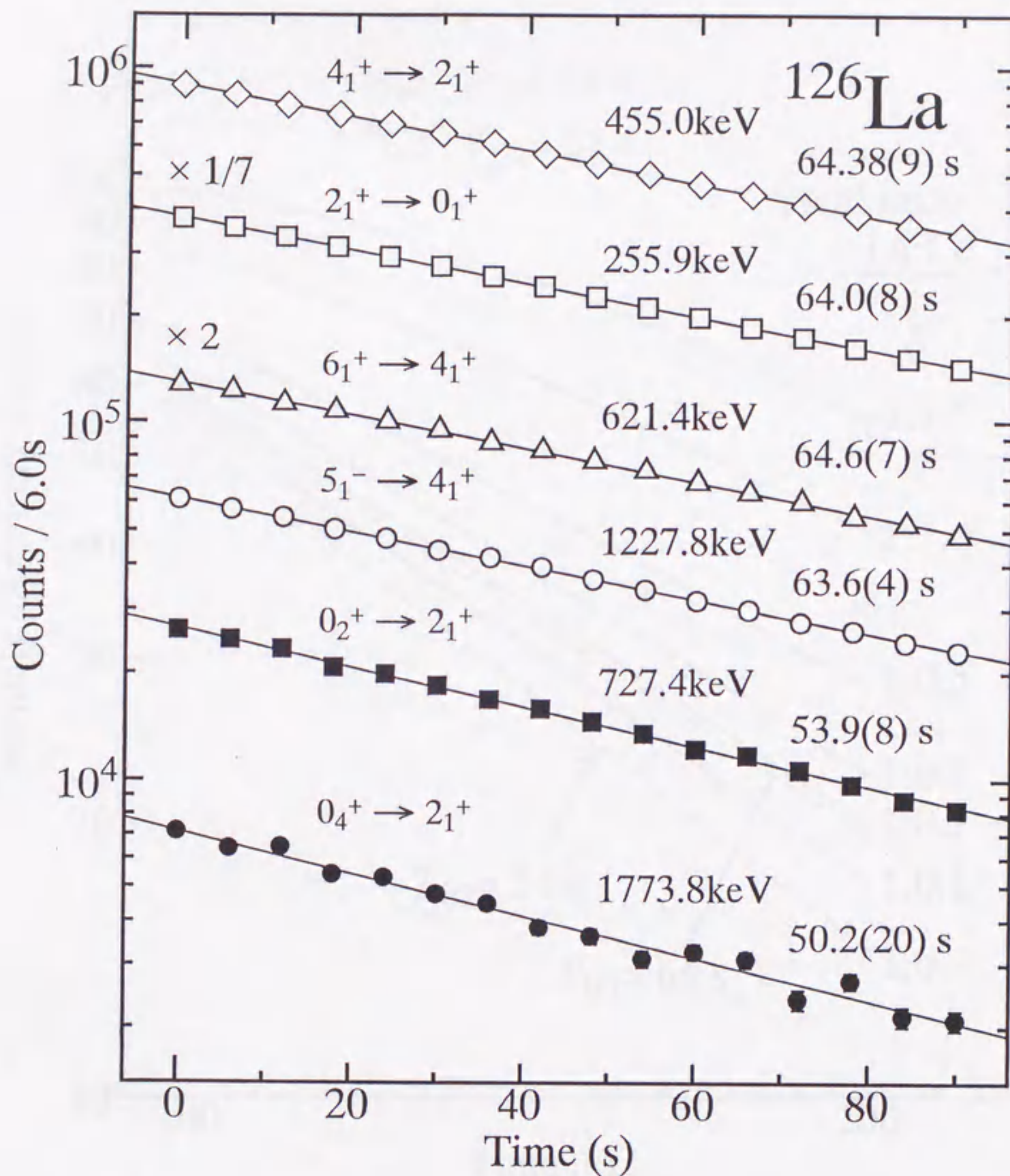


Fig. 3-8. Decay curves of γ rays associated with the decay of ^{126}La . Fitted lines and half-life values were obtained by the least-squares fitting with a single-component exponential function.

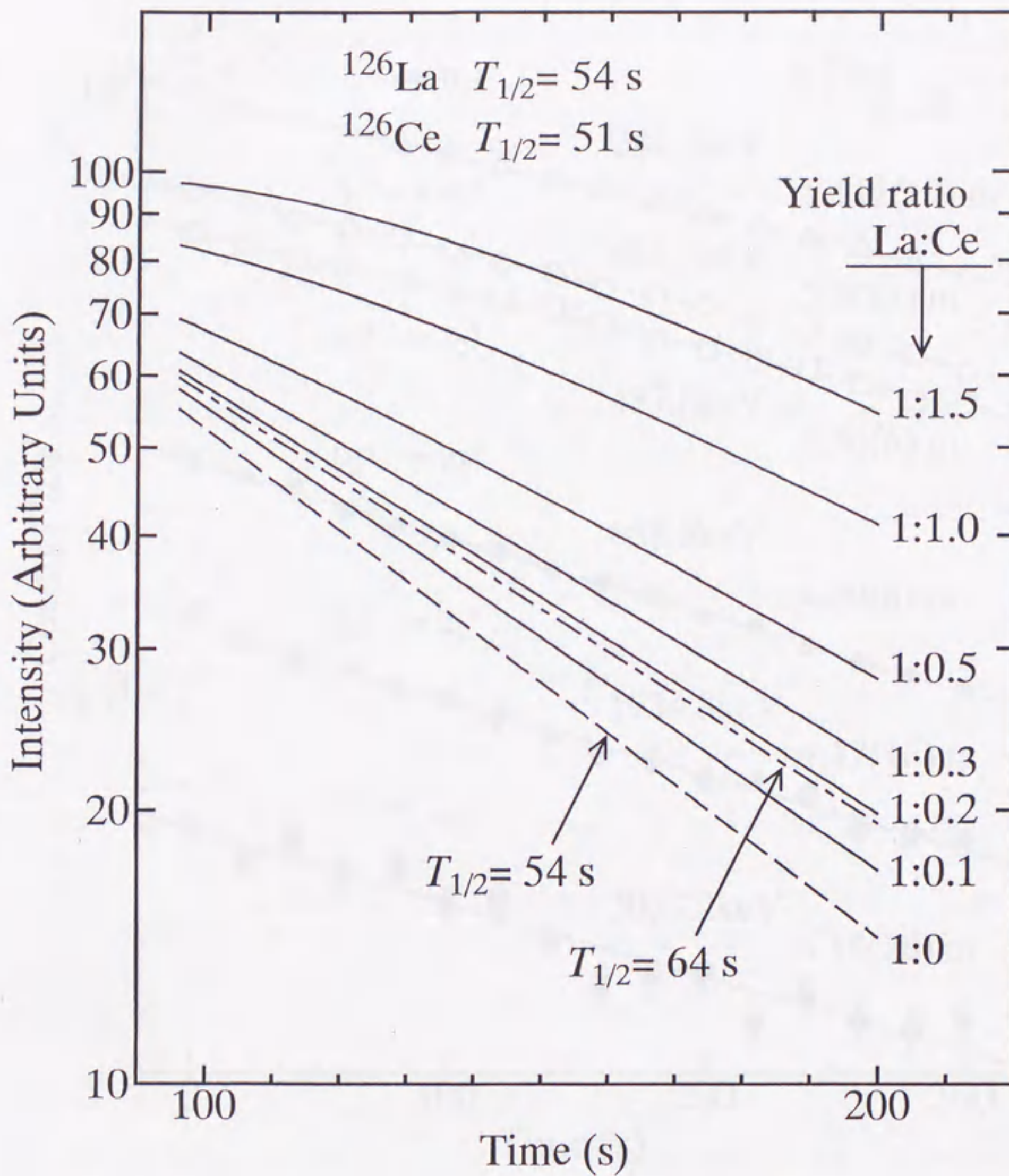


Fig. 3-9. Calculated growth-and-decay curves of high-spin isomer of ^{126}La with a half-life of 54 s, part of which are populated through the decay of ^{128}Ce with a half-life of 50.96 s.

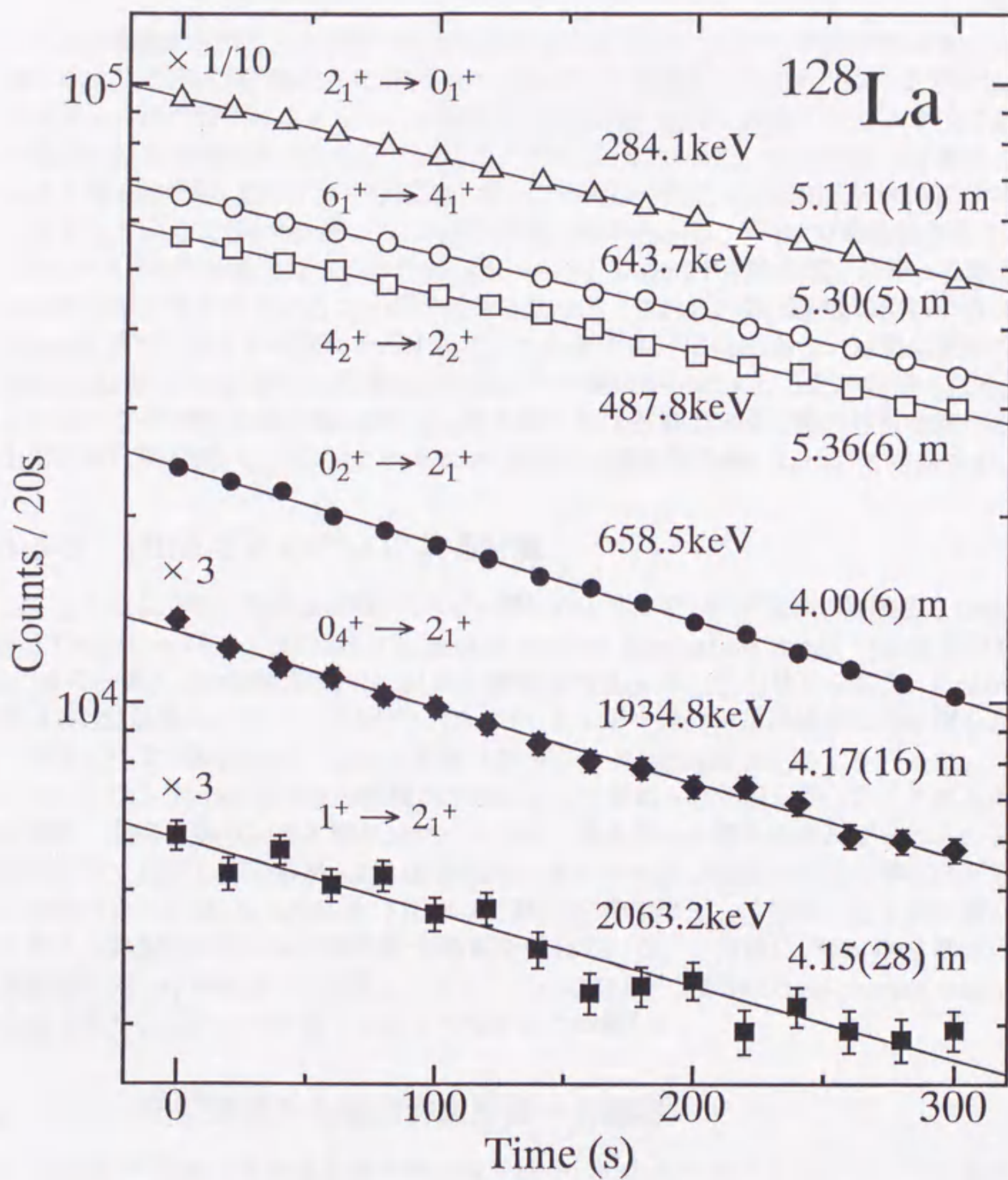


Fig. 3-10. Decay curves of γ rays associated with the decay of ^{128}La . Fitted lines and half-life values were obtained by the least-squares fitting with a single-component exponential function.

3-5 考察

3-5-1 0^+ 準位の系統性

以上の実験から得られた中性子欠損Ba核の 0^+ 準位のエネルギーの系統性をFig. 3-11に示す。 ^{124}Ba の 0_2^+ 準位と 2_3^+ 準位のエネルギーが変更されたため、これまで ^{124}Ba 付近で見られた準位エネルギーの不規則的な振る舞いは見られなくなり、中性子数の変化に対して滑らかに変化していることが明らかになった。その結果、 0_2^+ 準位のエネルギーは ^{128}Ba ($N=72$)で最低値を取り、その後中性子midshell ($N=66$)に向けて上がっていくことが判った。 2_3^+ 準位も同様な傾向を示し、 ^{126}Ba で最低値を取り、 ^{124}Ba でエネルギーを上げることが判った。一方 0_3^+ 準位は中性子数の減少に伴って急速にエネルギーを下げていることが明らかとなった。これらの集団運動準位は中性子midshellまでは滑らかな傾向を示すので、この後 ^{122}Ba ($N=66$)あるいは更に変形の進んだBa核では 0_2^+ 準位と 0_3^+ 準位のエネルギー関係が逆転することが期待される。このような 0^+ 準位の振る舞いは、Ba原子核における集団運動状態の性質を調べる上で非常に興味深い。以下にこれらの 0^+ 準位の性質や振る舞いについて考察する。

3-5-2 IBM-2とGCMによる計算

Fig. 3-11に中性子欠損Ba核の低スピン準位のエネルギーの系統性の実験値とGeneral Collective Model (GCM) [12], proton-neutron Interacting Boson Model (IBM-2) [4]の計算との比較を示す。GCMの計算値はPetkov等 [13]の値を示した。Petkov等はGCM計算のパラメータを $^{124-132}\text{Ba}$ のエネルギー準位と遷移確率の実験値を良く再現するように決めた。IBM-2計算は計算コードNPBOS [65]により行った。パラメータは、Otsuka等 [66]の微視的手法によって求められた値を使った。これらの計算は、基底状態バンドと準ガンマバンドのエネルギーと遷移確率及びそれらの系統性を良く再現しているが、 0_2^+ , 0_3^+ 準位のエネルギー及び系統性は他の準位ほどには再現できていない。GCM及びIBM-2計算の 0_2^+ 準位は 3_1^+ , 4_2^+ 準位の近くに位置しており、典型的なガンマ不安定核の性質を示している。一方特に ^{128}Ba の 0_2^+ 準位の実験値は 2_2^+ , 4_1^+ 準位近くに位置しており、これはむしろ振動核のtwo-phonon tripletに似ており、これらの計算でこれを再現するのは難しい。

3-5-3 γ 不安定核から軸対称変形核への遷移

0_2^+ 準位が ^{128}Ba で最低値を取りその後中性子midshellへ向けて上がっていく傾向は、陽子が2つ多いCe ($Z=58$)でも見られる。Ceの 0_2^+ 準位は ^{130}Ce で最低値を取り、 ^{128}Ce でBaのようにエネルギーを上げている。中性子欠損Ce核の低スピン準位のエネルギーの系統性の実験値とIBM-2による計算値との比較をFig. 3-12に示す。IBM-2計算のパラメータはBaのときと同様に文献 [66]の値を使ったが、準ガンマバンドのエネルギー値の再現性が悪かったため、 χ_π の値を -0.42 に替えて -0.60 を用いた。Otsuka等 [16]による最近の微視的手法を用いたIBM-2計算及びPuddu等 [14]によ

る実験値を良く再現するようにIBM-2のパラメータを調節した計算では、この領域の原子核に対する χ_π の値は陽子が増えるにつれて小さくなるという結果を与えており、Ceに対する-0.60という値はBaに対して用いた値-0.52と比較して妥当な値と言える。CeはBaと同じくガンマ不安定核から軸対称変形核へと移行する遷移領域に位置するが、Baよりも変形が進んでいるため、より大きな変化を示すことが期待される。IBM-2計算の 2_2^+ , 0_2^+ 準位のエネルギーは、中性子midshellに向けて明らかに増加していく傾向が現れている。この傾向はガンマ不安定核から軸対称変形核への遷移の現れと解釈される [14]。Ceほどははっきりしないが、Fig. 3-11(c)に見られるようにBaに対するIBM-2計算でも ^{122}Ba あたりに同様な傾向が見られる。Baで観測された、 0_2^+ 準位のエネルギーが $N=72$ で最低値を取り、その後中性子midshellに向けて上がっていく傾向は、Ceと同様ガンマ不安定核から軸対称変形核への遷移の現れと解釈できる。

