T2R2 東京工業大学リサーチリポジトリ
Tokyo Tech Research Repository

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	Sn同位体の高スピン領域における球形および変形状態の研究
Title(English)	
著者(和文)	原田秀郎
Author(English)	Hideo Harada
出典(和文)	学位:理学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第1879号, 授与年月日:1988年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor of Philosophy, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第1879号, Conferred date:1988/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

Powered by T2R2 (Tokyo Institute Research Repository)

博士論文

Ｓｎ同位体の高スピン領域における球形および変形状態の研究

東京工業大学

理工学研究科　物理学専攻

原田秀郎

昭和６２年度

－　目次　－

第一章　　序　論　　p. 4

第二章　　実　験

2．1　　はじめに　　p. 12

2．2　　反応およびγ線崩壊過程　　p. 14

2．3　　検出器

1）　ＢＧＯアンチ・コンプトン・スペクトロメーター　　p. 17

2）　中性子多重度フィルター　　p. 23

2．4　　γγ同時計測　　p. 27

2．5　　nγ角相関　　p. 34

2．6　　寿命測定　　p. 37

第三章　　解析 および 結果

3．1　　解析方法と結果

1）　γγ同時計測　　p. 44

2）　nγ角相関　　p. 52

3）　γγ角相関　　p. 58

4）　寿命測定　　p. 73

3．2　　励起準位の同定

1）　^{110}Ｓｎ　　p. 82

2）　^{111}Ｓｎ　　p. 93

3）　^{112}Ｓｎ　　p. 96

4）　^{114}Ｓｎ　　p.108

第四章　議　論

４．１　^{110,112,114}Ｓｎの高スピン領域における回転バンドの発見とその特徴　p.115

４．２　^{112,114}Ｓｎに見られるバックベンディング現象と２準粒子励起による解釈　p.120

４．３　^{110}Ｓｎにおける侵入バンドの消失とハートリー・ボゴリュボフ計算による考察　p.123

４．４　^{111}Ｓｎにおける回転バンドの発見とその特徴　p.130

４．５　Ｓｎの侵入バンドと$\nu h_{11/2}$準粒子の結合形態　p.133

４．６　$\nu h_{11/2}$侵入バンドに見られるブロッキングの効果　p.137

４．７　侵入バンド内遷移の B(E2) 値　p.140

４．８　２準粒子・４準粒子混合　p.142

４．９　４準粒子状態でのペアリング・ギャップ　p.145

４．１０　球形・変形準位の混合　p.149

第五章　結論 および 今後の課題　p.152

謝辞　p.155

参考文献　p.156

第一章　序論

１９７０年代の実験技術の進歩、特にGe検出器を用いたγ線分光法の進展により、原子核の準位構造に関する知識は、大きく拡張されつつある。この結果、原子核の構造と形状に関する新しい側面を研究することができる段階に至っている。

図１は、RagnassonとSheline が、原子核の形状という主題に対して行った報告からの抜粋である[Rag84]。そこでは、原子核は、３つのグループに分類される。すなわち、A)球形核(Spherical)、 B)変形核(Deformed)、および C)遷移領域核(Transitional)である。球形核は、中性子および陽子が閉殻をなす近傍に位置し、変形核は、閉殻から十分離れた処にある。そして、A)とB)の中間には、C) の遷移領域核が位置すると考えられた。すなわち、１つの原子核には、１つの形が対応し、その低励起準位の性質は、A),B),C)いずれか１つの形で説明されると考えられた。

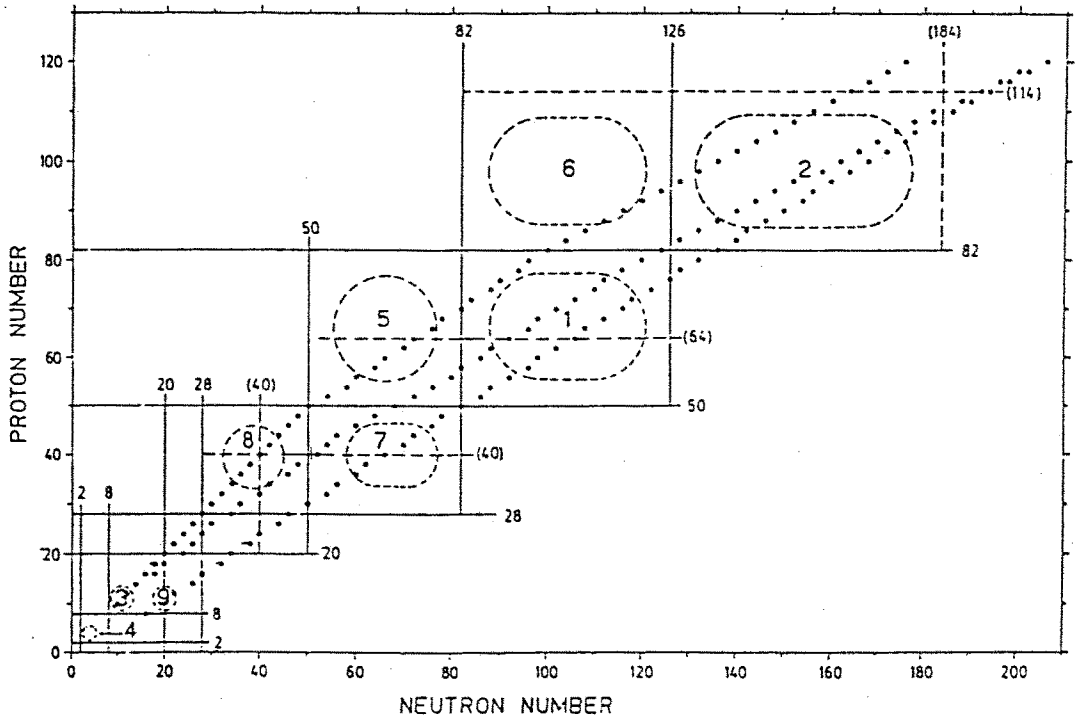


図１　　原子核の形状。　図中の実線は、マジック数を表し、その近傍には球形核が存在する。丸で囲まれた領域には、変形核が存在する。これらの中間は遷移領域核と考えられる。

ところが、１９７０年以後（＊注）、球形・変形共存(Spherical-Deformed Shape Coexistence)やレモン型・みかん型共存(Prolate-Oblate Shape Coexistence)と言った、１つの原子核において、形状の異なる準位が共存すると言う実験事実が報告されるようになり、１つの原子核に対し１つの形を考えるだけでは不十分になってきている。現在（１９８７年）までに、この現象は核図表の中で広く観測されている。形状共存現象に関する総合的な報告は、[Hey83,Ham85]に成されている。

これまでに形状共存の知られている領域は、原子核のもっとも冷えた領域にだけ集中している。偶々核であれば、１つの0^+対だけが壊れた２準粒子準位、あるいは、粒子回転整列を伴わない低スピン領域の回転バンドの現れる領域に、一部の例外を除いて[Nya86]、限られている。奇質量数核においても、バンドヘッド近傍の準位だけに限られている[Hey83]。

低励起・低スピン領域の形状共存という現象は、変形度の関数としてポテンシャル曲線を考えたときに、２つの谷が存在するという描像で理解される。このような計算の例を図２に示す。用いたハミルトニアンは、この種の計算に最も一般的に用いられる$H = \Sigma \varepsilon_i + P_\sigma + Q \cdot Q$である。$P_\sigma$は、核子間の短距離力を表す対相互作用であり、Q・Qは、遠距離力を表す四重極相互作用である。Q・Qは、原子核を変形させる働きを持ち、P_σとQ・Qのバランスにより原子核の形が決まる。このハミルトニアンに対し、変形度ε_2について、$|BCS\rangle$基底状態の波動関数を求め、その期待値を示したものが図２である。２本の実線は、Q・Q力の強さのパラメーターχを３％だけ変化させたときにポテンシャル曲線が変化する様子を示す。ポテンシャルに極少を与える変形度に対して安定解が存在し、図２の例では、$\varepsilon_2 \sim 0$の球形準位と$\varepsilon_2 \sim 0.3$の変形準位が共存する。２つの谷の間の山は、球形準位と変形準位の混合を防ぎ、それぞれの準位間の遷移を禁止する働きをしていると考えられる。この山の有無が、形状共存の有無を決定するのである。

＊注）　１９７０年以前にも個々の原子核の準位の性質を説明するために形状共存の概念は報告されていた[Mor56,Gre65]。しかし、原子核構造を考える上での一般的な概念には至っていなかった。

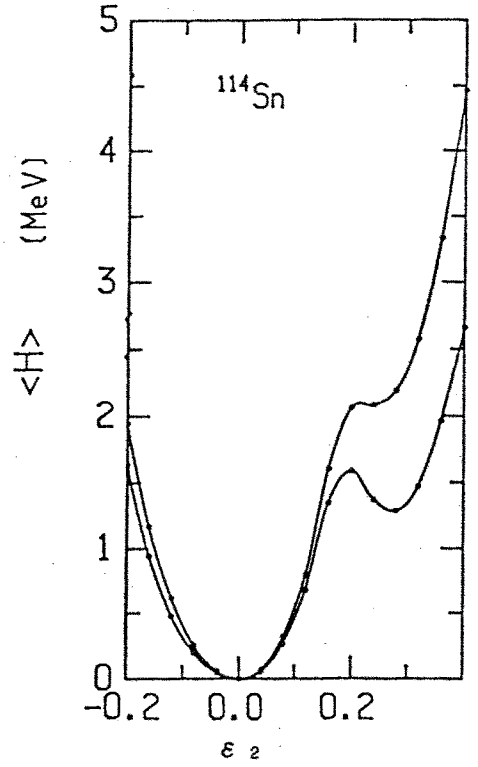


図２　　^{114}Ｓｎに対するポテンシャル計算。ε_2～０と０．３に安定解が存在する。

もう１つの重要な進展は、重イオン加速器の建設により、高スピン状態の研究が可能になったことである。変形核のイラスト線は、規則的なエネルギー間隔を持つ回転バンドから形成される。高スピン状態が研究されるようになり、この回転バンドは、スピン値10～16ħ 領域において、慣性モーメントに異常な振舞いを示すことが見いだされた[Joh72]。この現象は、スピンが大きくなり、回転の角速度が増すと、コリオリ力により核子対が壊され、集団回転軸の方向に整列することによるとして説明された[Ste72]。さらに最近の研究において、回転整列した核子は、集団回転している変形コアの形を、例えば、レモン型からtriaxitial型に変化させる働きを持つことが報告されている[Che86,Pat86]。