しかし 0_2^+ 準位で見られるこの傾向は、他の準位に比べて変化が激しすぎるとも言える。この一因として ^{128}Ba 付近で 0_2^+ 準位のエネルギーを下げる何らかの力が働いていると推測される。Petkov等 [13]は、 0_2^+ 準位のエネルギーの計算値が実験値よりも高い原因として、 γ 方向のポテンシャルの構造が関係していると指摘している。準ガンマバンドのエネルギーから求めたenergy staggering指標 [17]は、この領域の原子核のうち ^{128}Ba が最もガンマ不安定性が大きいことを示している。このガンマ不安定性が 0_2^+ 準位のエネルギーを下げていていると推測される。

一方Baよりも陽子が4つ乃至2つ少ないTe ($Z=52$), Xe ($Z=54$)の中性子欠損核でも、IBM-2 [16]の計算よりも 0^+ 準位がエネルギーを下げていている傾向が観測されている。その原因は $Z=50$ のshell gapを越えて陽子が2つ励起された状態の $\pi(g_{9/2})^{-2}$ intruder 配位の混合による [67, 68]。しかしこのintruder 配位の混合はBaの 0^+ 準位には関係しないと結論できる。intruder 0^+ 準位は陽子-中性子相互作用によってpairing gap energy よりエネルギーを下げる。従ってintruder 0^+ 準位はバレンス中性子の数に応じて中性子midshellに向けて急速にエネルギーを下げ、midshellで最低エネルギーをとる [69]。この傾向はBaで観測された傾向とは異なる。Te-Xe-Baの 0^+ 準位のエネルギーと近傍のodd-even Sb-I-Csの $\pi(g_{9/2})^{-1}$ intruder 準位のエネルギーの比較 [67] からBaの 0^+ 準位ではintruder 配位の混合はないといえる。

3-5-4 0_2^+ 準位と 0_3^+ 準位の逆転

0_2^+ 準位と 0_3^+ 準位のエネルギー関係の逆転は、ガンマ不安定核の 0^+ 準位の性質を考慮すると、この特徴もまたガンマ不安定核から軸対称変形核への遷移の現れと解釈できる。

この領域のガンマ不安定核の 0^+ 準位は、軸対称変形核における β 振動準位, two-phonon γ 振動準位といった性質よりもずっと複雑な性質を示すと指摘されている [13]。ガンマ不安定核の 0_2^+ 準位は $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_2^+)/B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ 比が大きな値を示すことから β 振動準位とは性質が異なる。本研究で得られた 0_2^+ , 0_3^+ 準位に関する $B(E2)$ 比とIBM-2による計算値をTable 3-2に示す。 $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_2^+)/B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ 比の実験値は $^{124, 126, 128, 130}\text{Xe}$, $^{130, 132, 134}\text{Ba}$ について得られており、どの値も準ガンマ

Table 3-2. Experimental and calculated $B(E2)$ ratios for $0_{2,3}^+$ states to $2_{1,2}^+$ states in $^{124-130}\text{Ba}$.

J_i^π	J_f^π	^{124}Ba	^{126}Ba	^{128}Ba	^{130}Ba
Experiments					
0_2^+	2_1^+	1.3	1.0	0.18	3.2(5)
	2_2^+	<100	<100	<100	100
0_3^+	2_1^+	100	—	100	—
	2_2^+	<3000	—	<70	—
IBM-2					
0_2^+	2_1^+	2.9	1.5	0.4	0
	2_2^+	100	100	100	100
0_3^+	2_1^+	100	100	100	100
	2_2^+	140	21	0	6

バンドのバンドヘッドである 2_2^+ 準位への強い遷移を示している。 $^{124,126,128}\text{Ba}$ については上限値しか得られていないが、その値は 2_2^+ 準位への強い遷移を否定しない。GCM 及び IBM-2 計算でも大きな $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_2^+)/B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ 比を与える。この性質はむしろ、 0_2^+ 準位が軸対称変形核における two-phonon γ 振動準位 (0_{γ}^+) に近い性質を持っていると見ることが出来る。もっとも 0_{γ}^+ そのものであるという解釈は、 2_2^+ 準位に比べてエネルギーが低すぎることで、IBM における multiple Q -phonon scheme 解析の結果 [15] などから、否定されている。

一方 GCM, IBM-2 計算による 0_3^+ 準位からの $B(E2)$ 比は、基底状態バンドの 2_1^+ 準位への強い遷移を示している。この性質は軸対称変形核における β 振動準位 (0_{β}^+) に近い性質である。 $B(E2; 0_3^+ \rightarrow 2_2^+)/B(E2; 0_3^+ \rightarrow 2_1^+)$ 比の上限値は ^{128}Ba について < 0.70 と求められ、この値は 2_2^+ 準位よりも 2_1^+ 準位への強い遷移を示す。

回転-振動モデルによると、軸対称変形核における β 振動準位のエネルギーは two-phonon γ 振動準位のそれよりも低い位置に現れる。これらの 0_2^+ , 0_3^+ 準位の性質を考慮すると、 0_2^+ 準位と 0_3^+ 準位のエネルギー関係の逆転は、ガンマ不安定核における 0_2^+ 準位が変形が進むにつれて軸対称変形核の 0_{γ}^+ 準位に遷移し、一方 0_3^+ 準位が 0_{β}^+ 準位に遷移していく過程が現れていると解釈できる。このようなガンマ不安定核から軸対称変形核への遷移における 0_2^+ 準位と 0_3^+ 準位のエネルギー関係の逆転は、Casten と Warner [70] によって指摘されており、今回の結果はそれを支持している。

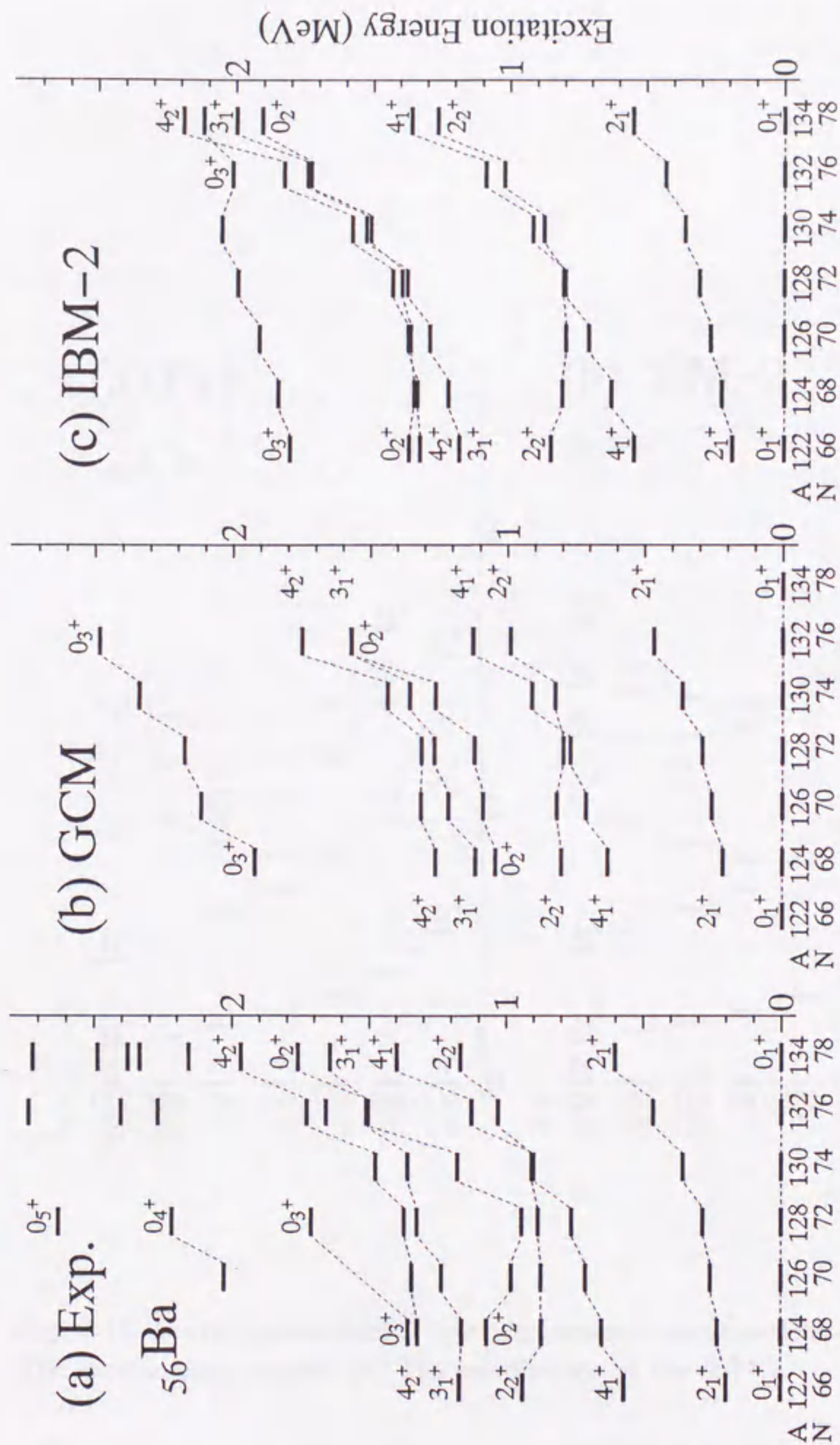


Fig. 3-11. Energy systematics of low-lying states in neutron-deficient Ba nuclei. (a) The experimental results. Levels whose spin values are not indicated in the figure in $^{132,134}\text{Ba}$ are 0^+ states. (b) The calculations by the GCM [13]. (c) The calculations by the IBM-2.

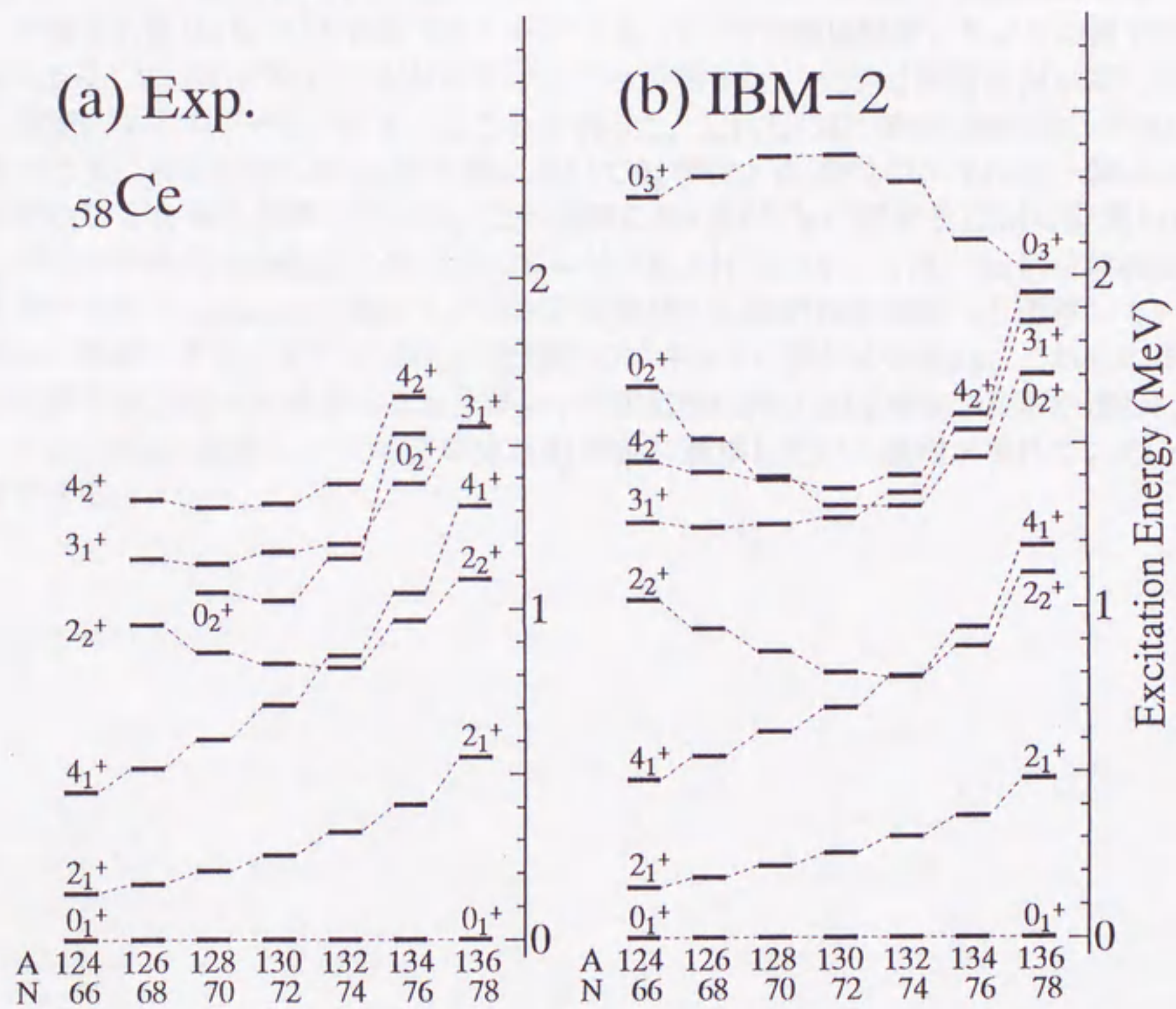


Fig. 3-12. Energy systematics of low-lying states in neutron-deficient Ce nuclei. (a) The experimental results. (b) The calculations by the IBM-2.

3-6 結論

TIARA-ISOL を用いて生成・質量分離された質量数130近傍の短寿命中性子欠損核のEC/ β^+ 崩壊で励起されるBa, Ceの偶-偶核について γ - γ 角度相関測定を行い、合計10個の 0^+ 準位を同定した。本研究で多くの 0^+ 準位が観測されたのは、 $^{124,126,128}\text{La}$ に β 崩壊する低スピンアイソマーが存在し、その β 崩壊がBaの 0^+ 準位を強く励起するからであり、また直接の核反応ではほとんど生成されない低スピンアイソマーをその親核であるCeを強く生成しその β 崩壊を通して強く生成できたためであった。 $^{124,126,128}\text{La}$ で観測されたすべての 0^+ 準位からの γ 線はその他の高スピン準位からの γ 線より短い半減期を示し、低スピンアイソマーの存在が実験的に確認された。

中性子欠損Ba核の 0_2^+ 準位のエネルギーは、 $N=72$ で最低値をとり、その後中性子midshell ($N=66$)に向けて上がっていくことが判った。一方 0_3^+ 準位は $N=66$ に向けて急速にエネルギーを下げてくることが判った。これらの 0^+ 準位の傾向は、 ^{122}Ba あるいは更に変形が進んだBa原子核において 0_2^+ 準位と 0_3^+ 準位のエネルギー関係が逆転することを強く示唆している。この領域のBa及びCeに関するIBM-2計算から、 0_2^+ 準位が中性子midshellに向けてエネルギーを上げていくことは、Ba同位体の変形状態が中性子midshellに向けてガンマ不安定核から軸対称変形核へと遷移していく現れと理解できる。また 0_2^+ 準位と 0_3^+ 準位のエネルギー関係の逆転は、これらの準位の性質や $B(E2)$ 比を考慮すると、ガンマ不安定核における 0_2^+ 準位が変形が進むにつれて $0_{\gamma\gamma}^+$ 準位に遷移し、一方 0_3^+ 準位が 0_{β}^+ 準位に遷移していく過程が現れていると解釈できる。

第4章

今後の展開

4-1 質量数130近傍の中性子欠損核の研究

質量数130近傍の中性子欠損核におけるガンマ不安定核から軸対称変形核への遷移過程を明らかにするためには、今後核反応断面積の更に小さい不安定核種の測定が必要となる。