球形核のイラスト準位では、非規則的なエネルギー間隔やアイソマーの存在と言った独立粒子励起モードの特徴が見られる。球形核の高スピン状態については、最近Ｐｂ同位体で約20ħ までの準位が同定され、中性子の４準粒子模型との比較が始められている[Han86,Ruy86,Jai86,Nes83]。

先に述べたように、原子核の形状共存は、ポテンシャル曲線の微妙な変化の影

響を受ける。そのメカニズムを調べるには、球形準位および変形準位が、スピン値の関数として、または、中性子（陽子）数の関数としてどの様に変化するかを調べることが有効である。

これまで多くの原子核に対して高スピン状態の研究が行われてきたが、そこでは、球形準位あるいは変形準位の何れか一方だけが観測されており、形状共存現象が高スピン状態まで確認された例は極めて少ない。その理由は、高スピン状態が、主に、重イオン融合反応を用いたインビームγ線分光法により調べられており、この方法では、イラスト線上の準位だけが強調されて観測にかかるため、高スピン状態における形状共存現象の観測が難しくなるためである。

この問題に対して次の２つの処方箋が考えられる。第一点は、検出器の性能を向上し、弱い強度のγ線も同定可能にすることである。本研究では、これまでGe検出器で問題となっていたコンプトン・バックグラウンドをＢＧＯアンチコンプトン・スペクトロメーター（ＢＧＯＡＣＳ）を使用することにより大きく減衰させ、ＳＮ比を改善した。また、５～６台のＢＧＯＡＣＳを同時に用いて実験を行うことにより、統計精度の向上を計った。さらに、反応で放出される中性子を大立体角を張る中性子多重度フィルターで検出し、これとγ線との同時計測を行うことにより、スペクトルの質をより向上させることができた。検出器の性能とそれを用いた実験法については、第二章で説明する。

第二点は、二つの異なる形をもつ準位が、いずれも観測されるような原子核の種類を選ぶことである。原子核の種類は、基底状態が球形であり、励起状態が変形した原子核がこの条件を満たすと考えられる。これは、一般的に、変形状態の慣性能率は、球形状態の慣性能率よりも大きく、それゆえ、スピン値の増加に対する励起エネルギーの増加が、変形状態では、球形状態よりも小さいと考えられるからである。この結果、高スピン状態においても、球形状態と変形状態がエネルギー的に近いところに現れることが期待される。

この条件を満たす原子核として我々は、陽子数が５０個の魔法数であるＳｎ同位体を選んだ。Ｓｎ同位体は、球形と考えられていたが、１９７９年にＢｒｏｎ等により励起状態に集団的回転バンドが１２$^{+}$まで$^{112-118}$Ｓｎにおいて系統的に発見[Bro79]され、球形準位と変形準位の共存することが認識されるようになった。図３に$^{112-118}$Ｓｎの励起準位[Bro79,Poe80]を示す。球形準位は左側に、変形準

位は右側にそれぞれ示されている。球形準位の準位間隔は非規則的であり、独立粒子励起モードの特徴を現している。変形準位の準位間隔は規則的にスピン値と共に増加しており、集団的回転モードの特徴を現している。この傾向は、１２⁺まで続いており、粒子回転整列の効果は、このスピン領域では見られないことがわかる。これらの異なる励起モード間の遷移は、４⁺以下の準位を除いて非常に弱いことが指摘されているが、この事実は、これらの励起モードの独立性（波動関数の直交性）を示している。

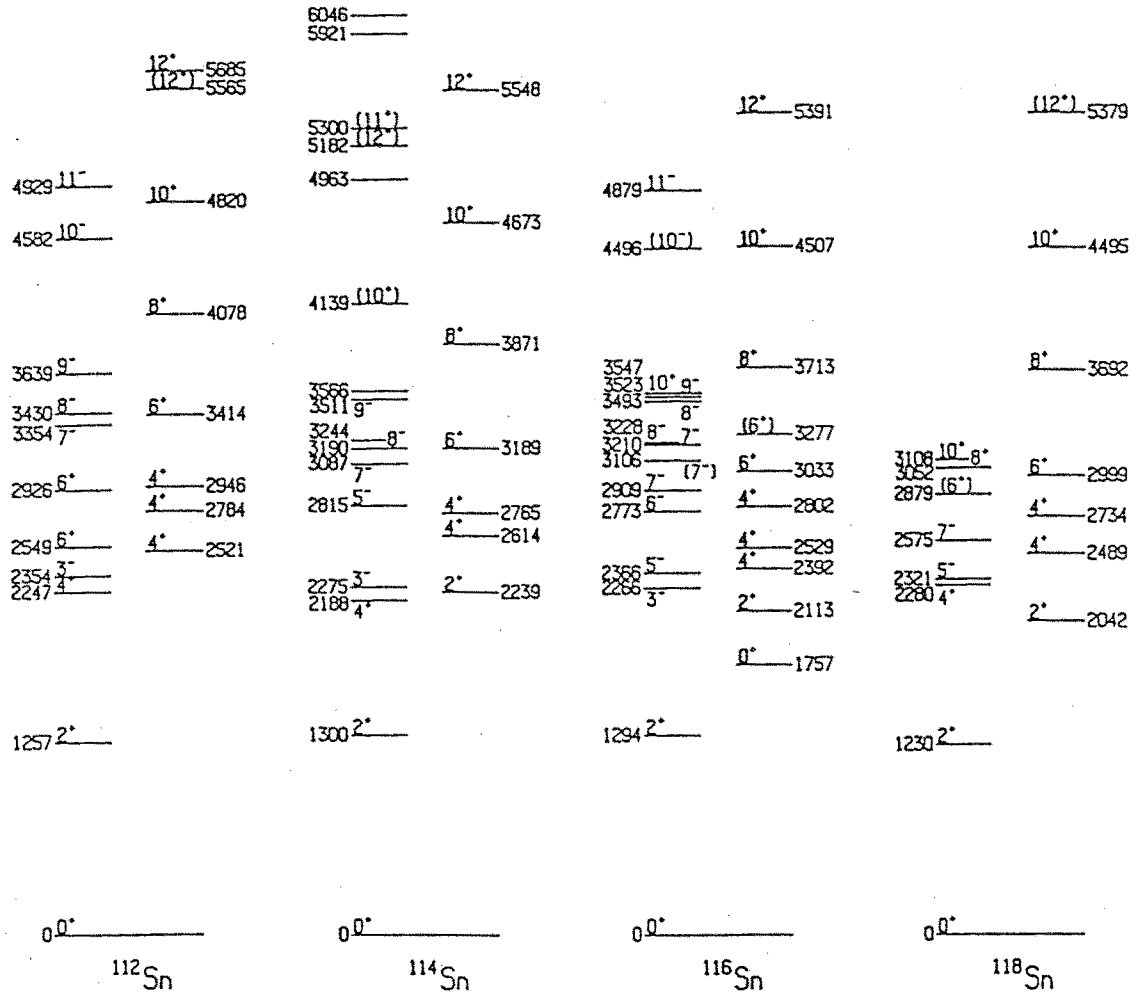


図３　$^{112-118}$Ｓｎにおける球形・変形共存。球形準位は左側に、変形準位は右側にそれぞれ示されている。

こうした特徴を持つ$^{112-118}$Ｓｎにおける回転バンドは、（α，ｘｎ）反応を用いて同定されたものである。不思議なことに、同様の反応を用いた実験によってもＮ＝６０である^{110}Ｓｎには、回転バンドが発見されなかった。中性子数の減少により、回転バンドが消滅するか否かは、未解決の問題である。

原子核の高スピン状態には、４準粒子準位や回転バンドにおける粒子回転整列と言った励起モードが現れると予想される。これらの励起モードまで形状共存現象を拡張することができれば、それを、低励起・低スピン領域で知られている励起モード間の形状共存現象と比べることにより、形状共存現象が、スピン値、あるいは、励起に寄与する粒子数に対しどのように依存するかを吟味することができる。

高スピン状態における球形・変形共存を確認するためには、球形高スピン状態と変形高スピン状態の両方を同定する必要がある。これまでに報告されたＳｎ同位体に関する高スピン状態の研究状況を表１に示す。スピン値が１２ħ以上の準位に関する情報は、非常に少ないことがわかる。よって、球形高スピン状態および変形高スピン状態、共に未知の部分が多く、それぞれ独立に、興味ある問題が指摘されている。

表１　Ｓｎ同位体の高スピン状態研究のまとめ

文献名	内容
Bro79	(α,2n)反応により、^{112,114,116,118}Ｓｎの励起状態中に１２$^{+}$ħまでの回転バンドを同定する。
Poe80	(α,2n)反応により、^{110,112,114,116,118}Ｓｎの励起状態中に中性子の準粒子励起と考えられる準位を１１$^{-}$および（１２$^{+}$）ħのスピン領域まで同定する。
Has79	(α,2n)反応により、^{109,111,113,115,117}Ｓｎの励起状態中に中性子の準粒子励起と考えられる準位を（２７／２$^{-}$）ħのスピン領域まで同定する。
And81	(^{19}F,p2n)反応により、^{108}Ｓｎの励起状態中に中性子の準粒子励起と考えられる準位を（１４$^{-}$）ħまで同定する。
Vig87	(^{19}F,p2n)反応により、^{110}Ｓｎの励起状態中に集団的性質のバンドを（２０$^{+}$）ħまで同定する。

Ｓｎ同位体の球形準位に関しては、中性子の準粒子励起模型による説明が行われている[Poe79,Kis62,Yam69]。準粒子励起の概念は、金属の超流動理論[Bar57]により導入されたもので、後に、A. Bohr 等により原子核への適用可能性が指摘された [Boh58]。 実際的な計算は Sorrensen 等により始められ、単閉殻を持つ原子核に対して適用された。単閉殻であるＳｎ同位体に対しても、この準粒子励起模型と実験との比較が進められ[Yam69,Poe79]、励起エネルギーの系統的な変化は、この模型で再現されることが指摘された。

準粒子模型は、直接的な殻模型に比べ計算が容易である上に、励起状態の配位を少ない基底で考えることができるという利点を待っている。しかしながら、この模型は、基底状態に対して計算されたペアリング・ギャップをそのまま励起状態に用いると言う近似を必要とする。高スピン状態の記述には、多準粒子励起を考慮する必要があるが、Akkermansの計算によると、多準粒子状態のペアリング・ギャップΔは、基底状態のΔに比べ、かなり減衰することが指摘されている。また、準粒子間の残留相互作用が強く、多準粒子配位の混合が大きいならば、励起準位を準粒子の数により分類することが無意味となる。よって、Ｓｎの励起状態に於けるペアリング・ギャップと多準粒子混合の効果を調べることは、準粒子模型の有効性を直接的に吟味することになる。多準粒子混合の問題に対しては、高スピン準位間のＢ（Ｅ２）値測定の重要性が指摘されている[Bon85]。ペアリング・ギャップの問題に対しては、多準粒子励起準位を実際に同定し、その具体的な励起エネルギーを知ることが必要である[Akk77]。

Ｓｎ同位体の回転バンドに関しては、これまで、いくつかの説明が試みられている[Wen81,Yan86,Pom78,Pom77,Sug86]。

代表的な説に、Ｈｅｙｄｅ等による殻模型に基づく計算がある[Hey87]。図４に彼らの描像を示す。Ｚ＝５０以下の軌道にある陽子の0^+対が上の殻中の軌道に移り、活性陽子が４ケ生じる。この活性陽子と活性中性子の相互作用により、変形が生じるという考え方である[Fed79]。そこで以下の議論において、この回転バンドを侵入バンドと呼ぶことにする。この模型は、回転バンドのバンドヘッドの励起エネルギーを定量的に予想するが、回転バンドの慣性能率に対しては、具体的な計算が成されていない。

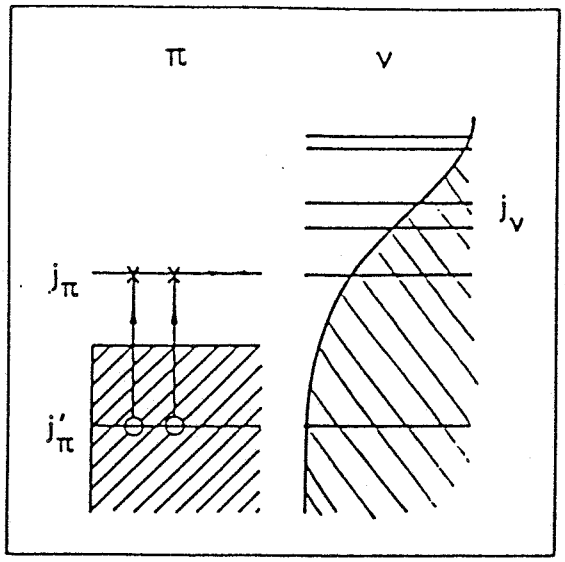


図４　陽子（π）の２ｐ－２ｈ侵入配位により活性陽子が４個作られる様子を示したもの。

最近、杉田氏によりペアリング＋Ｑ・Ｑ力を用いたハートリー・ボゴリュボフ計算が行われ、Ｓｎ同位体における球形・変形共存が再現されたが、この模型の予想する回転バンドの変形度は、$\varepsilon_2 \sim 0.3$ であり、Heyde等の予想、$\varepsilon_2 \sim 0.12$ と一致していない。　このように、励起状態の回転バンド自体の性質も理論的に解明されているとは言いがたく、この回転バンドに関する新たな実験情報が望まれる処である。

回転バンドの高スピン準位を同定することにより、侵入バンドにおける準粒子励起の効果を調べることができ、さらに、２準粒子と変形コアの結合形態を吟味することができる。また、これまで奇質量数Ｓｎ同位体は、（α，ｘｎ）反応を用いて調べられてきたにも関わらず、回転バンドは１つも発見されていない。これが見つかると、１準粒子と侵入バンド（変形コア）の結合形態も吟味することができる。これら球形および変形高スピン準位の問題は、高スピン領域における原子核の形状と深く関係があり、高スピン領域における形状共存の問題と結び付いている。

第二章　　実験

2．1　はじめに

原子核の高スピン状態を調べるためには、まず、目的とする原子核の高スピン状態を励起することが必要である。それには、重イオンを入射粒子とした融合反応（重イオン融合反応）が最も適している。本研究では、^{16}O あるいは、^{18}O イオンを入射粒子として用い、Ｍｏターゲットとの反応、すなわち、

$$_{42}Mo + {}_{8}O \rightarrow {}_{50}Sn^{*}$$

なる反応によって、Ｓｎの高スピン・高励起状態を励起した。

高励起状態にあるＳｎは、数個の軽粒子（ｎ，ｐ，α，等）を放出した後、γ線（連続的γ線および離散的γ線）崩壊を繰り返し、基底状態へ到達する。この過程で放出される離散的γ線を測定することにより、Ｓｎの高スピン状態を調べることができる。この反応および崩壊過程については、§２．２で説明する。

上述した実験法は、インビームγ線分光法と呼ばれ、原子核の励起準位を調べる手段として、最も重要なものの一つである。本研究で行ったインビームγ線分光法の実験は、大きく４つに分類され、それぞれ、ａ）γγ同時計測，ｂ）γγ角相関，ｃ）ｎγ角相関　および　ｄ）反跳核飛行距離測定法による寿命測定である。

γγ同時計測により励起準位が同定され、その励起エネルギーが決まる。γγ角相関およびｎγ角相関は、励起準位のスピンに関する情報を与える。寿命測定は、励起準位間の遷移確率（B(E2)値、等）を与えると共に、励起準位のパリティに関する情報を与える。各実験の実験条件（実験配置、測定回路、ターゲット、等）については、§２．４～２．６において、それぞれ説明する。

本研究の実験に関する特色は、新型の検出器をこれまでのインビームγ線分光法に適用し、データ（γ線スペクトル）の質を大きく向上した点にある。その検出器とは、中性子多重度フィルター（ＮＭＦ）とＢＧＯアンチ・コンプトン・スペクトロメーター（BGOACS）である。これらの検出器によりγ線スペクトルの質が向上する原理と実際に実験的に得られた効果は、§２．３において述べる。

表２に、本研究で行った、実験条件のまとめを示す。

表２　　実験条件のまとめ

核種	反応および入射エネルギー*	測定	検出器
^{110}Sn	^{98}Mo (^{16}O, 4n) 76	γγ	5×BGOACS
	〃 〃	nγ	2×BGOACS+NMF
	〃 〃	寿命	Ge+NMF
^{111}Sn	^{98}Mo (^{16}O, 3n) 76	γγ	5×BGOACS
^{112}Sn	^{100}Mo (^{16}O, 4n) 72	γγ	5×BGOACS
	〃 76	〃	〃
	〃 72	nγ	2×BGOACS+NMF
	〃 72	寿命	Ge+NMF
	〃 76	〃	2×BGOACS+NMF
^{114}Sn	^{100}Mo (^{18}O, 4n) 65	γγ	6×BGOACS

＊　；　入射エネルギーの単位は、MeV

γγ　；　γγ同時計測（ただし、γγ角相関を含む）

nγ　；　nγ角相関

寿命　；　反跳核飛行距離測定法による寿命測定

２．２　反応およびγ線崩壊過程

本研究では、重イオン融合反応、$_{42}$Ｍｏ＋$_{8}$Ｏ，を用いて$_{50}$Ｓｎの高スピン状態を励起した。入射粒子であるＯイオンは、Ｍｏターゲットと融合し、入射エネルギーと衝突パラメーターで決まる角運動量を複合核Ｓｎに与える。また、このときの複合核Ｓｎの励起エネルギーはエネルギーの保存則から一義的に決まり、それは、重心系での運動エネルギーとＱ値の和に等しい。

図５ａは、この状況を、^{100}Ｍｏ＋^{16}Ｏ反応を例にとって示したものである。ただし、^{16}Ｏの入射エネルギーが、実験室系で 72 MeV の場合である。図５ａの実線は、統計モデルに基づく計算コード ”CASCADE” [Phe77]の計算結果である。横軸は、複合核^{116}Ｓｎに持ち込まれたスピン（角運動量）であり、縦軸は、単位角運動量当りの断面積である。これは、^{116}Ｓｎにおける”励起された準位の数（ポピュレーション）”のスピン依存性を示す。ただし、励起エネルギーは、一義的に 62.7 MeV である。ポピュレーションは、～ 26 ħ にピークを持つ。