対象の1つとしては ^{122}Ba の γ - γ 角度相関測定が挙げられる。特に 0_2^+ 準位と 0_3^+ 準位のエネルギー関係の逆転が本当に起こっているかを実験的に明らかにすることは興味深い。また ^{122}Ba では準ガンマバンドのスピンの値も完全には明らかとなっておらず、インビーム実験のデータも未だ不完全であるので、角度相関測定で得られる情報量は多い。問題点としては、親核である ^{122}La の生成断面積が $^{36}\text{Ar}+^{92}\text{Mo}$ の反応では ^{124}La に比べて1/20程度しかないことである。この問題を解決するためには測定時間を増やすこと、測定系の効率を上げることが考えられる。 ^{130}Ce の角度相関測定が可能であったことを考えれば、 ^{124}La の1/3の統計量でも解析は可能である。測定系の効率を上げるためには線源-検出器間距離を40 mmまで近づける。これで同時計数効率は2倍になる。かわりに検出器は4台しか置けず、2台の検出器の最小角度は 70° になってしまうが、 0^+ 準位を同定するには最低限十分である。検出器を線源の回りに $0^\circ, 90^\circ, 170^\circ, 290^\circ$ の位置に配置することで、 $90^\circ, 100^\circ, 110^\circ, 120^\circ, 160^\circ, 170^\circ$ の角度に対する測定点が同時に得られる。また、測定をテープ移送装置の線源収集位置で行うことも有効である。テープ移送装置を用いてテープを送った位置で測定する場合と質量数130に対する測定のとおりテープ移送装置をまったく使用せずに測定する場合は、後者の方が得られる統計量は2.4倍も多い。 ^{122}La の娘核、孫核、...は不安定核なのでそれらの蓄積によるS/Nの悪化が問題となるが、測定の効率とS/Nの兼ね合いを考えてテープ送りの時間サイクルを長めに設定して測定することで程度解決できる。あとは測定時間を2-3倍費やせば解析可能な統計量を得ることができる。しかし 0^+ 準位の観測には ^{122}La の低スピンアイソマーの存在とそれを生成するための ^{122}Ce の生成が必要である。特に ^{122}Ce の生成断面積は非常に小さい。 ^{124}La の高スピンアイソマーのスピンは3か4と推定されるので γ 遷移を経由して 0^+ 準位が生成される可能性もあり、2つの 0^+ 準位のうちどちらか一方は観測できるのではと期待される。

もう1つの測定対象はCeの 0^+ 準位の系統的測定である。CeもBaと同様ガンマ不安定核から軸対称変形核へ遷移するが、Baよりも変形が進んでいるため、より変形核に近い領域までの遷移を観測できると期待される。Ceについては本研究において

^{130}Ce の角度相関測定を行うことができた。 ^{128}Ce については角度相関測定はできなかったが、 0^+ 準位からのものと思われる γ 線を観測することができた。本研究の結果から ^{128}Pr の基底状態のスピンは 1^+ ではないかと推定される。従って 0^+ 準位だけでなく 0^+ , 0^+ 準位なども観測できる可能性が高い。 ^{128}Pr の崩壊に関するデータはほとんど存在しておらず、測定する価値は高い。

さらに不安定なCe核については、 0^+ 準位も準ガンマバンドも観測されていない。以下にTIARA-ISOLを用いて測定した $^{125, 126, 127}\text{Ce}$ についての結果を示す。

^{126}Ce

^{126}Ce については ^{126}Pr の β 崩壊を用いて基底状態バンドのみ観測されており、半減期3.0(4) sが報告されている [71]。準ガンマバンドはインビーム実験でも観測されていない。本研究ではこの準ガンマバンドを観測することを目的に実験を行った。

^{126}Pr は $^{92}\text{Mo}(^{36}\text{Ar}, pn)$ 反応を用いて生成し、TIARA-ISOLで質量分離した。この反応では同重核の ^{126}La , ^{126}Ce が強く生成するため、一酸化物イオンの分離では生成断面積の小さな ^{126}Pr はS/Nが悪く測定できない。そこでS/Nを改善するために、 ^{126}Pr は単体イオンで分離することにした。文献 [49] から判るように、La, Ceは一酸化物イオンとして強くイオン化され、単体イオンの収量は少ない。一方Prの一酸化物イオンと単体イオンの収量の比は1:1に近く、従って単体イオンとして質量分離した方がS/N良くPrからの γ 線を観測できる。

γ - γ 同時計数測定の解析から組み上げられた崩壊図式をFig. 4-1に示す。準ガンマバンドの 2^+ , 3^+ , 4^+ 準位ではないかと思われる準位を観測できた。 γ - γ 角度相関は測定していないのでスピンの値は推定であるが、 γ 線分岐比は妥当な値を示している。エネルギーの系統性を見ても、Fig. 3-12(a)に示したように滑らかな傾向を示している。この結果から、Ceの準ガンマバンドは ^{126}Ce で更にエネルギーを上げており、また 2^+ , 3^+ , 4^+ の準位間隔もガンマ不安定核の特徴であるenergy staggeringが消えつつあり、中性子midshellへ向けて更に軸対称変形核への遷移が進んでいることがはっきり確認できた。

$^{125, 127}\text{Ce}$

$^{125, 127}\text{Pr}$ はその崩壊特性に関する報告がない未知核種であったが、本研究で初めてこれらを同定することができた。

$^{125, 127}\text{Pr}$ は $^{92}\text{Mo}(^{36}\text{Ar}, p2n)$ 反応, $^{94}\text{Mo}(^{36}\text{Ar}, p2n)$ 反応でそれぞれ生成し、 ^{125}Pr についてはS/Nを上げるために単体イオンで、 ^{127}Pr については特性X線の半減期を測定するために一酸化物イオンとして質量分離した。 γ 線マルチスケーリング測定で得られた崩壊曲線、 γ - γ 同時計数測定の解析で組み上げられた崩壊図式をFig. 4-2 - 4-5に示す。

未知核種を同定できたということは、TIARA-ISOLがこの領域の核種の生成、測定に関して世界で最も優れた装置の一つであるということができる。今後の ^{124}Ce の測定、 $^{124, 126}\text{Ce}$ の γ - γ 角度相関測定のためにはまだまだ不十分な収量しか得られない

が、実験装置や手法の開発でこれらが可能になると期待される。



Fig. 4-1. The proposed energy scheme of $^{13}\text{C}_{60}$. The relative intensities of 5 peaks are given in parentheses.

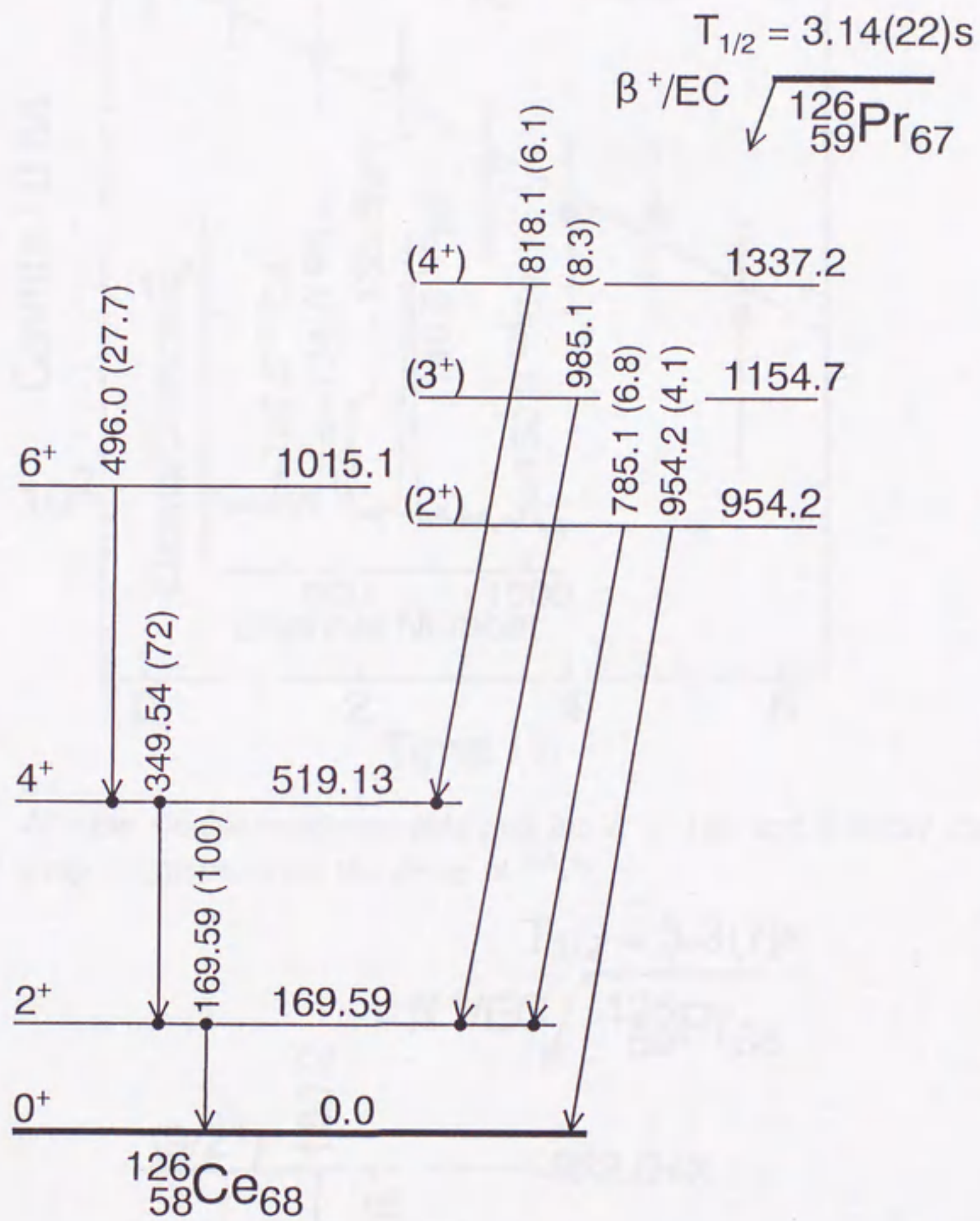


Fig. 4-1. The proposed decay scheme of ${}^{126}\text{Pr}$. The relative intensities of γ -rays are given in parentheses.

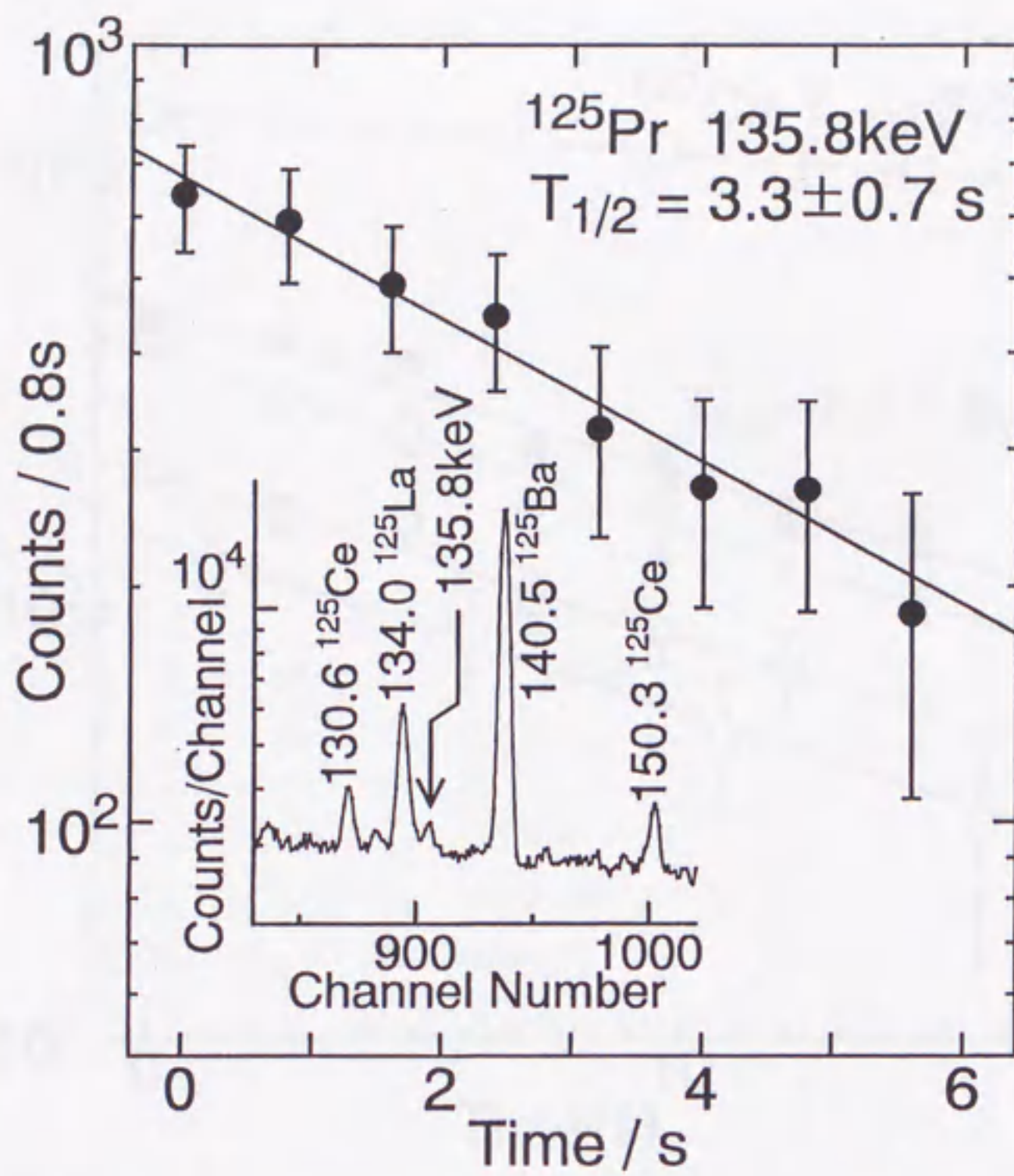


Fig. 4-2. A γ -ray singles spectrum obtained for $A = 125$ and a decay curve of 135.8 keV γ ray originated from the decay of ^{125}Pr .

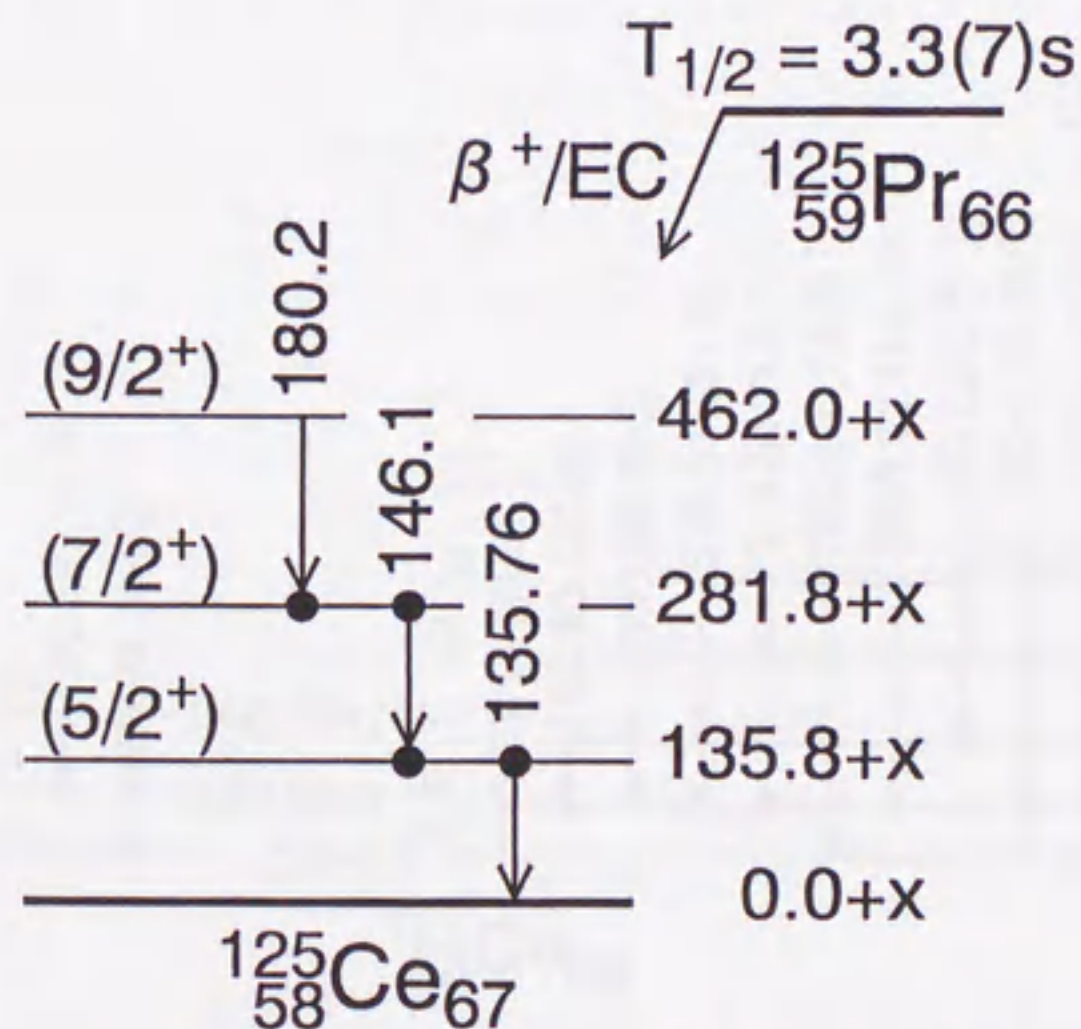


Fig. 4-3. The proposed decay scheme of ^{125}Pr . The spin and parity of levels were taken from ref. [72].