この励起状態にある複合核は、軽粒子（ｎ，ｐ，α，等）を放出して冷えて行く。この過程が図５ｂに示されている（ｐ放出チャンネル等も開いているが、ここでは、主チャンネルであるｎ放出チャンネルだけを示す）。これは、単位エネルギー・単位スピン当りのポピュレーション断面積（準位が生成される確率）を崩壊段階（ｎ、２ｎ、３ｎ、４ｎ放出後）毎に示したものである。一番外側の線内が 0.5 mb/MeV・ħ 以上を示し、２番目の太い線は、1 mb/MeV・ħ を、その内側の線内が 2 mb/MeV・ħ 以上であることを示す。

^{115}Ｓｎ，^{114}Ｓｎ，^{113}Ｓｎ，^{112}Ｓｎのポピュレーションは、それぞれ、２５，２４，２３，２２ ħ にピークをもつ。中性子を４個放出した後の^{112}Ｓｎも高スピン状態が保たれている。

各スピンに対して最も励起エネルギーの低い準位をイラスト準位と呼び、それらの準位群からなる線をイラスト線と呼ぶ。イラスト線から測った励起エネルギーが８～９ＭｅＶより低くなると、Ｑ値の制限から軽粒子放出が禁止され、その結果、電磁相互作用によるγ線崩壊が主崩壊チャンネルになる。よって、４ｎ放出後の^{112}Ｓｎは主にγ線崩壊を始める（図５ｂ）。

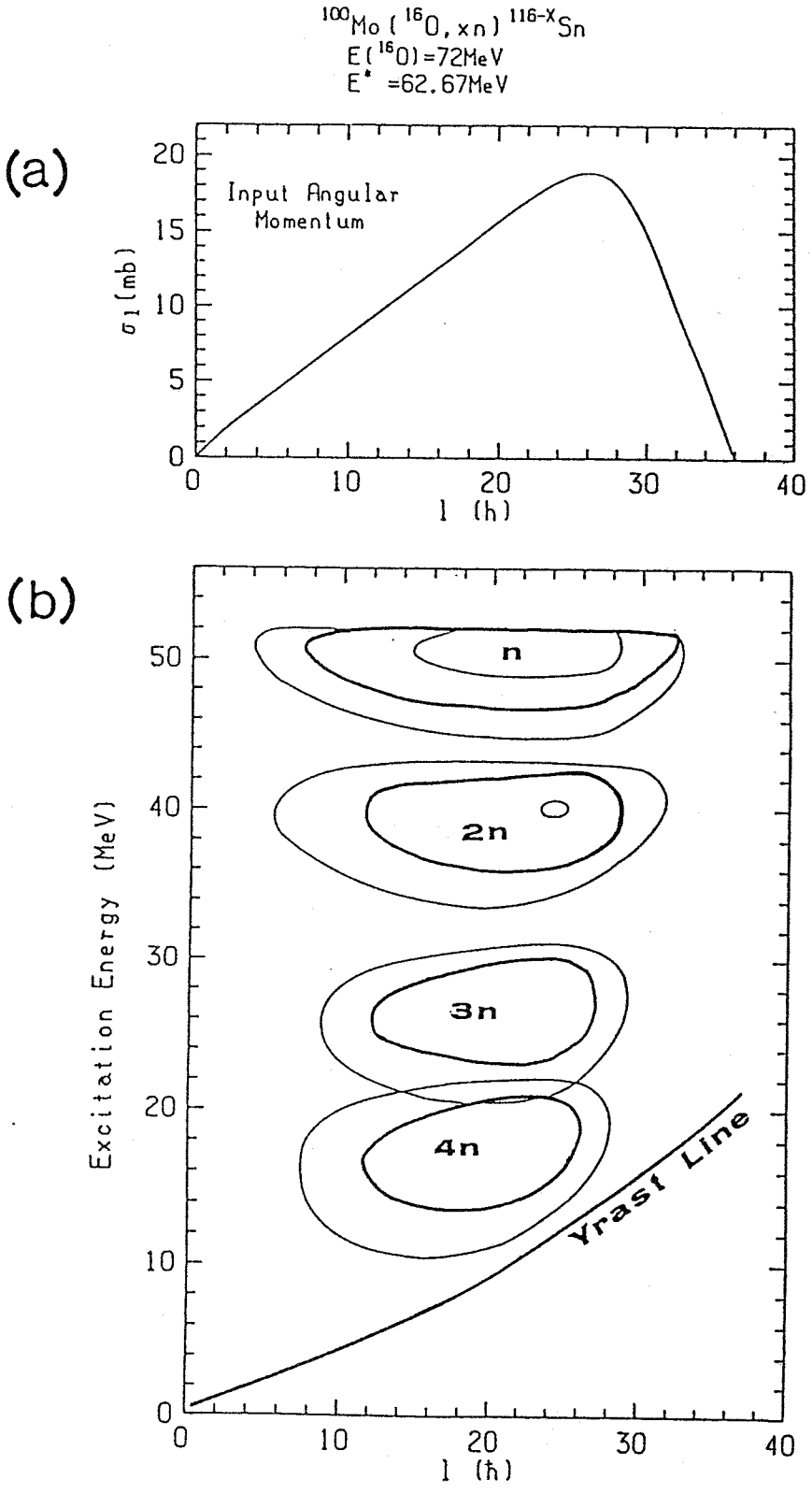


図５　"CASCADE" 計算による、$^{100}Mo+^{16}O$反応で生じた、複合核^{116}Snの崩壊。(a)は、複合核に持ち込まれた、角運動量分布を示す。(b)は、1～4 個の中性子を放出した後の$^{116-x}Sn$のスピンおよび励起エネルギー分布を示す。

γ線崩壊過程は、統計的遷移、中間段階、および、イラスト準位間の遷移と大きく３つに分類される。統計的遷移とは、準位密度の大きな高励起エネルギー領域からの遷移のことで、その大きな準位密度のために、γ線のエネルギー分布は連続的なものになる。これとは対照的に、イラスト準位あるいはその近傍では、準位密度が非常に小さい領域に位置しているため、これらの準位間のγ線遷移は、離散的なエネルギー分布を持つ。イラスト線よりも励起エネルギーの高い準位から、段々と遷移が起こり、それは、イラスト線あるいはその近傍に到達するので、イラスト準位およびその近傍準位間のγ線強度は大きくなる。そして、イラスト準位は、イラスト線に沿ってγ線遷移を繰り返し、基底状態へ到達する。よって、イラスト準位あるいはその近傍準位間の離散的γ線を調べることにより、これらの準位を同定することができる。

統計的遷移とイラスト準位間遷移の橋渡しをする中間段階の遷移に関する研究は、[Rad85]に報告されているが、まだ未知の部分が多い。核構造の情報を低励起・低スピン領域から高励起・高スピン領域に拡張することは興味ある問題である。その一つの方法として、本研究のように、低励起準位から解析接続的に励起準位を組み上げていく方法が考えられる。そのためには、検出器の性能を高めγ線スペクトルの質を向上させることが必要である。

２．３　　検出器

２．３．１　　ＢＧＯアンチ・コンプトン・スペクトロメーター

ＢＧＯアンチ・コンプトン・スペクトロメーター（ BGOACS ）は、Ge 半導体検出器とそれを囲む BGO 検出器よりなる。Ge 検出器は、優れたエネルギー分解能を持ち、γ線検出器として広く用いられる。しかしながら、0.5～1.0 MeV のエネルギー領域で、γ線は、Ge と主にコンプトン散乱を起こす。コンプトン散乱されたγ線がGe検出器の外に出ると、その事象は、全エネルギーピーク(full energy peak)をつくらず、低エネルギー部分のバックグラウンド（コンプトン・バックグラウンド）となる。

このコンプトン・バックグラウンドを除去し、ＳＮ比のよいγ線スペクトルを得るために用いられるのが、BGO 検出器である。BGO とは、Bismuth germanate ($Bi_4Ge_3O_{12}$)の略であり、大きな原子番号（Z=83）を持つ Bi を成分として持つために、小さな形状のものでも、γ線に対する反応断面積は大きい。この性質を利用して、Ge 検出器を囲むコンパクトなアンチコンプトン検出器をつくることができる。

本実験で使用した BGO 検出器の形状を図６に示す[Fuk83]。１台の BGO検出器は、７つの BGO 結晶に分割されており、個々に光の遮閉が施され、光電子増幅管が装着されている。これは、横から、市販の Ge 検出器を挿入できる構造になっている。γ線を覗く窓は、一辺 1.73 cm の６角形である。

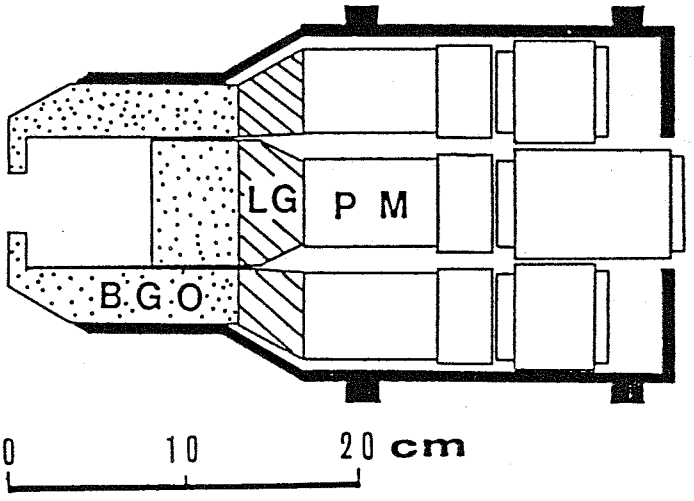


図６

BGO 検出器の断面図
LG と示されたものは、
光ガイドである。

コンプトン・バックグラウンドを除去するために用いられた回路系を図７に示す。図は、Ge検出器でコンプトン散乱されたγ線が BGO検出器に入射した場合を示している。BGOに入射したγ線による光電子増幅管からのシグナルは、前置増幅器（pre amp.）およびファースト増幅器（Fast amp.）を通した後、ノイズを落とすために、ディスクリミネーターを通す。７分割されていた BGOシグナルに対し、この後、タイミングを合わせて OR回路をとおす。次に、この出力信号と Ge検出器の時間信号(timing signal)との同時計測(coincidence)を行う。Ge 検出器の時間信号と BGO のシグナルの時間差は、有限な幅を持った分布になるが、OR回路の出力信号の幅を 150 nsec にとると、この分布幅をカバーでき、同時計測が可能となる。こうして得られる同時計測信号を、VETO として用いる（anti-coincidence）ことにより、Ge と BGO が同時にγ線を検出した事象は、除去される。

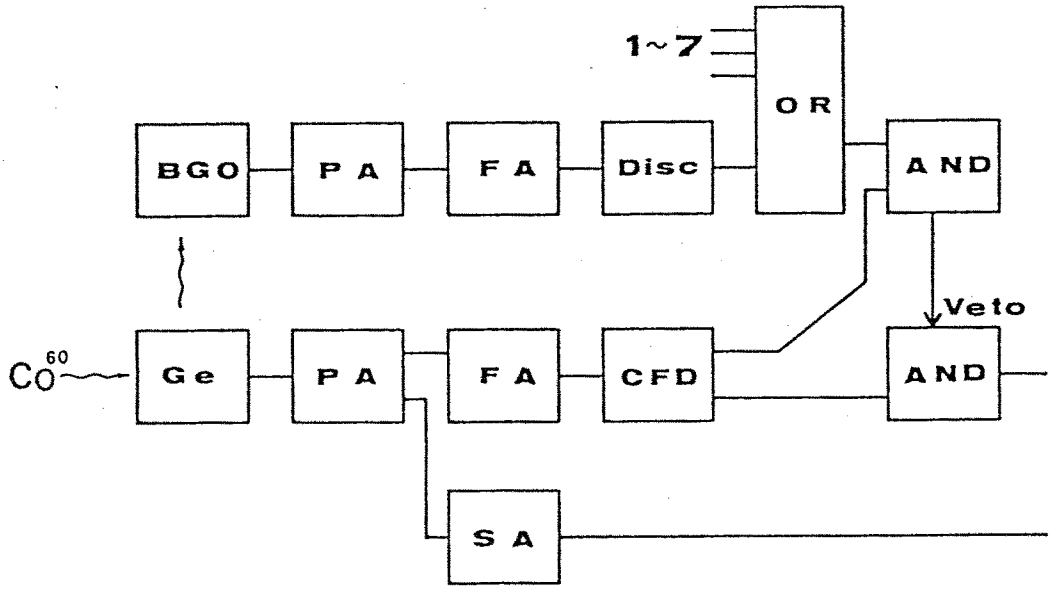


図７　BGO による anti-coincidence 回路系

PA　;　Pre Amplifier

FA　;　Fast Amplifier

Disc;　Discriminator

CFD ;　Constant Fraction Discriminator

SA　;　Spectroscopy Amplifier

OR　;　Logic Fanin/Fanout

AND ;　Logic Gate

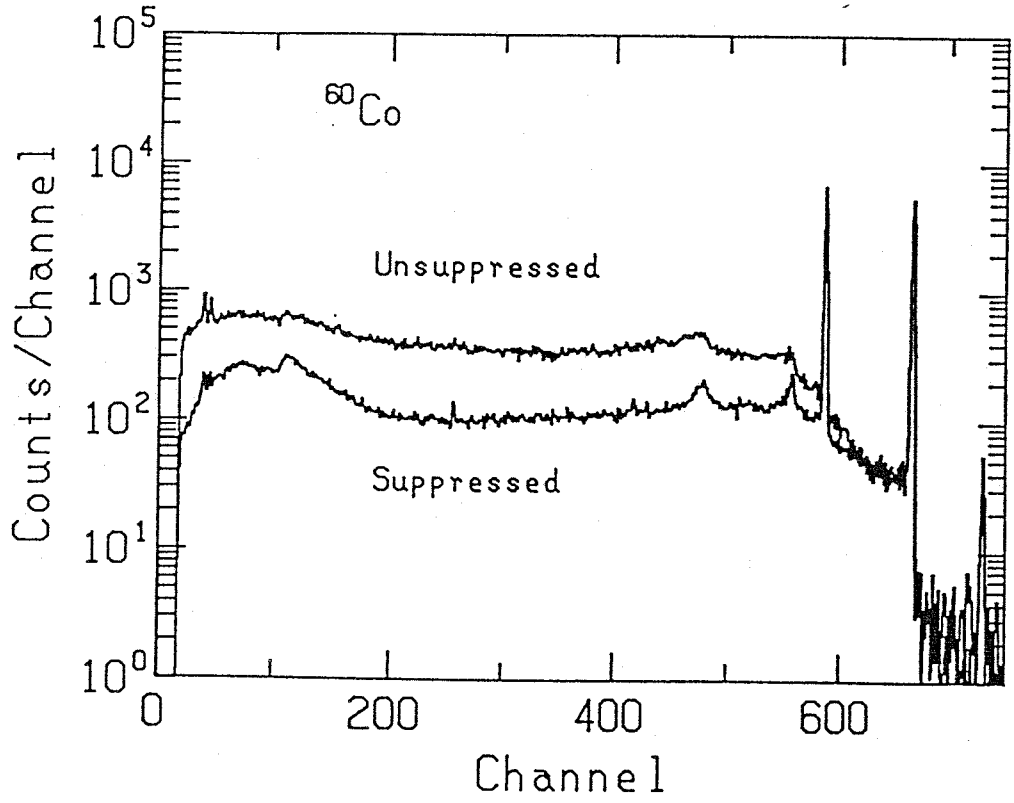


図８　^{60}Ｃｏに対して VETO をかけた場合と、
かけない場合のスペクトル。

図８には、^{60}Ｃｏに対して VETO をかけた場合と、かけない場合のスペクトルを示す。100～1000 keV におけるバックグラウンドは、約 30 % に減少している。

次に、この検出器を、シングル（single ）の測定に用いた場合に、ピークのカウント数 Y とその誤差 δY の比 $\delta Y/Y$ がどれだけ改善されるかを示す。

図９-(1) は、BGOACS を用いない場合のスペクトルを表現するものとする。図９-(2)は、BGOACS を用いた場合のスペクトルを表現するものとする。Y_B は、バックグラウンドのカウント数であり、Y_T は、ピーク位置でのカウント数とする。ピークのカウント数は、

$$Y_1 = Y_T - Y_B \quad (\equiv Y_A)$$

となり、その誤差は、

$$\delta Y_1 = \sqrt{(Y_T + Y_B)} = \sqrt{(Y_A + 2 \cdot Y_B)}$$

となる。(1) と (2) で、放射線源を望む検出器の立体角が等しいとし、かつ、測定時間も等しい場合を考える。BGOACS による、バックグラウンドの減衰率を、f とする。例えば、バックグラウンドが、30 % になるのであれば、f = 0.3 である。このとき、(2) における、ピークのカウント数およびその誤差は、

$$Y_2 = Y_T' - f \cdot Y_B = Y_A$$

$$\delta Y_2 = \sqrt{(Y_T' + f \cdot Y_B)} = \sqrt{(Y_A + 2 \cdot f \cdot Y_B)}$$

となる。例えば、$Y_T = 11000$, $Y_B = 10000$, ($\therefore Y_A = 1000$), $f = 0.3$ の場合であれば、$\delta Y_1/Y_1 = 0.145$ および $\delta Y_2/Y_2 = 0.084$ となる。

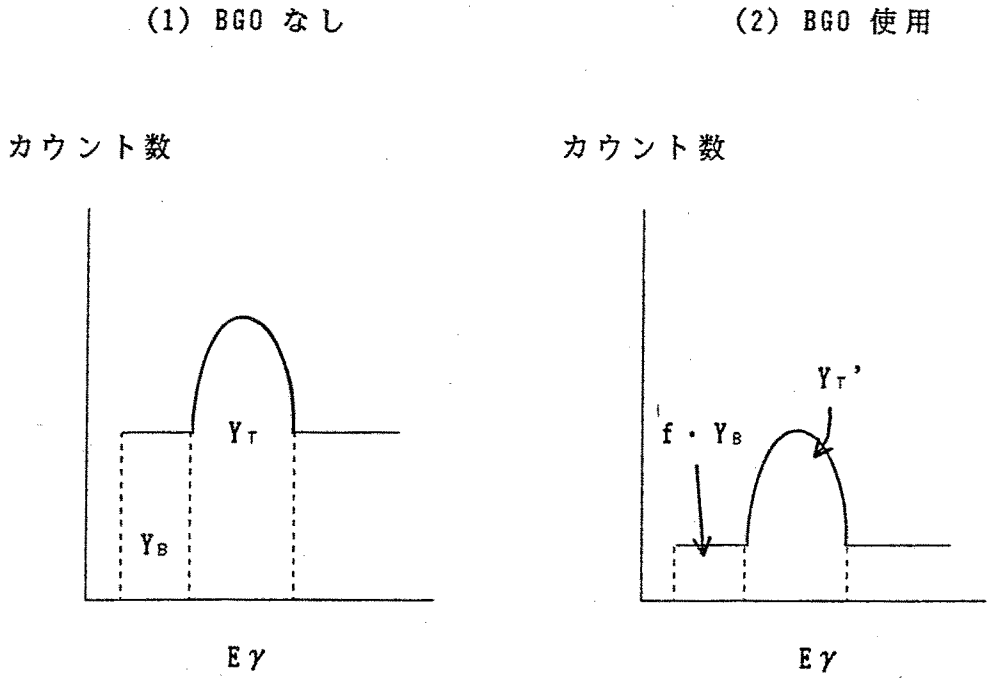


図９　BGOACS を使用する場合 (2) と、使用しない場合 (1) のγ線スペクトルの変化。

(1) と (2) の測定で、$\delta Y/Y$ を等しくするために、(1) の場合のカウント数（統計）を x 倍にしなくてはならないとする。この x は、

$$\frac{\sqrt{(x \cdot Y_A + 2 \cdot x \cdot Y_B)}}{x \cdot Y_A} = \frac{\sqrt{(Y_A + 2 \cdot f \cdot Y_B)}}{Y_A}$$