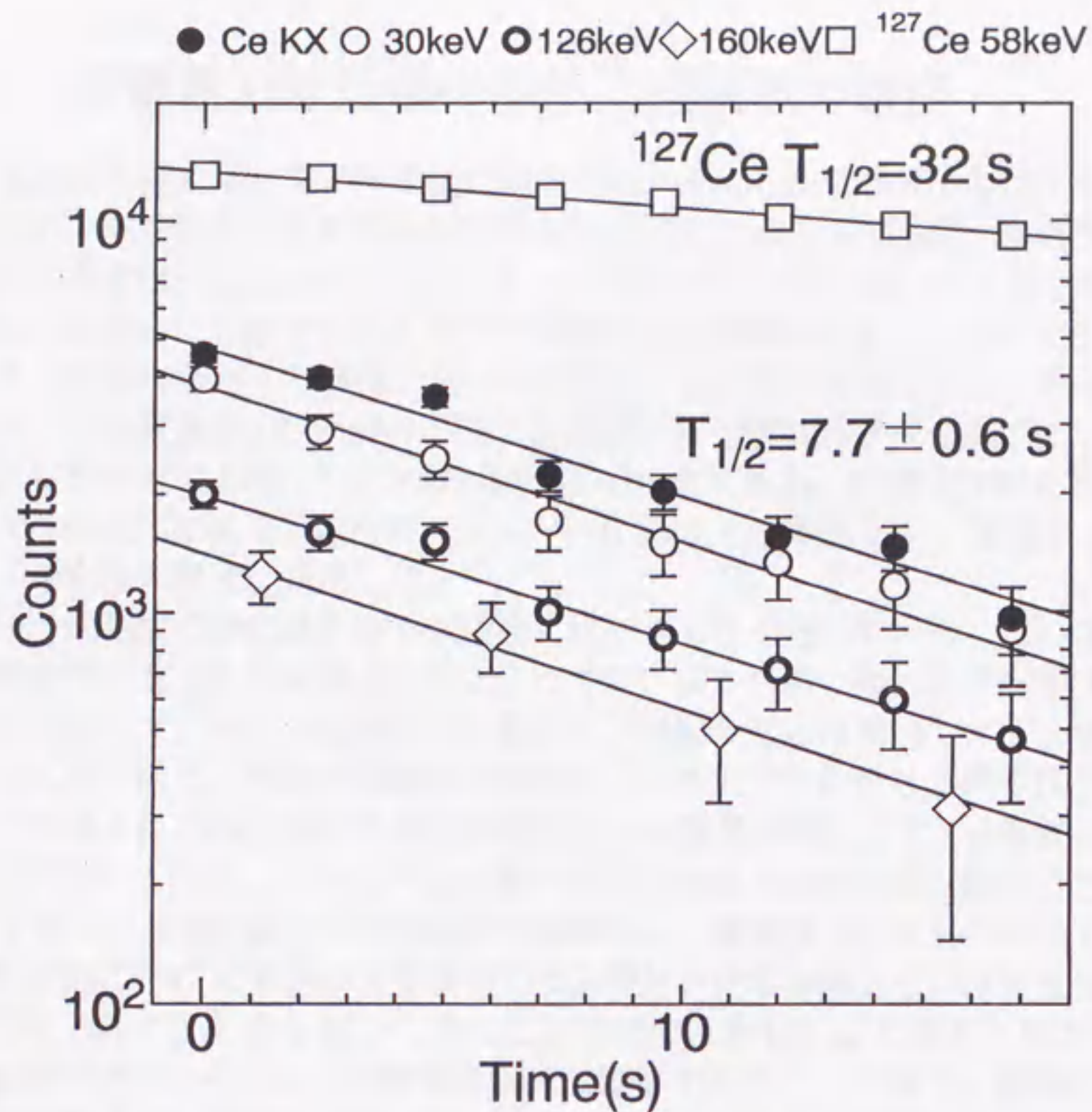


Fig. 4-4. Decay curves for ¹²⁷Pr.

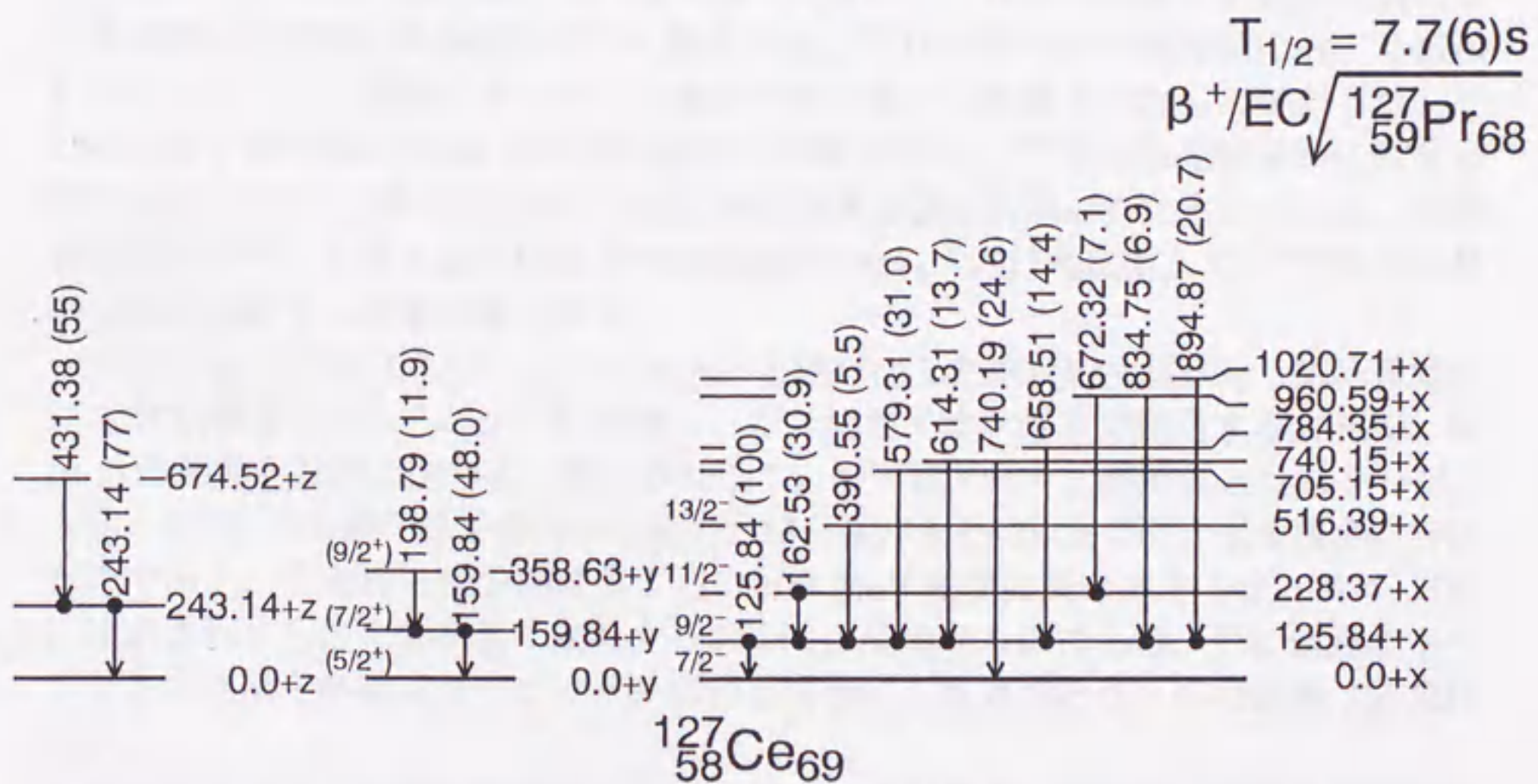


Fig. 4-5. The proposed decay scheme of ¹²⁷Pr. The relative intensities of γ -rays are given in parentheses. The spin and parity of levels were taken from ref. [73].

4-2 質量数 160 近傍の中性子過剰核の研究

安定核から遠く離れた不安定核の研究では、それらを効率よく生成・分離するための ISOL の開発が不可欠である。TIARA-ISOL における質量数 130 近傍の中性子欠損核の測定は、Ichikawa 等 [49] によって開発された ISOL 用イオン源と希土類核を効率よく選択的に分離することができる酸化法の開発に負うところが大きい。ISOL 用イオン源は対象とする核種と用いる核反応に合わせて最適なものを開発する必要があり、今後質量数 130 近傍の中性子欠損核以外の領域に研究を拡げていくためにはそれに合わせた ISOL イオン源の開発が不可欠である。本研究では応用範囲が広く様々な核反応に適用可能なガスジェット型 ISOL の開発を行い、質量数 160 近傍の中性子過剰核の研究に適用した。

中性子過剰核の研究は中性子欠損核に比べて大きく遅れている。その理由は中性子欠損核では重イオン核融合反応によって安定核から遠く離れた不安定核を合成できるのに対して、中性子過剰核では重イオン核融合反応は適用できず合成方法が限られるためである。中性子過剰核の研究は、これまで主に²³⁵U の熱中性子核分裂によって生成された核分裂片を化学分離あるいは質量分離してその β 崩壊を測定することで行われてきた。しかし²³⁵U の熱中性子核分裂では核分裂収率の小さい質量数 80 以下あるいは 160 以上の核種の測定は難しい。質量数 160 以上の中性子過剰核はこれまで主に²⁵²Cf の自発核分裂からの核分裂片を化学分離あるいは質量分離することで同定されてきた [74, 75]。しかしこの方法では数 100 μ g の極めて強力な²⁵²Cf 線源が必要であり、その入手や管理は極めて困難である。一方陽子、重陽子、ヘリウムなどの軽イオンと²³⁸U, ²⁴⁴Pu などのターゲットによる荷電粒子誘起核分裂によっても質量数 160 近傍の中性子過剰核の生成は可能である。Fig. 4-6 に²³⁵U の熱中性子核分裂、²⁵²Cf の自発核分裂、16 MeV 陽子を用いた²³⁸U の荷電粒子誘起核分裂による質量数 160 近傍の核分裂収率の比較を示す。²³⁵U の熱中性子核分裂に対する値は KUR-ISOL [41] の実際のターゲット量と中性子束から計算されたものであるが、その他の原子炉付設の ISOL もほぼ同程度の収率である。²⁵²Cf の自発核分裂に対する値は INEL-ISOL [76] の最も強力な頃の線源強度を基に計算されたものである。本研究で用いた²³⁸U の陽子誘起核分裂では質量数 160 以上の核種に対しては²⁵²Cf の自発核分裂に匹敵する収量が得られる。

ガスジェット型 ISOL は、ターゲットから飛び出した核反応生成核を 1 気圧程度のガス中で減速させエアロゾルに捕獲し、ガス流でイオン源まで搬送する方法で、数 10 m の距離を数秒で効率よく搬送させることが可能であり、高線量となるターゲット部と ISOL の分離や原子炉内から短寿命核分裂片を ISOL まで引き出す場合に特に有効である。また特に核分裂片のように 100 MeV 程度の高いエネルギーで 4π 方向に放出されるものを効率よく収集するためには最適な方法である。更に低融点ターゲットの使用や多層式ターゲットを用いる場合にも有効であり、応用範囲は非常に広い。

本研究では²³⁸U の陽子誘起核分裂で生成される質量数 160 近傍の中性子過剰核の測定のために、ガスジェット結合型イオン源と多層式ターゲットチェンバーを開発し、これまでその崩壊特性がまったく報告されていない未知核種の同定を行った。

ガスジェット型ISOLの開発

ガスジェット型ISOLは、日本原子力研究所20 MV タンデム加速器に付設されたJAERI-ISOL [64] に設置した。Fig. 4-7にガスジェット型ISOLの構成を示す。タンデム加速器からの陽子ビームは窒素ガスで冷却された2枚のHavar フォイルを通過してターゲットチェンバー内の多層式ターゲットに照射される。Fig. 4-8に製作したターゲットチェンバーの断面図を示す。ターゲットはAl箔に電着された4 mg/cm²の²³⁸Uを4枚装着し、2 π 方向に放出される核分裂片を30 mmのArガス層で熱エネルギーまで減速させる。減速された核分裂片はエアロゾルに付着して、長さ6.5 m、内径1.6 mmの細管を通過してイオン源まで運ばれる。Fig. 4-9にガスジェット結合型イオン源の構成を示す。これはKUR-ISOLのイオン源 [77] を参考にして設計された。イオン源は表面電離型熱イオン源で、アルカリ金属や希土類元素を効率よくイオン化できる。核分裂片を付着させたエアロゾルは細管から真空中に音速で吹き出し、2枚のスキマーを通過してイオン源の中へ運ばれる。細管からの吹き出しの際の拡がり角度の違いからエアロゾルと搬送ガスを分離し、差動排気によってイオン源部を高真空に保っている。正一価にイオン化された核分裂片は30 kVの電位差で加速され双極電磁石で質量分離される。質量分解能(M/ Δ M)は質量数100近傍で約900であった。質量分離されたイオンは測定室まで運ばれ、テープ移送装置のAl蒸着マイラーテープ上に捕集されて測定される。

16 MeV、約1 μ Aの陽子ビームを用いて実験を行い、質量数140-160の中性子過剰核に対して、ターゲットにおける生成から測定位置までのガスジェット搬送効率、イオン化効率などを含む全効率として約1-4%を得た。またターゲットから測定位置までの輸送時間は約1 s、ターゲットチェンバーからエアロゾルが掃き出される際の掃き出し時間は約4 sと測定された。この結果から1-2秒以上の半減期を持つ核種は測定可能であると結論される。

未知核種の同定

¹⁶⁶Tbはその崩壊特性に関する報告がない未知核種であり、²³⁸Uの陽子誘起核分裂で生成された核種の中からガスジェット型ISOLを用いて質量分離し、本研究で初めて観測した。

Fig. 4-10に質量数166で測定された γ 線スペクトル及び質量数166 + 16で測定されたスペクトルを示す。どちらのスペクトルにも娘核の励起準位間の遷移によって放出されたDy KX線及び76.6 keV, 172.8 keV, 177.1 KeVの γ 線が観測されている。質量数166のスペクトルには質量数が16小さい¹⁵⁰Ce, ¹⁵⁰Prの β 崩壊からの γ 線が観測されており、これらは酸化物としてイオン化・質量分離されたものが混入したものである。質量数150の核種に対する核分裂収率は質量数166のそれに比べて2桁近く大きく、酸化物イオンの僅かな混入が¹⁶⁶Tbの測定を困難にする。一方酸素をイオン源内に積極的に導入して¹⁶⁶Tbを酸化物としてイオン化・質量分離すると、質量数166 + 16のスペクトルを見て判るように¹⁶⁶Tbのみがほとんど純粋に観測された。このときの β 線及び γ 線の崩壊曲線から¹⁶⁶Tbの半減期を21(6) sと決定した。Fig. 4-11

Table 4-1. Comparison between experimental and theoretical half-lives.