を満たすので、

$$x = \frac{1 + (2 \cdot Y_B/Y_A)}{1 + f \cdot (2 \cdot Y_B/Y_A)} \quad --- \quad ①$$

で与えられる。f = 0.09, 0.3, 0.5 の場合について、x の値を、$2 \cdot Y_B/Y_A$ の関数として、図１０に示す。$2 \cdot Y_B/Y_A$ が大きくなるに連れて、x の値も大きくなっている。①式より、$2 \cdot Y_B/Y_A \rightarrow \infty$ では、$x \rightarrow 1/f$ ととなることがわかる。

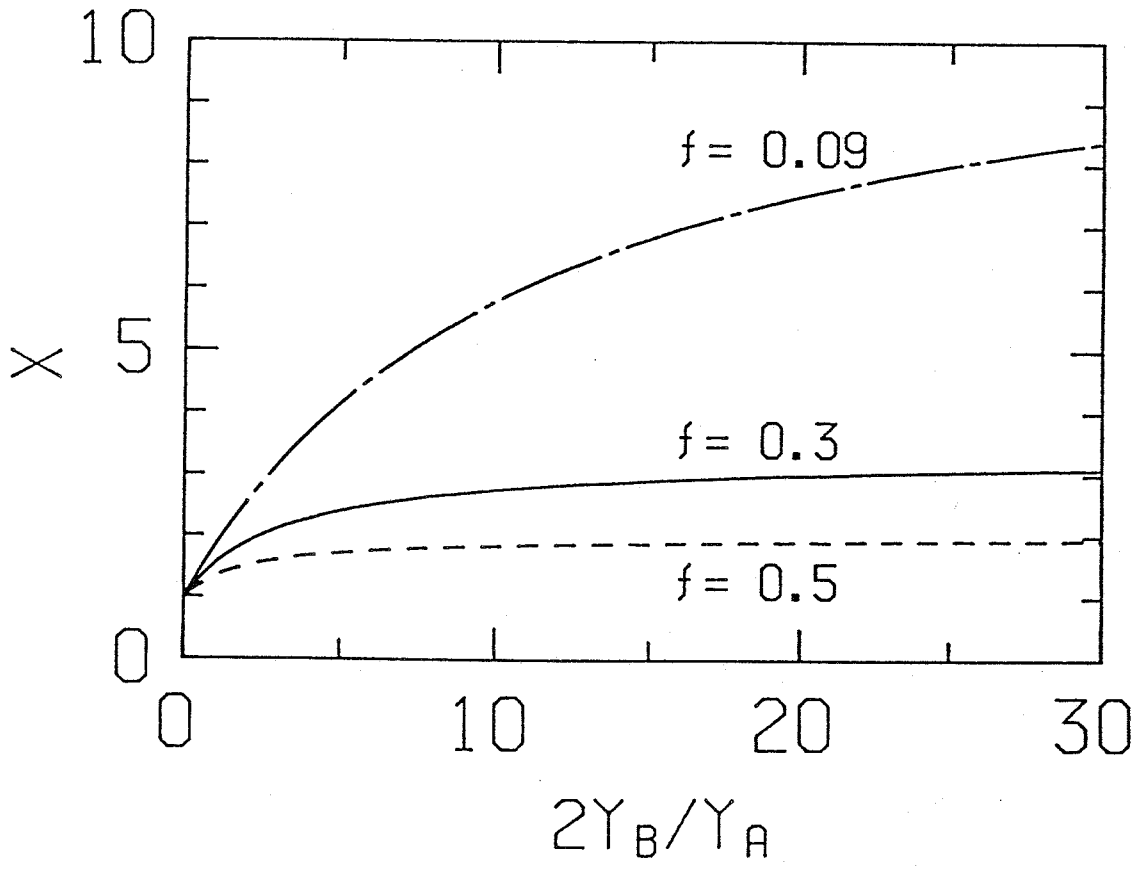


図１０　$2 \cdot Y_B/Y_A$ の変化に対する BGOACS の利得率 x の変化。
f は、バックグラウンドの減衰率、Y_B は、バックグラウンドのカウント数、Y_A は、ピークのカウント数である。

(1) の場合のカウント数と (2) の場合のカウント数の比は、

$$\frac{Y_A + 2 \cdot Y_B}{Y_A + 2 \cdot f \cdot Y_B}$$

であるが、これは、x に等しい。

以上まとめると、BGOACS を使用した測定 (2) は、使用しない測定 (1) に比べて、検出器の立体角および測定時間が等しい場合、データ総量は、1/x に減るが、それは、統計的には、x 倍の価値を持つ。そこで、x のことを、BGOACS の利得率と呼ぶことにする。データ総量を等しくするならば、 BGOACS を使用したデータは、統計的に x^2 倍の価値を持つことになる。

BGOACS を２台以上用いて、同時計測の実験に使用するならば、有効度は、より顕著になる。BGOACS によるバックグラウンドの減衰率を、２台とも等しい場合を考え、それを f とする。真のピークのカウント数は、シングルの測定と同じく変化しないが、バックグラウンドは、f^2 倍に減衰される。シングルの場合に導入した利得率 x に対応して、BGOACS を同時計測の実験に使用した場合と、使用しない場合の比較から定義される量、利得率 y を導入する。これは、

$$y = \frac{1 + (2 \cdot Y_B/Y_A)}{1 + f^2 \cdot (2 \cdot Y_B/Y_A)} \quad --- \quad ②$$

で与えられる。②式は、①式と同型である。図１０の f に f^2 を代入して考えれば、y の値がわかる。例えば、f = 0.3 であれば、y の値は、$f = (0.3)^2 = 0.09$ の線で与えられる。

以上まとめると、BGOACS を同時計測の実験に使用した場合、データ総量は、1/y に減るが、それは、統計的には、y 倍の価値を持つ。$2 \cdot Y_B/Y_A$ が十分大きい場合には、$y \sim 1/f^2$ であるから、減衰率 f の逆自乗倍の統計的価値を持つことになる。データ総量を等しくするならば、 BGOACS を使用したデータは、統計的に y^2 倍の価値を持つことになる。

２．３．２　中性子多重度フィルター

ｎγ角相関および寿命測定の実験では、中性子多重度フィルター（ Neutron multiplicity filter ; NMF ）を１台から２台の BGOACS と組み合わせて使用した。NMF は、６台の NE213 液体シンチレーターよりなる大立体角の中性子検出器である[Mur85]。図１１は、 NMFを、斜め前方から写した写真である。中央の検出器は、一辺 78 mm の正五角形（面積は、105 cm^2 ）で、深さは、 75 mm である。これを取り囲む五つの検出器は、何れも、一辺が 78 mm 、他の四辺が 98 mm の変形五角形（面積は、151 cm^2 ）で、深さは、 75 mm である。中央の検出器が、回りの検出器よりも小さいのは、重心系で見た各検出器の立体角を、均等に近づけるためである。光電子倍増管は、浜松テレビ社製で、直径 125 mm の R1250 を用いた。

実験では、複合核から放出される中性子を NMF が検出したときだけ、BGOACS の信号を取り込む。こうすることにより、BGOACS により得られるγ線スペクトルの中で、アクティビィティ（ Activity ）からのγ線を除去することができる。反応で M 個の中性子が放出される場合に、１台以上の検出器が、１個以上の中性子を検出する確率 $F(n \geqq 1)$ は、

$$F(n \geqq 1) = 1 - (1-N \cdot \varepsilon \cdot \Omega)^n \quad --- \quad ①$$

で与えられる。N は、中性子検出器の数であり、本装置の場合、 N=6 である。εは、検出器の検出効率、Ωは、重心系で、１台の検出器が、ターゲットを望む立体角である。本研究の、Mo + ^{16}O 反応を用いた実験では、$\varepsilon \cdot \Omega \sim 0.015$ であった。この値を１式に代入し、Mn放出チャンネルでの $F(n \geqq 1)$ を計算すると、M = 1で $F(n \geqq 1) = 0.09$、M = 2 で $F(n \geqq 1) = 0.17$、M = 3 で $F(n \geqq 1) = 0.25$、M = 4 で $F(n \geqq 1) = 0.31$ となる。よって、中性子を多く放出する核からのγ線ほど、１回の反応当りに検出される確率が高くなるので、γ線スペクトルの中でより強調される。

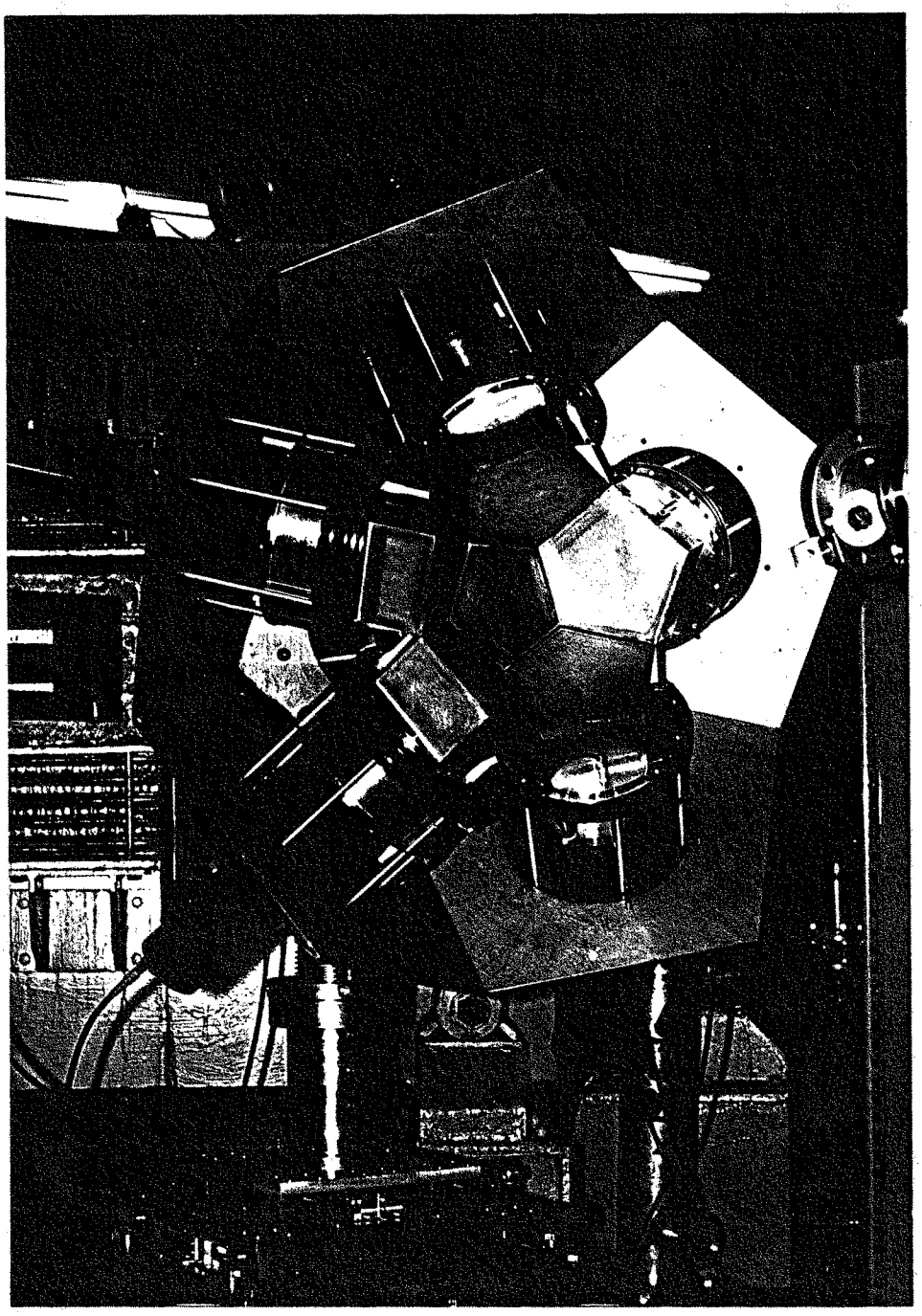


図１１　　中性子多重度フィルター　（ NMF ）

NMF は、中性子およびγ線に対して反応し、信号を出力する。中性子とγ線の識別は、CANBERRA 社の 2160 パルス波形分析器（Pulse shape discriminator; PSD ）を用いて行われた[Kas85]。これは、シンチレーターからの光出力の波形が入射粒子の電流密度によって異なることを利用したものである。シンチレーターからの光出力は、速い減衰常数を持つものと遅い減衰常数を持つものの２成分からなる。そして、中性子による反跳陽子は、γ線で誘起される電子に比べて遅い減衰常数を持つ成分の割合が多い[Tuk69]。　この差をＲＣ積分回路により、図１２の中のＡ$_2$のように整形する。それを反転したものが、Inverted Ａ$_2$である。CFD でつくられる Strobe 中での Inverted Ａ$_2$ のゼロクロス点は、PSD のモードをｎ＋γモードまたはｎモードとすることにより、図１２中で示したように、それぞれ、PSD 出力の leading edge または tailing edge となる。このパルス幅は、粒子識別の情報を含んでいる。このパルスを、QDC(CAMAC module :charge integrated ADC ）で積分することにより、粒子の識別が行われる。Strobe パルスを作る CFD と PSD を用いた粒子識別の回路図を、図１３に示す。

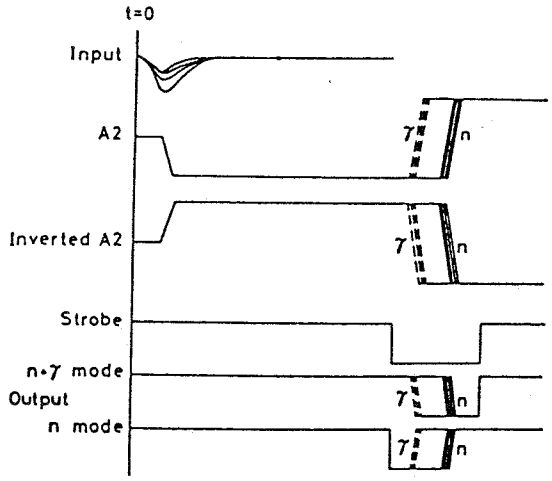


図１２　　PSD 中の各段階におけるパルス波形と、
CFD による Strobe パルスとの時間関係。

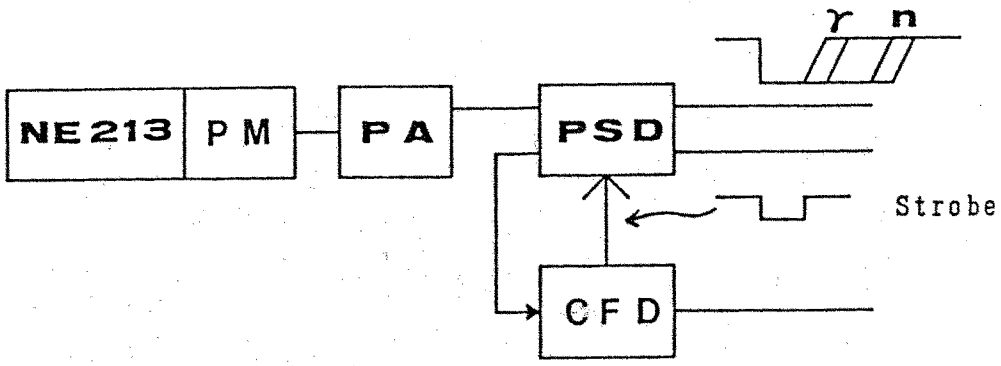


図１３　ｎγ識別回路

PSD　; Pulse shape discriminator

２．４　　γγ同時計測

γγ同時計測の実験は、理化学研究所１６０ｃｍサイクロトロンおよび原子核研究所サイクロトロンで行われた。以下、別々に実験方法を述べる。また、γγ角相関の解析は、ここで述べるγγ同時計測の実験で得られたデータを基に行われる。

－　γγ同時計測　於　理化学研究所サイクロトロン　－

理化学研究所サイクロトロンで行われたγγ同時計測の概要を下表に示す。

表３　γγ同時計測実験のまとめ

核種	反応および入射エネルギー		検出器
^{110}Ｓｎ	^{98}Ｍｏ（^{16}Ｏ，４ｎ）	７６	５台ＢＧＯＡＣＳ
^{111}Ｓｎ	^{98}Ｍｏ（^{16}Ｏ，３ｎ）	７６	５台ＢＧＯＡＣＳ
^{112}Ｓｎ	^{100}Ｍｏ（^{16}Ｏ，４ｎ）	７２	５台ＢＧＯＡＣＳ
〃	〃	７６	５台ＢＧＯＡＣＳ

^{98}Ｍｏ＋^{16}Ｏ反応では^{16}Ｏの入射エネルギーを 76 MeV とし、 4n 放出チャンネルおよび 3n 放出チャンネルである ^{110}Ｓｎ と ^{111}Ｓｎ を同時に調べた。^{100}Ｍｏ＋^{16}Ｏ反応では ^{16}Ｏ の入射エネルギーを 72 MeV と 76 MeV で行った。^{100}Ｍｏ＋^{16}Ｏ反応で、入射エネルギーを 76 MeV にすると、競争チャンネル（5n放出チャンネル）である ^{111}Ｓｎ の相対的生成断面積が増すけれども、一方、^{112}Ｓｎ の高スピン側準位が強調されると言う利点を持つ。これらの入射エネルギーで、反応の主チャンネルは、それぞれ 4n チャンネルの ^{110}Ｓｎ および ^{112}Ｓｎ であったが、より中性子欠乏核をつくる ^{98}Ｍｏ＋^{16}Ｏ 反応においては、（^{16}Ｏ,p3n）チャンネルである ^{110}Ｉｎ からのγ線も ^{110}Ｓｎ からのγ線に比べ

約 50 % 観測された。50 % という値は、^{110}Ｓｎの$2^{+} \rightarrow 0^{+}$遷移のγ線（ 1211 keV）と、^{110}Ｉｎ[Ber80] の $9^{-} \rightarrow 8^{-}$遷移のγ線(209 keV)の強度比から求めた値である。