Nuclide	Experimental $T_{1/2}$ (s)	Gross theory		pn-QRPA [84]		
		(1992) [82]	(1996) [83]	Hilf [85]	Groote [86]	Möller [87]
^{159}Pm	2(1)	6.54	3.08	2.93	2.54	2.80
^{161}Sm	4.8(8)	16.0	6.72	10.7	13.0	12.6
^{165}Gd	10.3(16)	30.7	16.0	20.6	27.4	18.4
^{166}Tb	21(6)	114	33.6	83.7	166	82.8
^{167}Tb	19(5)	82.6	18.2	67.3	130	63.0

にその崩壊曲線を示し、Fig. 4-12に γ - γ 同時計数測定の結果得られた崩壊図式を示す。 ^{166}Dy の励起準位は $^{164}\text{Dy}(p,t)^{166}\text{Dy}$ 反応 [78] 及び $^{164}\text{Dy}(2n,\gamma)^{166}\text{Dy}$ 反応 [79, 80] によって測定されており、それと矛盾しない結果が得られた。

^{166}Tb の同定に用いた同じ反応系と装置を使って、その他に4つの未知核種 ^{159}Pm , ^{161}Sm , ^{165}Gd , ^{167}Tb を観測し、半減期を決定した。これらの半減期の値をTable 4-1にまとめ、 β 崩壊の大局的理論(Gross theory)とproton-neutron quasi-particle random-phase approximation (pn-QRPA)による理論計算の値と比較した。Gross theoryについては1992年版原研核図表に掲載された値 [82]と、その後一部理論を改良し [83] 計算に使用する Q_β 値を変更して計算された1996年版の値 [6]を示した。pn-QRPA [84]については Q_β 値及び変形パラメータを異なる理論計算 [85, 86, 87]から得られた値を使用して計算された3種類の半減期の値を示した。これらの比較から理論計算はどれも実験値より数倍大きい値を示していることがわかり、この領域の中性子過剰核は理論の予測よりも不安定であることが明らかになった。理論計算のうちGross theory (1996)の値が最も実験値に近い値を示しており、1992年版と比べると大きく改善されている。特に ^{166}Tb , ^{167}Tb の値が大きく改善されているが、この理由は計算に用いる Q_β 値が特にTb同位体について大きく異なる値を使用しているためである。Fig. 4-13に ^{166}Tb に対する半減期の計算値と Q_β 値の関係を示す。 Q_β 値の数100 keVの違いで半減期の値が大きく変化することが判る。今後更に詳しく議論するためには半減期と共に Q_β 値の測定が必要である。

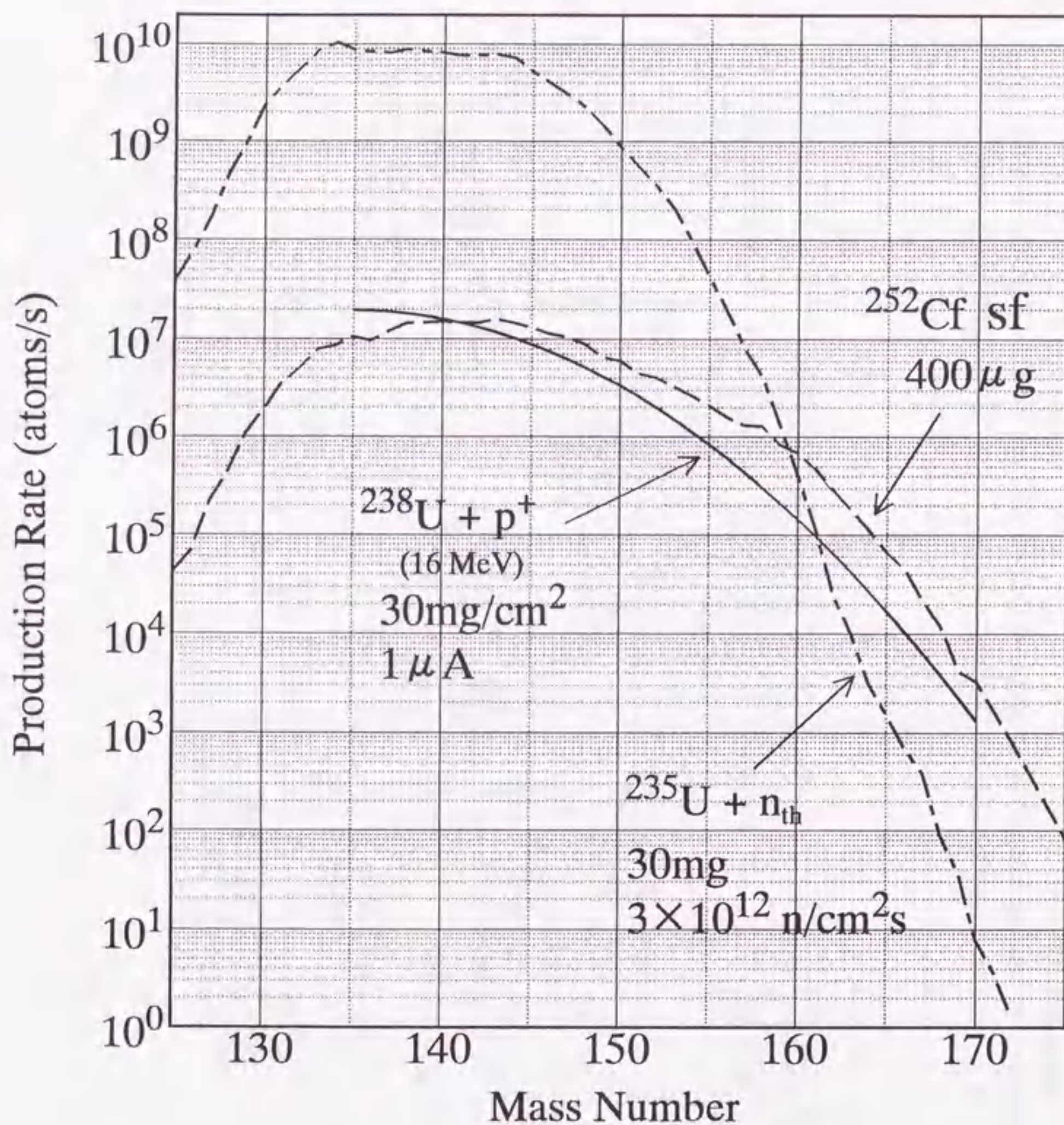


Fig. 4-6. Production yields of neutron-rich nuclei around $A \sim 160$ with the $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ reaction at KUR-ISOL [41], the spontaneous fission of ^{252}Cf at INEL-ISOL [76] and the $^{238}\text{U}(p, f)$ reaction at the present JAERI-ISOL.

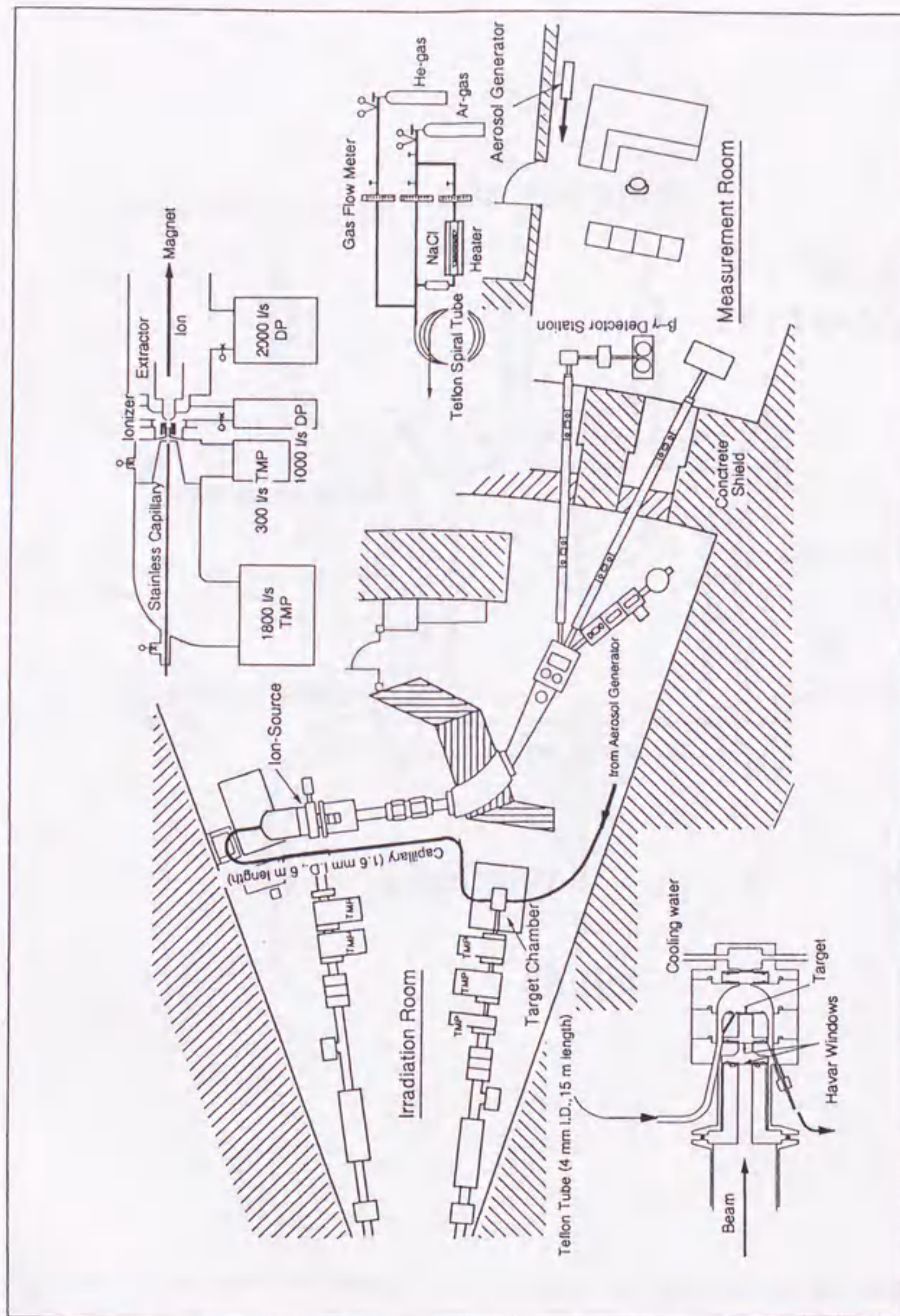


Fig. 4-7. Layout of the gas-jet coupled JAERI-ISOL. The gas-jet transport system consists of an aerosol generator, a target chamber and two turbo-molecular pumps for differential pumping.

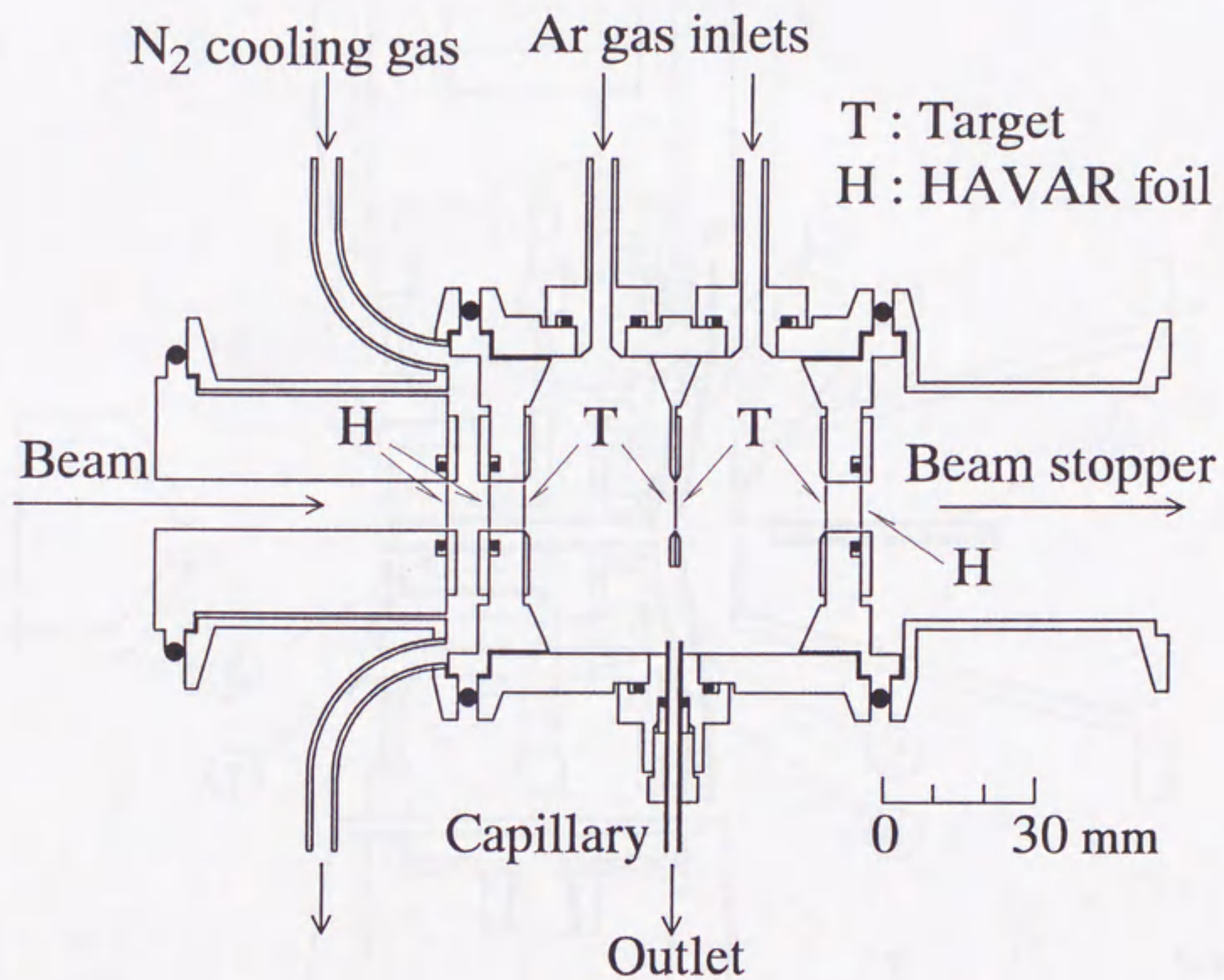


Fig. 4-8. Cross sectional view of a target chamber designed for the charged particle-induced fission.

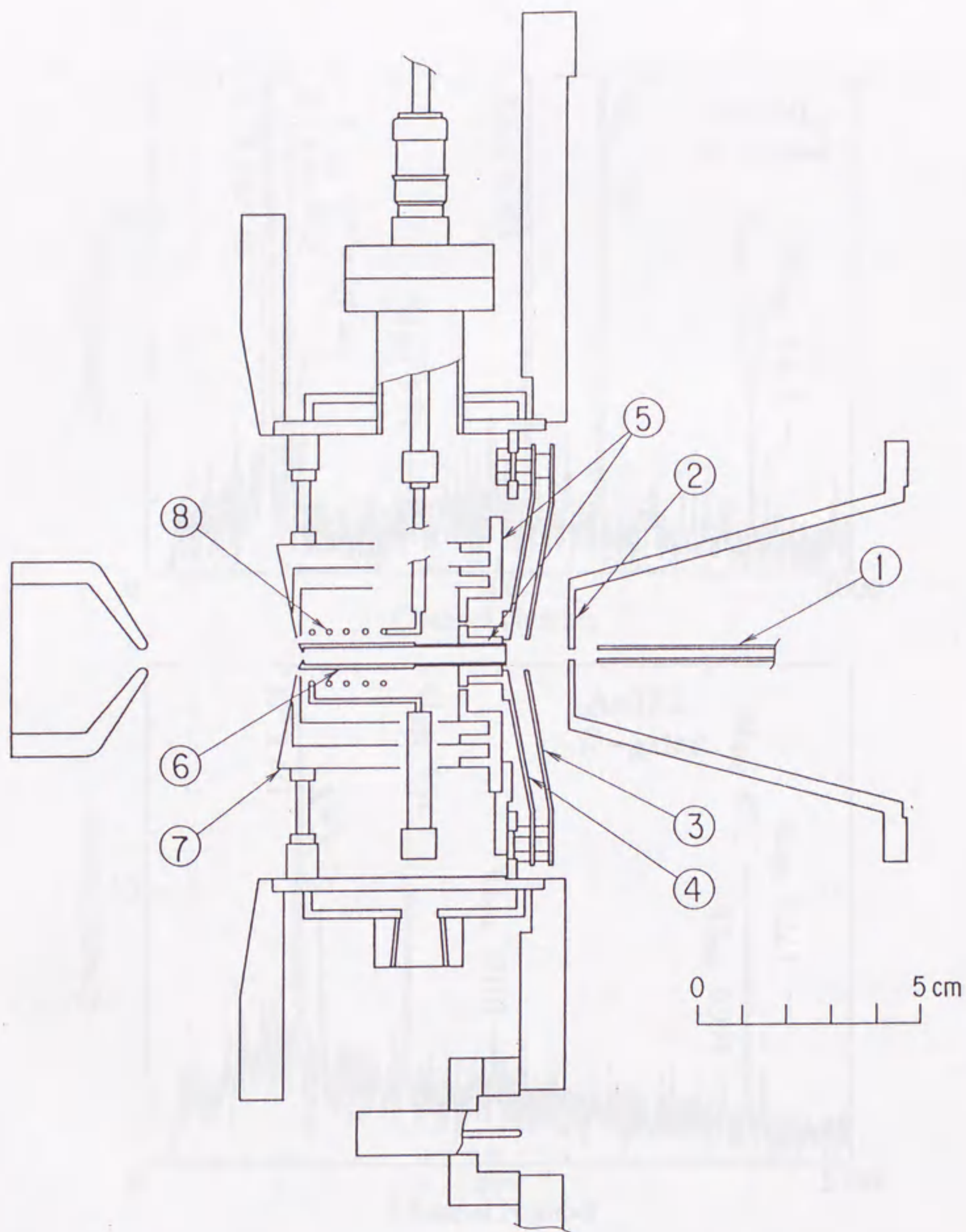


Fig. 4-9. Schematic drawing of the thermal ion source skimmer-chamber system. (1) capillary, (2) first skimmer, (3) second skimmer (Mo), (4) base plate (Mo), (5) insulator (BN), (6) ionizer (W; its inner surface is covered with a thin Re foil), (7) heat shield, (8) filament (W).

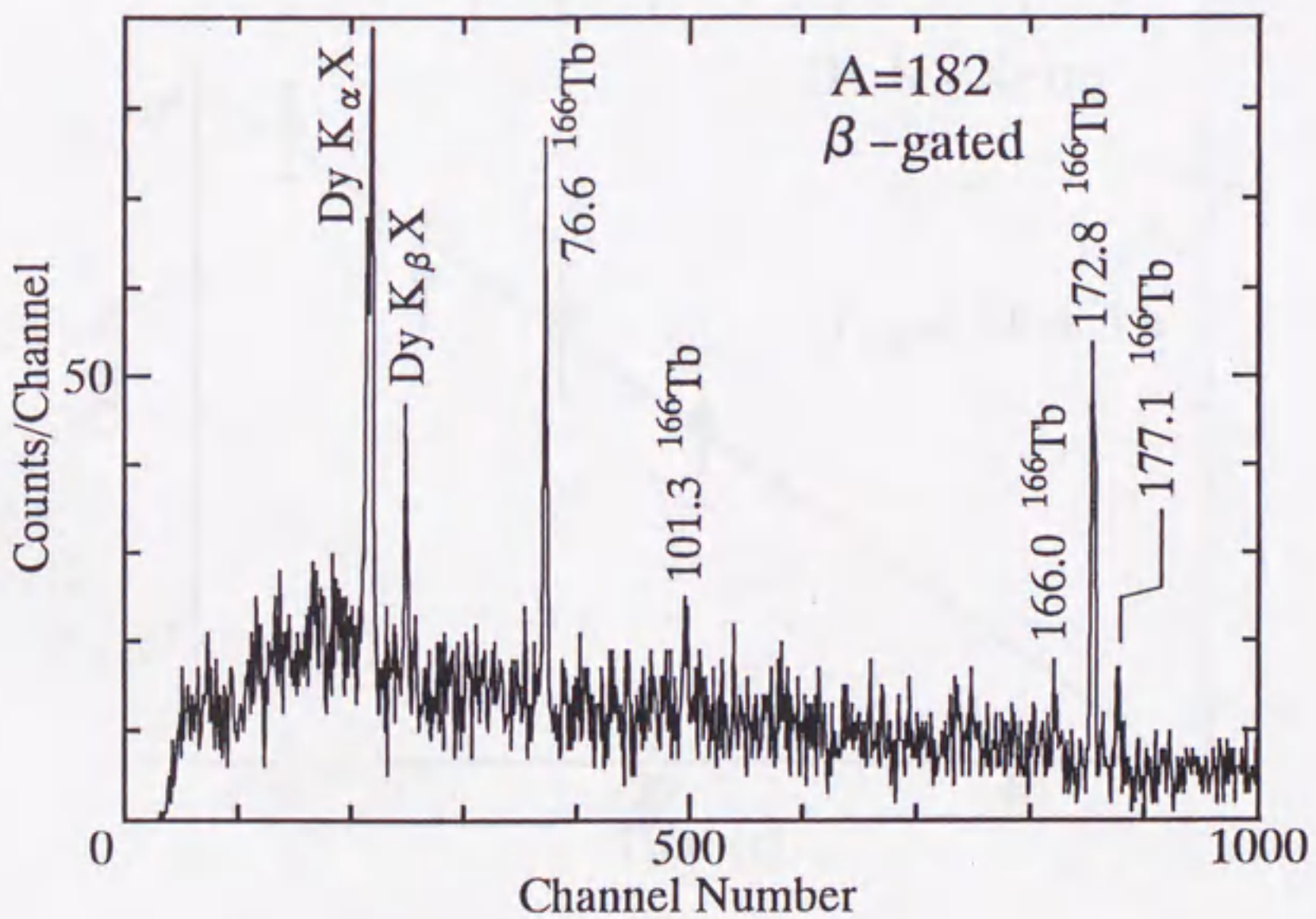
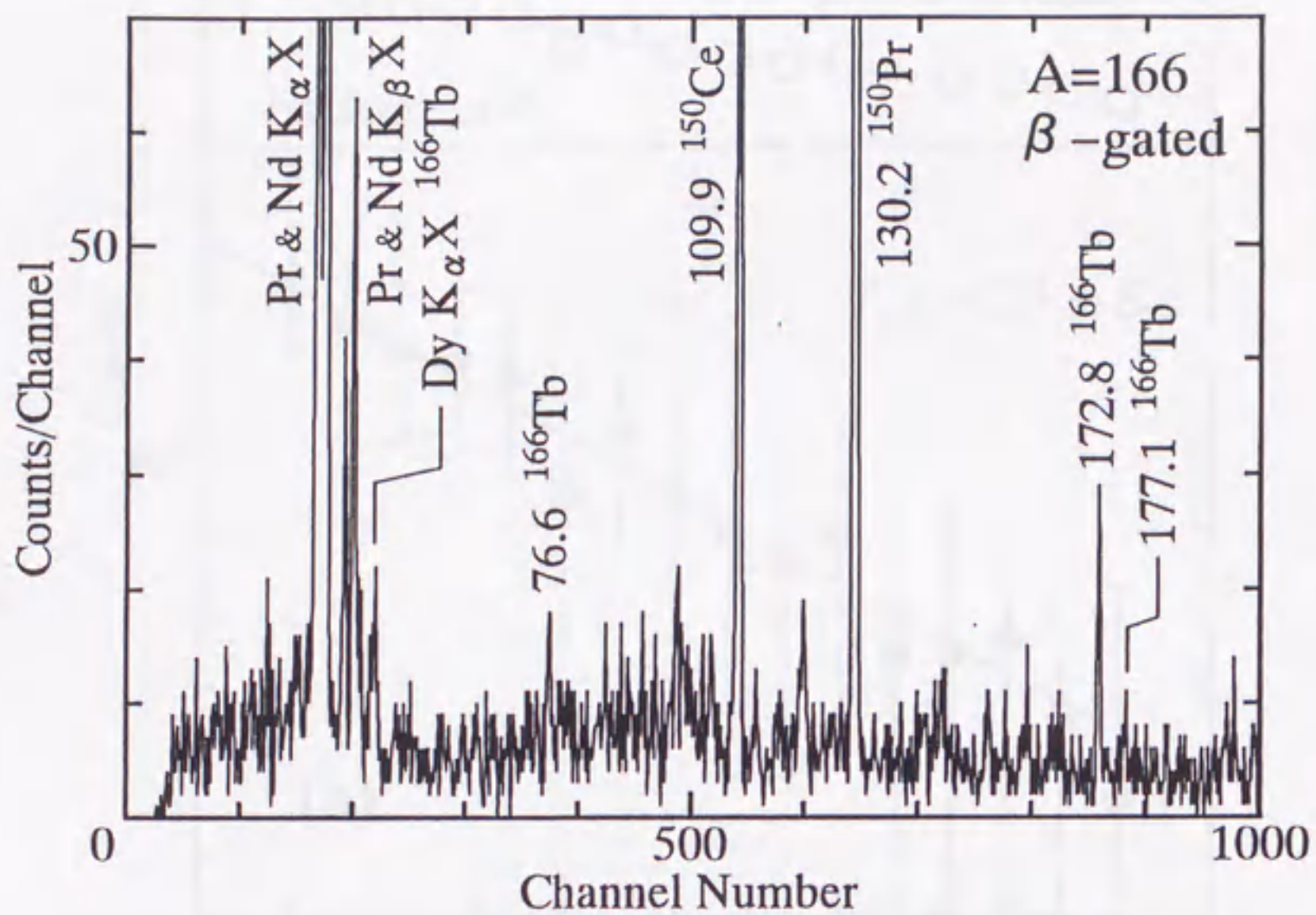


Fig. 4-10. Beta-gated γ -ray spectra obtained at mass-166 and mass-182 fractions measured with a LEPS.

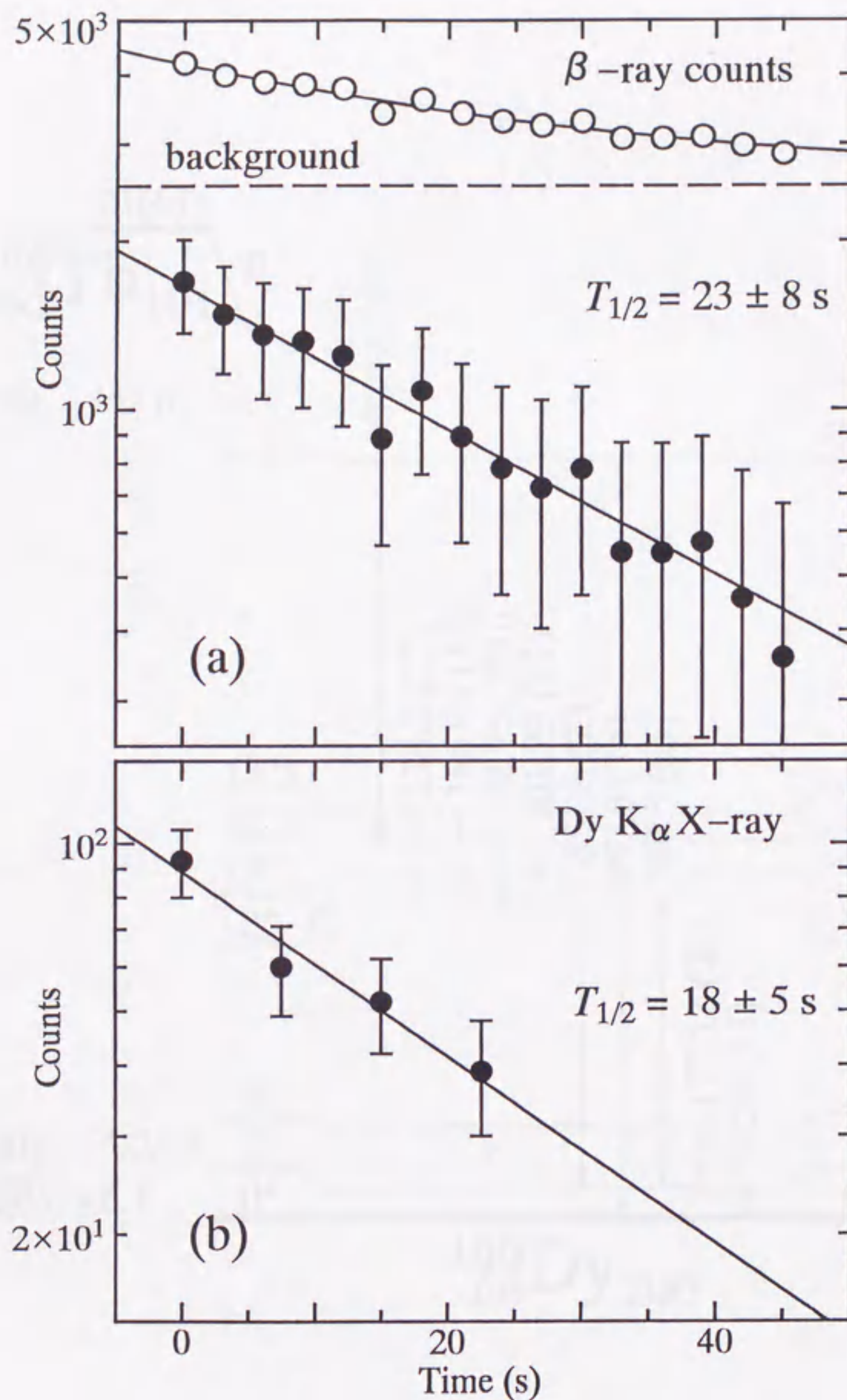


Fig. 4-11. (a) A decay curve for β -ray counts measured with plastic scintillators obtained at mass-182 fraction. Open circles indicate the raw β -ray counts, which were fitted to the function of $a \exp(-\lambda t) + b$. Closed circles indicate the background-subtracted β -ray counts, and a broken line indicates the background level. (b) A decay curve for β -gated Dy K_α X-ray counts measured with a LEPS.

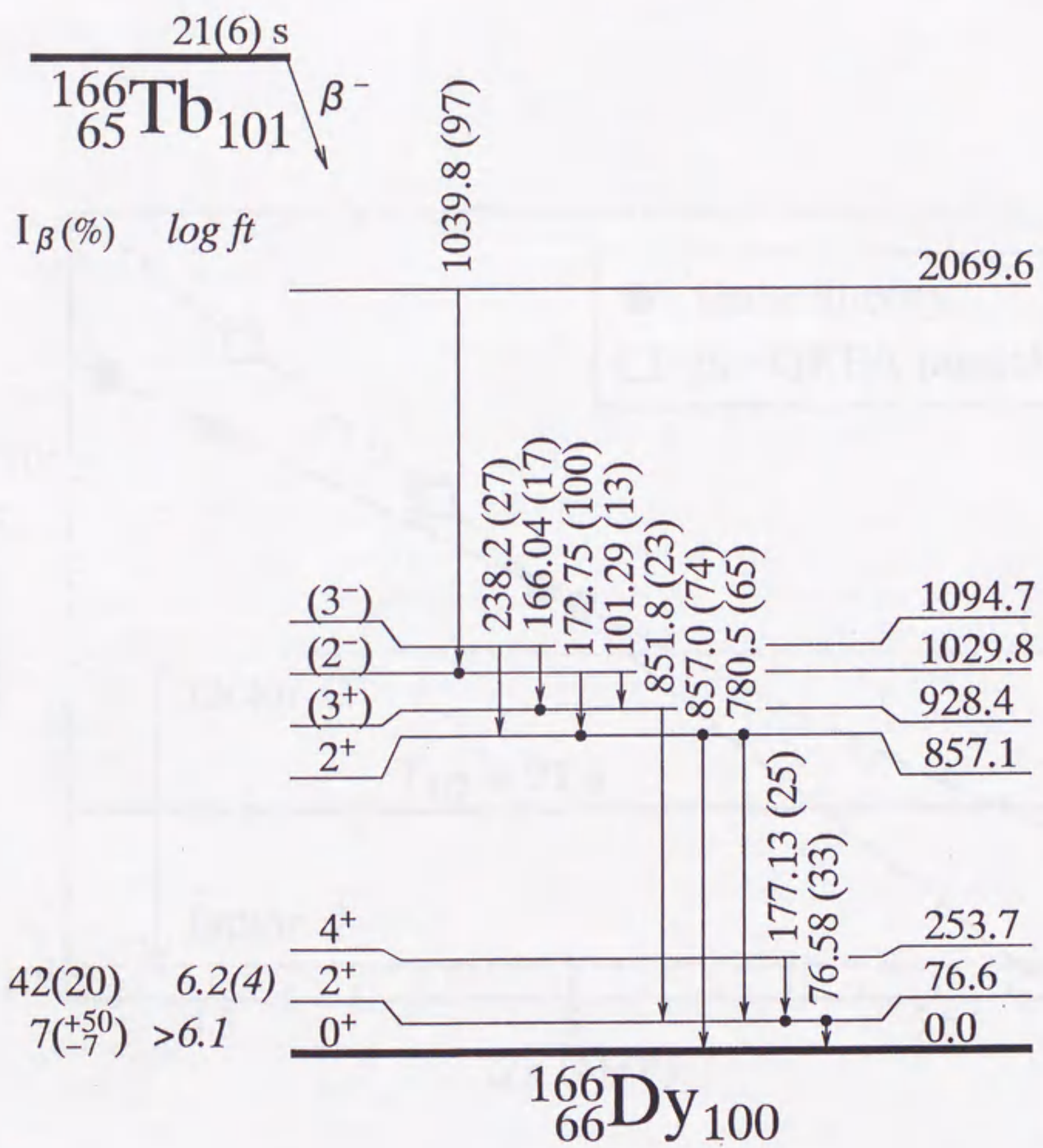


Fig. 4-12. A proposed decay scheme of ^{166}Tb . Energies are in keV and relative γ -ray intensities are given in parentheses. Observed coincidences are indicated by dots. Spin and parity assignments are taken from refs. [78,81].

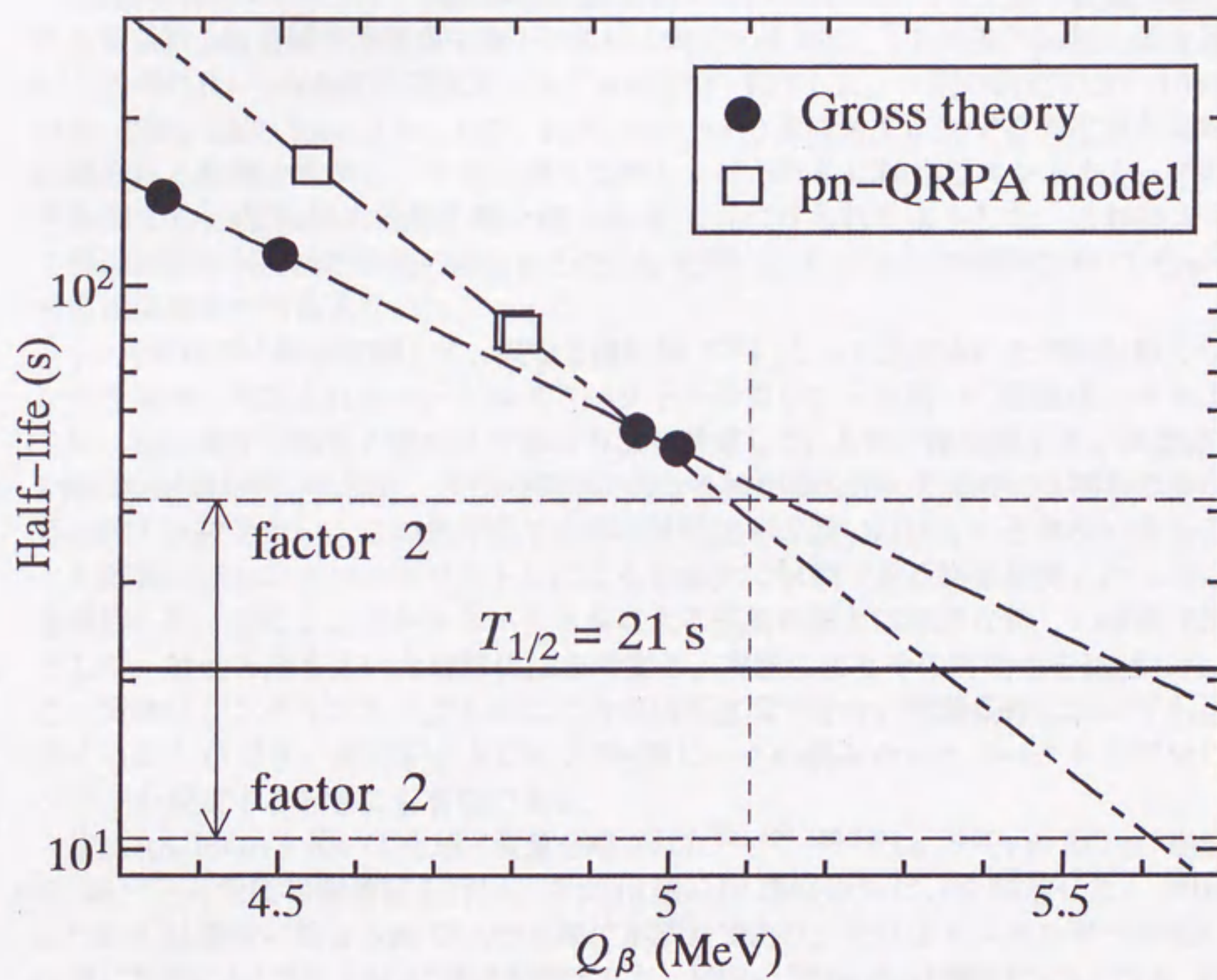


Fig. 4-13. The dependence of calculated half-life values for ^{166}Tb on the Q_β value.

第5章

まとめ

加速器付設のオンライン同位体分離装置 TIARA-ISOL によって生成・質量分離される質量数 130 近傍の短寿命中性子欠損核の測定のために、5 台の HPGe 検出器を用いた効率の良い γ - γ 角度相関測定システムを設計・製作した。一回の測定で 90° , 100° , 110° , 120° , 130° , 130° , 140° , 150° , 160° , 170° の 10 点の角度に対する測定点が同時に得られる配置を考案し、できる限り効率を上げるために検出器エンドキャップの角を加工して線源-検出器間距離を 60 mm まで近づけられるようにした。これによって線源強度が弱く測定時間の限られる ISOL を用いたオンライン実験においても γ - γ 角度相関測定が可能となった。

γ - γ 角度相関の解析に関して、異なる検出器ペアによって測定された同時計数カウントを同時に測定されたシングルスペクトルのカウントを用いて規格化できるように、検出器や回路系の構成及び解析方法を考慮した。5 台の検出器を用いた測定、2 台の検出器を用いた測定、特性の極端に異なる検出器を用いた測定の 3 種類の異なる条件で実験を行い、この測定系での同時計数効率の違いはほとんど無視できることを確認し、シングルスペクトルによる規格化で信頼できる結果が得られることを確認した。またシングルスペクトルによる規格化法とは独立な新しい規格化法として、特性 X 線を用いた規格化法を考案し、実験によりその有効性を確認した。この方法はシングルスペクトルによる方法が適用できない実験条件においても適用することができ、ダブレットピークや γ 線ピークの混み合ったスペクトル部分にゲートを設定するときにも有効である。

TIARA-ISOL を用いて生成・質量分離された $^{124,126,128,130}\text{La}$, ^{130}Pr の EC/ β^+ 崩壊について γ - γ 角度相関測定を行い、合計 10 個の 0^+ 準位のスピンを同定した。 ^{124}Ba については過去に報告されていた 0_2^+ 準位が誤りであり、それよりエネルギーの高い位置に新たに 0_2^+ 準位及び 0_3^+ 準位を同定した。 ^{126}Ba , ^{128}Ba の 0_2^+ 準位については、過去の報告ではそのスピン値はエネルギーの系統性から推定されていただけであったが、本研究で初めて実験的にスピンを同定した。加えて ^{126}Ba では 0_4^+ 準位、 ^{128}Ba では $0_{3,4,5}^+$ 準位を新たに同定した。 ^{130}Ba , ^{130}Ce については過去に報告されていた 0_2^+ 準位を γ - γ 角度相関測定からはっきりと確認した。

今回の実験で多くの 0^+ 準位が観測されたのは、 $^{124,126,128}\text{La}$ に β 崩壊する低スピンアイソマーが存在し、その β 崩壊が Ba の 0^+ 準位を強く励起するからであり、また直接の核反応ではほとんど生成されない低スピンアイソマーをその親核である Ce を強く生成しその β 崩壊から強く生成できたためであった。 $^{124,126,128}\text{La}$ で観測されたすべての 0^+ 準位からの γ 線はその他の γ 線より短い半減期を示し、低スピンアイソマー

の存在が実験的に確認された。

これらの 0^+ 準位に関する実験結果から、中性子欠損Ba核の 0_2^+ 準位のエネルギーは $N=72$ で最低値をとり、その後中性子midshell ($N=66$)に向けて上がっていくことが判った。一方 0_3^+ 準位は $N=66$ に向けて急速にエネルギーを下げてくることが判った。これらの 0^+ 準位の傾向は、 ^{122}Ba あるいは更に変形が進んだBa原子核において 0_2^+ 準位と 0_3^+ 準位のエネルギー関係が逆転することを強く示唆している。この領域のBa及びCeに関するIBM-2計算から、 0_2^+ 準位が中性子midshellに向けてエネルギーを上げていくことは、Ba同位体の変形状態が中性子midshellに向けてガンマ不安定核から軸対称変形核へと遷移していく現れと理解できる。また 0_2^+ 準位と 0_3^+ 準位のエネルギー関係の逆転は、これらの準位の性質や $B(E2)$ 比を考慮すると、ガンマ不安定核における 0_2^+ 準位が変形が進むにつれて $0_{\gamma\gamma}^+$ 準位に遷移し、一方 0_3^+ 準位が 0_{β}^+ 準位に遷移していく過程が現れていると解釈できる。

質量数130近傍の中性子欠損核の研究を更に進めていくために、Baよりも変形が進んだCeについて実験を行い、これまで実験データがなかった ^{126}Ce の準ガンマバンドの 2^+ , 3^+ , 4^+ と思われる準位を観測した。この結果からこの領域のCeの準ガンマバンドは ^{126}Ce で更にエネルギーを上げ、energy staggeringに見られるガンマ不安定度も小さくなり、より軸対称変形に近づいていることがはっきり確認された。加えてこれまでその崩壊特性がまったく報告されていない未知核種 $^{125,127}\text{Pr}$ を初めて観測した。

今後研究対象とする領域を拡げていくためにガスジェット型ISOLの開発を行い、荷電粒子誘起核分裂で生成される質量数160近傍の中性子過剰核の研究に適用した。 ^{159}Pm , ^{161}Sm , ^{165}Gd , ^{166}Tb , ^{167}Tb の5つの未知核種を観測し、それらの半減期を決定した。半減期の実験値と理論計算との比較から、この領域の原子核は理論で予想されていたよりも不安定であることが明らかとなった。

謝辞

本研究を遂行するに当たり、全般にわたり御指導して頂きました名古屋大学大学院エネルギー工学専攻の河出清教授，山本洋助教授に感謝致します。名古屋大学工学部原子核工学科の森千鶴夫教授，井口哲夫教授，宮原洋助教授には、本論文作成にあたり貴重な助言を頂いたことに感謝致します。日本原子力研究所の関根俊明氏，長明彦氏，小泉光生氏には、TIARA-ISOLでの実験において、また私の計2年間の特別研究生としての期間中、全面的に御指導，御協力して頂きました。特に長氏には、私が核分光実験の初心者であった頃から実験と一緒に行って頂き、実験の準備段階から解析方法に到るまで御指導して頂きました。日本原子力研究所の市川進一氏，塚田和明氏には、ガスジェット型ISOLの開発と一緒に行って頂きました。名古屋大学大学院エネルギー工学専攻の柴田理尋助手，大学院生の小島康明氏，廣瀬知明氏には実験及び解析と一緒に行って頂きました。皆様に感謝致します。本研究の大部分は大学・原研プロジェクト共同研究(放射線高度利用研究プロジェクト及びバックエンド化学研究プロジェクト)の一環として行われました。日本原子力研究所イオン加速器管理課，加速器管理室の方々には、加速器の運転と強力で安定なビームの供給に努力して頂きました。X線による規格化法の開発に関しては、私の学部生当時の同期の本間謙輔氏の卒業研究の成果が、その後の多検出器系への適用へと発展しました。Combination Triggerの設計と改良は、日本原子力研究所の小沢皓雄氏に行って頂きました。以上の方々に深く感謝致します。

参考文献

- [1] M. Mayer and J. Jensen, *Elementary Theory of Nuclear Shell Structure* (John Wiley & Sons, New York, 1955).
- [2] S. G. Nilsson, *Dan. Mat. Fys. Medd.* 29, No. 16 (1955).
- [3] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin, New York, 1969).
- [4] A. Arima and F. Iachello, *The Interacting Boson Model* (Cambridge Univ. Press, 1987).
- [5] M. Ishii, A. Makishima, M. Hoshi and T. Ishii, *Proc. Symp. on Recent Advances in the Study of Nuclei off the Line of Stability, Chicago, 1985* (American Chemical Society, Washington, DC, 1986) p. 496; A. Makishima, M. Adachi, H. Taketani and M. Ishii, *Phys. Rev. C* **34** (1986) 576.
- [6] Y. Yoshizawa, T. Horiguchi and M. Yamada, *Chart of the Nuclides 1988* (Japan Atomic Energy Research Institute, 1988); T. Horiguchi, T. Tachibana and T. Tamura, *Chart of the Nuclides 1992* (Japan Atomic Energy Research Institute, 1992); T. Horiguchi, T. Tachibana and J. Katakura, *Chart of the Nuclides 1996* (Japan Atomic Energy Research Institute, 1996).
- [7] R. Sheline, T. Sikkeland and R. N. Chanda, *Phys. Rev. Lett.* **7** (1961) 446.
- [8] H. Morinaga and P. C. Gugelot, *Nucl. Phys.* **46** (1963) 210.
- [9] A. S. Davydov and G. F. Filippov, *Nucl Phys.* **8** (1958) 237.
- [10] J. Meyer-ter-Vehn, *Nucl Phys. A* **249** (1975) 111; J. Meyer-ter-Vehn, *Nucl Phys. A* **249** (1975) 141.
- [11] L. Wilets and M. Jean, *Phys. Rev.* **102** (1956) 788.
- [12] G. Gneuss and W. Greiner, *Nucl. Phys.* **171** (1971) 449.
- [13] P. Petkov, A. Dewald, and W. Andrejtscheff, *Phys. Rev. C* **51** (1995) 2511.
- [14] G. Puddu, O. Scholten, and T. Otsuka, *Nucl. Phys. A* **348** (1980) 109.
- [15] R. Kühn, K. Kirch, I. Wiedenhöver, O. Vogel, M. Wilhelm, U. Neuneyer, M. Luig, A. Gelberg, and P. von Brentano, *Nucl. Phys. A* **597** (1996) 85.

- [16] T. Otsuka and T. Mizusaki, in *Frontiers of Nuclear Structure Physics*, edited by M. Ishihara, T. Otsuka, T. Mizusaki and K. Yazaki (World Scientific, Singapore, 1996) p. 69.
- [17] W. Lieberz, A. Dewald, W. Frank, A. Gerberg, W. Krips, D. Lieberz, R. Wirowski, and P. von Brentano, *Phys. Lett. B* **240** (1990) 38.
- [18] R. F. Casten, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 1991.
- [19] J. L. Wood, K. Heyde, W. Nazarewicz, M. Huyse, and P. van Duppen, *Phys. Rep.* **215** (1992) 101.
- [20] W. P. Alford, R. E. Anderson, P. A. Batay-Csorba, R. A. Emigh, D. A. Lind, P. A. Smith and C. D. Zafiratos, *Nucl. Phys. A* **323** (1979) 339.
- [21] Gh. Cata-Danil, D. Bucurescu, L. Trache, A. M. Oros, M. Jaskola, A. Gollwitzer, D. Hofer, S. Deylitz, B. D. Valnion, and G. Graw, *Phys. Rev. C* **54** (1996) 2059.
- [22] S. Raman and N. B. Gove, *Phys. Rev. C* **7** (1973) 1995.
- [23] L. C. Biedenharn and M. E. Rose, *Rev. Mod. Phys.* **23** (1953) 729.
- [24] M. E. Rose, *Phys. Rev.* **91** (1953) 610.
- [25] A. I. Belyaevskii and Yu. A. Gur'yan, *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.* **25** (1961) 1291.
- [26] T. Hayashi, K. Okano, K. Yuasa, Y. Kawase and S. Uehara, *Nucl. Instrum. Methods* **53** (1967) 123.
- [27] K. Okano, Y. Kawase, S. Uehara and T. Hayashi, *Nucl. Instrum. Methods* **75** (1969) 159.
- [28] H. K. Walter and A. Weitsch, *Nucl. Instrum. Methods* **62** (1968) 189.
- [29] S. Gorodetzky, F. A. Beck, P. Engelstein, T. Byrski and A. Knipper, *Nucl. Instrum. Methods* **69** (1969) 163.
- [30] T. R. Gerholm, Z. H. Cho, L. Eriksson, L. Gidefeldt and B.-G. Pettersson, *Nucl. Instrum. Methods* **100** (1972) 33.
- [31] T. Hayashi, S. Uehara and T. Seo, *Nucl. Instrum. Methods* **118** (1974) 541.
- [32] G. J. Basinger, W. C. Schick, Jr. and W. L. Talbert, Jr., *Nucl. Instrum. Methods* **124** (1975) 381.

- [33] G. J. Basinger, W. C. Schick, Jr. and W. L. Talbert, Jr., *Phys. Rev. C* **11** (1975) 1755.
- [34] E. W. Schneider, M. D. Glascock, W. B. Walters and R. A. Meyer, *Phys. Rev. C* **19** (1979) 1025.
- [35] A. Wolf, C. Chung, W. B. Walters, G. Peaslee, R. L. Gill, M. Shmid, V. Manzella, E. Meier, M. L. Stelts, H. I. Liou, R. E. Chrien and D. S. Brenner, *Nucl. Instrum. Methods* **206** (1983) 397.
- [36] S. Yamada, T. Sharshar, K. Okano and K. Aoki, *Nucl. Instrum. Methods A* **316** (1992) 276.
- [37] D. Vénos and P. Tlustý, *Nucl. Instrum. Methods A* **336** (1993) 567.
- [38] I. Alfter, E. Bodenstedt, W. Knichel and J. Schüth, *Z. Phys. A* **355** (1996) 277.
- [39] K. Kirch, G. Siems, M. Eschenauer, A. Gelberg, R. Kühn, A. Mertens, U. Neuneyer, O. Vogel, I. Wiedenhöver, P. von Brentano and T. Otsuka, *Nucl. Phys. A* **587** (1995) 211.
- [40] R. L. Gill and A. Piotrowski, *Nucl. Instrum. Methods A* **234** (1985) 213.
- [41] A. Taniguchi, K. Okano, T. Sharshar and Y. Kawase, *Nucl. Instrum. Methods A* **351** (1994) 378.
- [42] W. D. Hamilton, in *Nuclear Spectroscopy of Fission Products*, edited by T. von Egidy (IOP Publishing, Bristol, 1980) p. 226.
- [43] C. W. Reich and J. H. Douglas, *Nucl. Instrum. Methods* **35** (1965) 67.
- [44] S. Yamada, T. Sharshar, K. Aoki and K. Okano, *KURRI Prog. Rep.* 1992, p. 56.
- [45] J. Barrette, M. Barrette, A. Boutard, G. Lamoureux and S. Monaro, *Can. J. Phys.* **48** (1970) 2011.
- [46] J. Barrette, M. Barrette, R. Haroutunian, G. Lamoureux, S. Monaro and S. Markiza, *Phys. Rev. C* **4** (1971) 991.
- [47] H. Helppi, A. Pakkanen and J. Hattula, *Nucl. Phys. A* **247** (1975) 317.
- [48] R. Stiening and M. Deutsch, *Phys. Rev.* **121** (1961) 1484.
- [49] S. Ichikawa, T. Sekine, H. Iimura, M. Oshima and N. Takahashi, *Nucl. Instrum. Methods A* **274** (1989) 259.

- [50] K. Schiffer, A. Dewald, A. Gelberg, R. Reinhardt, K. O. Zell, Sun Xianfu and P. von Brentano, *Z. Phys. A* **327** (1987) 251.
- [51] J. Genevey, A. Gizon, N. Idrissi, B. Weiss, R. Béraud, A. Charvet, R. Duffait, A. Emsallem, M. Meyer, T. Ollivier and N. Redon, *Proc. 5th Int. Conf. on Nuclei Far From Stability, Rosseau Lake, 1987* (AIP, New York, 1988) p. 419.
- [52] G. Siems, T. Fricke, U. Neuneyer, K. Schiffer, D. Lieberz, M. Eschenauer, I. Wiedenhöver and P. von Brentano, *Proc. 6th Int. Conf. on Nuclei Far From Stability and 9th Int. Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants, Bernkastel-Kues, 1992* (IOP Publishing, Bristol, 1993) p. 675.
- [53] K. S. Krane and R. M. Steffen, *Phys. Rev. C* **2** (1970) 724.
- [54] K. Schiffer, A. Dewald, A. Gelberg, R. Reinhardt, K. O. Zell, Sun Xiangfu and P. von Brentano, *Nucl. Phys. A* **458** (1986) 337.
- [55] N. Idrissi, A. Gizon, J. Genevey, P. Paris, V. Barci, R. Barnéoud, J. Blachot, D. Bucurescu, R. Duffait, J. Gizon, C. F. Liang, and B. Weiss, *Z. Phys. A* **341** (1992) 427.
- [56] I. Wiedenhöver, T. Diefenbach, M. Luig, M. Wilhelm, H. Meise, A. Gelberg, P. von Brentano, K. H. Kim, T. Mizusaki, and T. Otsuka, ANL/PHY-96/1 (Argonne National Laboratory, 1996) p. 134.
- [57] A. Gizon, J. Inchaouh, D. Barnéoud, J. Genevey, C. F. Liang, P. Paris, A. Plochocki, and I. Penev, *Proc. Int. Conf. on Nuclear Shapes and Nuclear Structure at Low Excitation Energies, Antibes, 1994* (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, 1994) p. 315.
- [58] T. Hayakawa, T. Komatsubara, J. Lu, J. Mukai, and K. Furuno, *Z. Phys. A* **358** (1997) 15.
- [59] S.-W. Xu, T.-M. Zhang, Y.-X. Xie, R.-C. Ma, Y.-X. Ge, Y.-X. Guo, C.-F. Wang, Z.-K. Li, B. Guo, J.-P. Xing, T.-R. Guo, S.-F. Zhu, W. Xu, and J.-Z. Du, *Z. Phys. A* **356** (1996) 35.
- [60] D. R. Zolnowski and T. T. Sugihara, *Phys. Rev. C* **16** (1977) 408.
- [61] B. Weiss, C. F. Liang, P. Paris, A. Peghaire, and A. Gizon, *Z. Phys. A* **313** (1983) 173.
- [62] P. F. Mantica, Jr., B. E. Zimmerman, W. B. Walters, J. Rikovska, and N. J. Stone, *Phys. Rev. C* **45** (1992) 1586.
- [63] E. W. Schneider, M. D. Glascock, W. B. Walters, and R. A. Meyer, *Phys. Rev. C* **19** (1979) 1025.

- [64] S. Ichikawa, T. Sekine, M. Oshima, H. Iimura, and Y. Nakahara, Nucl. Instrum. Methods B **70** (1992) 93.
- [65] T. Otsuka and N. Yoshida, JAERI-M 85-094 (Japan Atomic Energy Research Institute, 1985).
- [66] T. Otsuka, X.-W. Pan, and A. Arima, Phys. Lett. B **247** (1990) 191.
- [67] J. Rikovska, N. J. Stone, P. M. Walker, and W. B. Walters, Nucl. Phys. A **505** (1989) 145.
- [68] P. F. Mantica and W. B. Walters, Phys. Rev. C **53** (1996) R2586.
- [69] K. Heyde, J. Jolie, J. Moreau, J. Ryckebusch, M. Waroquier, P. van Duppen, M. Huyse, and J. L. Wood, Nucl. Phys. A **466** (1987) 189.
- [70] R. F. Casten and D. D. Warner, Rev. Mod. Phys. **60** (1988) 389.
- [71] D. Barnéoud, J. Blachot, J. Genevey, A. Gizon, R. Béraud, R. Duffait, A. Emsallem, M. Meyer, N. Redon and D. Rolando-Eugio, Z. Phys. A **330** (1988) 341.
- [72] K. L. Ying, P. J. Bishop, A. N. James, A. J. Kirwan, T. P. Morrison, P. J. Nolan, D. C. B. Watson, K. A. Connell, D. J. G. Love, A. H. Nelson and J. Simpson, Nuclear Structure Appendix to the Daresbury Annual Report (1986/87) 27.
- [73] B. M. Nyakó, J. Gizon, V. Barci, A. Gizon, S. André, D. Barnéoud, D. Curien, J. Genevey and J. C. Merdinger, Z. Phys. A **334** (1989) 513.
- [74] R. C. Greenwood, R. A. Anderl, J. D. Cole and H. Willmes, Phys. Rev. C **35** (1987) 1965.
- [75] R. C. Greenwood, M. A. Lee and R. A. Anderl, Radiochim. Acta **43** (1988) 129.
- [76] R. A. Anderl, J. D. Cole and R. C. Greenwood, Nucl. Instrum. Methods B **26** (1987) 333.
- [77] Y. Kawase and K. Okano, Nucl. Instrum. Methods B **37/38** (1989) 116.
- [78] D. G. Burke, G. Løvholden and T. F. Thorsteinsen, Nucl. Phys. A **483** (1988) 221.
- [79] S. A. Kerr, F. Hoyler, K. Schreckenbach, H. G. Borner, G. Colvin, P. H. M. Van Assche and E. Kaerts, *Proc. 5th Int. Symp. on Capture gamma-ray spectroscopy and relative topics - 1984, Knoxville* (AIP, New York, 1985) p. 416.

- [80] E. Kaerts, P. H. M. Van Assche, S. A. Kerr, F. Hoyler, H. G. Börner, R. F. Casten and D. D. Warner, Nucl. Phys. A **514** (1990) 173.
- [81] E. N. Shurshikov and N. V. Timofeeva, Nucl. Data Sheets **67** (1992) 45.
- [82] T. Tachibana, M. Yamada and Y. Yoshida, Prog. Theor. Phys. **84** (1990) 641.
- [83] T. Tachibana and M. Yamada, *Proc. Int. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses, Arles, 1995* (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, 1995) p. 763.
- [84] A. Staudt, E. Bender, K. Muto and H. V. Klapdor-Kleingrothaus, At. Data and Nucl. Data Tables **44** (1990) 79.
- [85] E. R. Hilf, H. v. Groote and K. Takahashi, CERN Report 76-13 (1976) 142.
- [86] H. v. Groote, E. R. Hilf and K. Takahashi, At. Data and Nucl. Data Tables **17** (1976) 418.
- [87] P. Möller and J. R. Nix, At. Data and Nucl. Data Tables **26** (1981) 165.

発表論文一覧

副論文

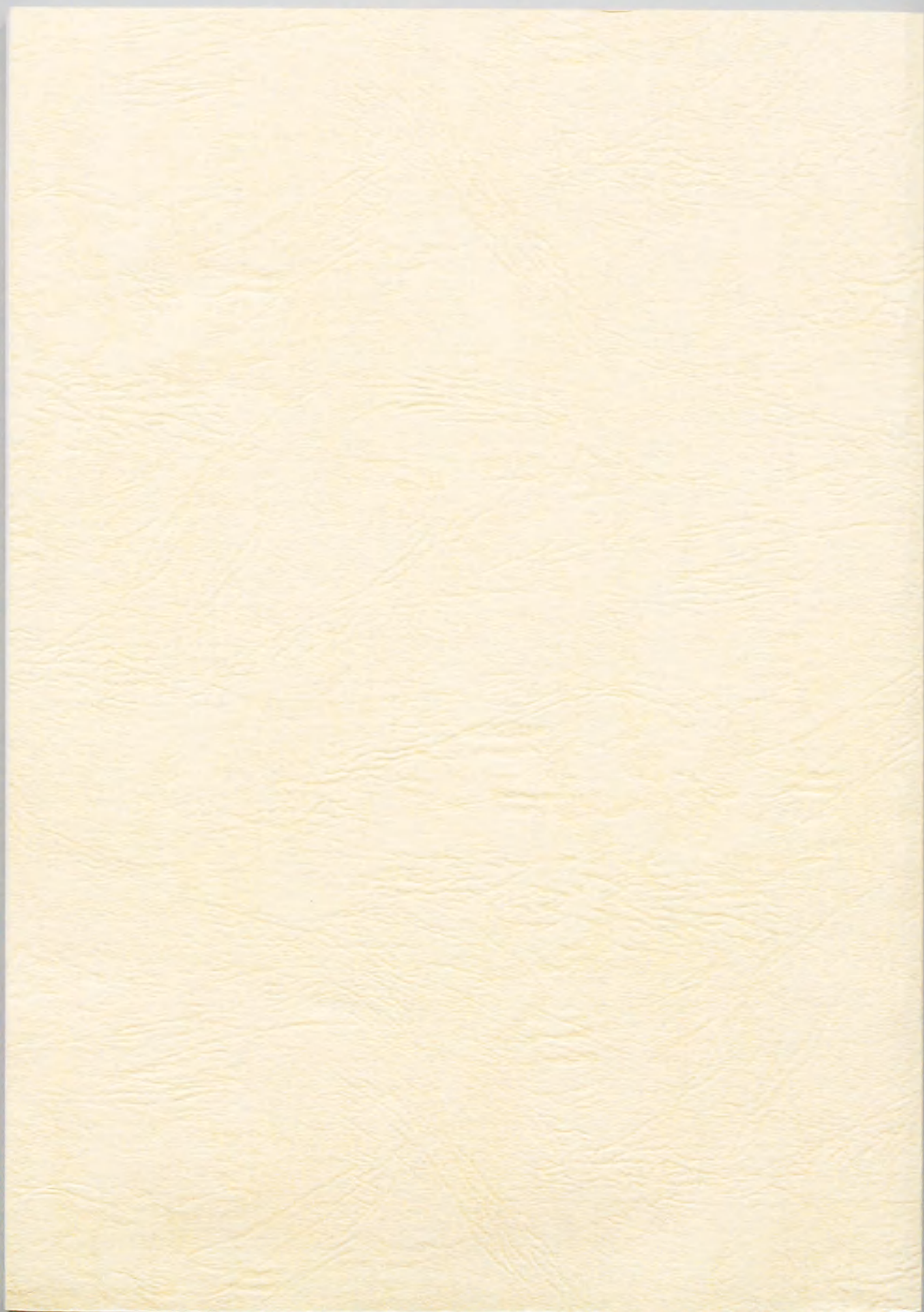
- 1) T. Sekine, A. Osa, M. Koizumi, S. Ichikawa, M. Asai, H. Yamamoto and K. Kawade: Decay of the New Isotope ^{127}Pr . *Z. Phys. A* **349** (1994) 143-146.
- 2) S. Ichikawa, M. Asai, K. Tsukada, A. Osa, T. Ikuta, N. Shinohara, H. Iimura, Y. Nagame, Y. Hatsukawa, I. Nishinaka, K. Kawade, H. Yamamoto, M. Shibata and Y. Kojima: Mass Separation of Neutron-rich Isotopes Using a Gas-jet Coupled Thermal Ion Source. *Nucl. Instrum. Methods A* **374** (1996) 330-334.
- 3) M. Asai, K. Tsukada, S. Ichikawa, A. Osa, Y. Kojima, M. Shibata, H. Yamamoto, K. Kawade, N. Shinohara, Y. Nagame, H. Iimura, Y. Hatsukawa and I. Nishinaka: Identification of a New Isotope ^{166}Tb . *J. Phys. Soc. Jpn.* **65** (1996) 1135-1138.
- 4) S. Ichikawa, K. Tsukada, M. Asai, A. Osa, Y. Oura, H. Iimura, Y. Kojima, T. Hirose, I. Nishinaka, Y. Hatsukawa, Y. Nagame, K. Kawade, T. Ohyama and K. Sueki: Search for Unknown Isotopes Using the JAERI-ISOL. *Nucl. Instrum. Methods B* **126** (1997) 205-208.
- 5) M. Asai, K. Kawade, H. Yamamoto, A. Osa, M. Koizumi and T. Sekine: A Five-HPGe Detector System for γ - γ Angular Correlation Measurements for Mass-separated Short-lived Nuclei. *Nucl. Instrum. Methods A* **398** (1997) 265-275.
- 6) M. Asai, T. Sekine, A. Osa, M. Koizumi, Y. Kojima, M. Shibata, H. Yamamoto and K. Kawade: Energy Systematics of Low-lying 0^+ States in Neutron-deficient Ba Nuclei. *Phys. Rev. C* **56** (1997) 3045-3053.

本論文の第2章は副論文の5)を、第3章は副論文の6)を、第4章は副論文の1), 2), 3), 4)をそれぞれ参考に行っている。

参考論文

- 7) M. Shibata, M. Asai, T. Ikuta, H. Yamamoto, J. Ruan, K. Okano, K. Aoki and K. Kawade: Decay Scheme of Mass-separated ^{152}Nd . *Appl. Radiat. Isot.* **44** (1993) 923-926.

- 8) Y. Ikeda, C. Konno, K. Kosako, M. Asai, K. Kawade and H. Maekawa: Measurement of the $^{93}\text{Nb}(n, n')^{93m}\text{Nb}$ Reaction Cross Section at 14.5 and 14.9 MeV. *J. Nucl. Sci. Tech.* **30** (1993) 967-973.
- 9) Y. Kasugai, M. Asai, A. Tanaka, H. Yamamoto, I. Jun and T. Iida: Measurement of Activation Cross Sections on Tantalum and Tungsten with 14 MeV Neutrons. *J. Nucl. Sci. Tech.* **31** (1994) 1248-1254.
- 10) A. Osa, M. Asai, M. Koizumi, T. Sekine, S. Ichikawa, Y. Kojima, H. Yamamoto and K. Kawade: β^+ Decay of Unstable Praseodymium Isotopes: ^{127}Pr , ^{126}Pr and the New Isotope ^{125}Pr . *Nucl. Phys. A* **588** (1995) 185c-190c.
- 11) Y. Kojima, T. Ikuta, M. Asai, A. Taniguchi, M. Shibata, H. Yamamoto and K. Kawade: Measurement of Response Functions of HPGe Detectors for Monoenergetic Electrons and Positrons in an Energy Range of 6.0-9.0 MeV. *Nucl. Instrum. Methods B* **126** (1997) 419-422.
- 12) Y. Kojima, M. Asai, A. Osa, M. Koizumi, T. Sekine, H. Yamamoto and K. Kawade: Measurement of Q_{EC} -values of ^{126}La Isomers. *Appl. Radiat. Isot.* (to be published).



Inches 1 2 3 4 5 6 7 8
cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak



Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

A 1 2 3 4 5 6 **M** 8 9 10 11 12 13 14 15 **B** 17 18 19