^{100}Mo ターゲットは、厚さが 2.04 mg/cm^{2}で 96 % の同位体純度である。^{93}Mo ターゲットは、0.95 mg/cm^2 で 98 %の同位体純度である。^{98,100}Ｍｏターゲットのいずれにも、ビームの当たる裏面に鉛を蒸着し、残留核がターゲットから飛び出すのを防いだ。これは、ドップラーシフトによるγ線ピークの広がりを防ぐための措置である。ターゲットを突き抜けたビームとビームダクトとの反応を禁止するため、ターゲットの後ろに約 0.1 mm 厚（110 mg/cm^2）の鉛膜を置き、ビームをターゲット位置で止めた。これらのターゲットは、ビーム軸に対し 30° 傾けて使用された。

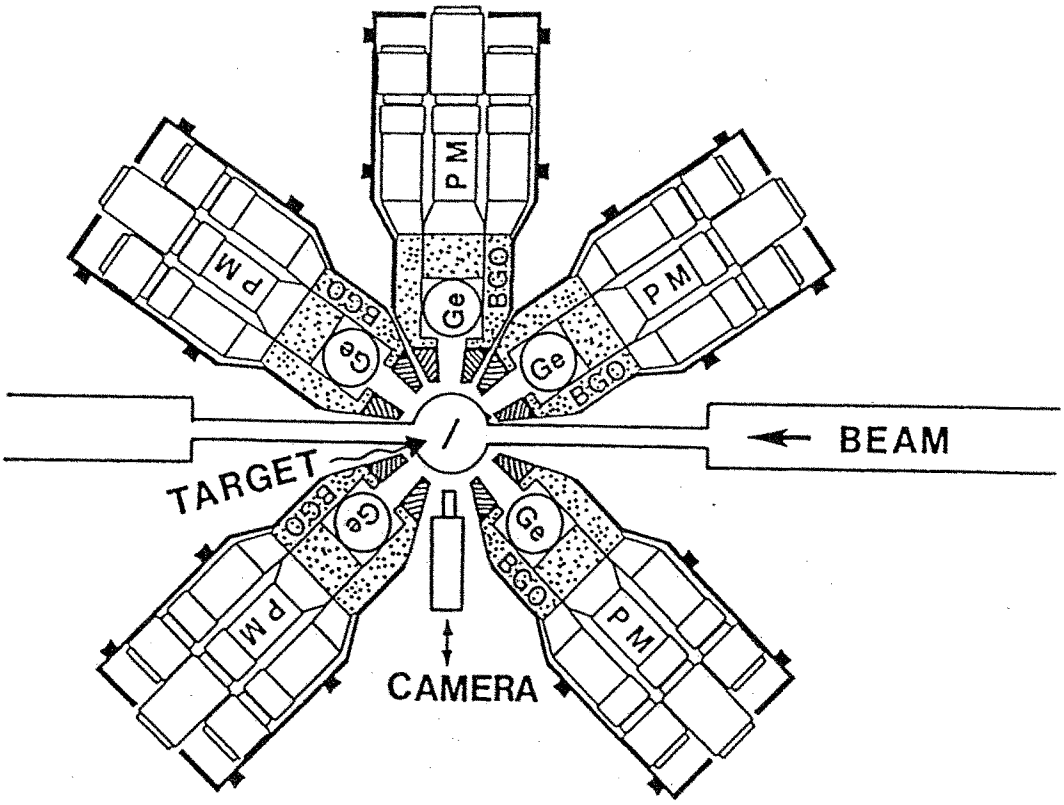


図１４　　γγ同時計測配置図　（　於　理化学研究所　）

γγ同時計測の実験では、5台の BGOACS を用いた。このときの配置を図１４に示す。５台の BGOACS は、ビーム軸を通り、かつ、床に垂直な面内に並べられた。これらは、ビーム軸に対して、35°，90°，145°，225° および 315° の方向に配置された。ターゲット中心から Ge 検出器の側面までの距離は、約 12 cm であり、その間には 4 cm の 鉛コリメーターが置かれている。このセットアップにおいて残留核からのγ線は、Ge 検出器の側面から入射する。Ge 検出器の大きさは、75 cc から 100 cc であり、エネルギー分解能(FWHM)は、^{60}Co の 1332 keV に対して、2.3 keV から 3.5 keV であった。BGOACS のバックグラウンド減衰比(supretion factor) は、約 2.9 倍であった。

γγ同時計測時の回路系を図１５に示す。 BGOACS からの時間信号は、Logic Fanin/Fanout (FIO) を通った後、Time to degital converter(TDC)のストップ、Coincidence Register(Coin. Reg.) および Multiplicity logic unit (MLU) に入力される。MLU に入力する５台の BGOACS からの時間信号は、パルス幅を 150 nsec とし、時間合わせをしたものである。MLU 出力パルス波高は、50 mV×（同時に入力されたパルスの数）となっており、後段の Discriminator (Disc) の敷居値(Threshold)を 70 mV に設定することにより、２個以上のパルスが同時計測（～300 nsec 以内）されたときに限り、後段の Disc からパルスが出力される。この同時計測シグナルは、後段の論理回路(A)を通った後、TDC のCommon start, Coin. Reg. のゲート、busy 信号、および BGOACS エネルギー信号のためのゲートとして使用される。

TDC のスタート時間は、同時計測されるパルスの内、最も速いもので与えられ、ストップ時間の情報は各パルスに対して与えられる。スタート時間と各ストップ時間の差をとることにより任意の時間信号の差を知ることができる。

Coin. Reg. には、そのゲートが開いている間に、各入力に、シグナルが来たか否かを知るために用いられる。この情報はオンライン・プログラムでデータを処理するときに使われる。

busy 信号は、計算機(Perkin ermer 3220) が busy 状態のとき、新しいデータの処理開始を止めるために用いられる。これは、論理回路 (A) の出力があった後から、計算機の処理終了時刻まで、論理回路 (A) に Veto をかけることにより行われる。計算機の処理終了時刻は、CAMAC モジュールのアウトプット・レジス

ター（OUT）を通じて与えられる（図１５中段）。計算機へのデータ読み込み開始命令である Look at me (LAM) は、TDC のスタートに信号入力があったとき発するように設定してあるので、この Veto の結果、次のデータ処理が中断される。

BGOACS のエネルギー信号は、論理回路（A）の出力パルス幅をGate and delay generator (GDG) で広くしたものによりゲートされ、ORTEC 社の ADC （ Model 800)に入力される。ここでデジタル化されたエネルギー信号は、CAMAC のインプット・レジスター（IN）に入力される。

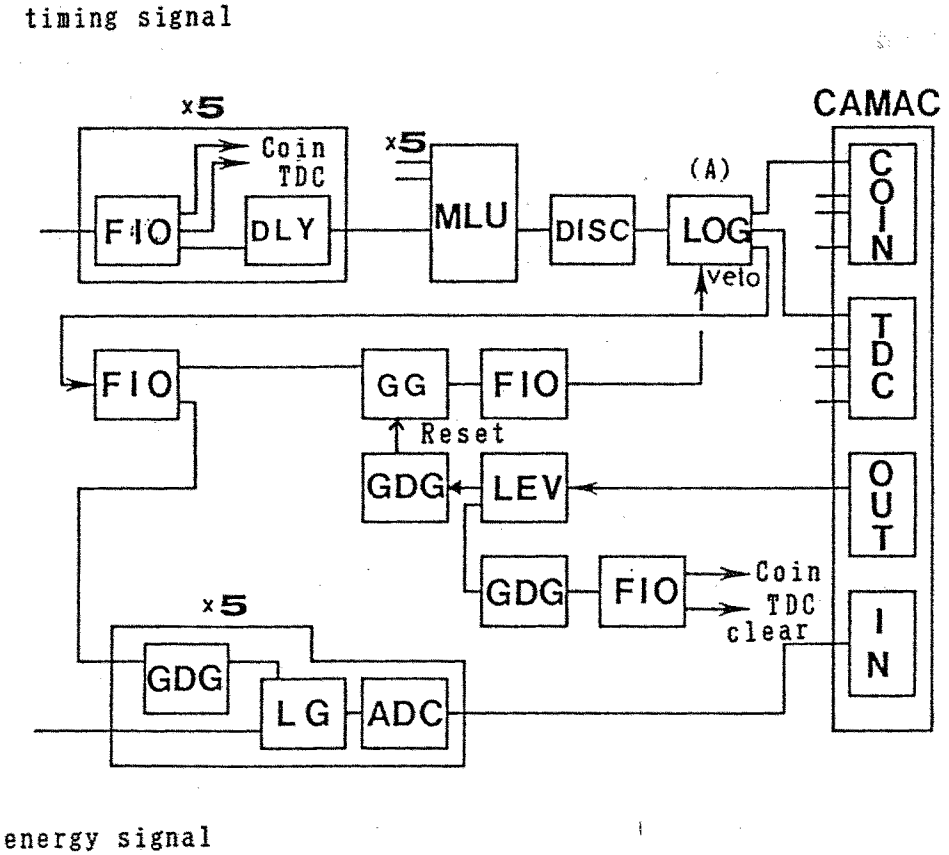


図１５　　γγ同時計測の回路図

COIN	; Coincidence Register	MLU	; Multiplicity Logic Unit
TDC	; Time to Degital Converter	LOG	; Logic Gate
OUT	; Output register	FIO	; Logic Fanin/Fanout
IN	; Input Register	LEV	; Level Adapter
GG	; Gate Generator	GDG	; Gate & Delay Generator
ADC	; Analog to Degital Converter	LG	; Linear Gate

CAMAC の Coin. Reg. 、TDC、Input Reg. に入力された情報は、 Creat controler の制御により、計算機に送られ、オンライン処理される。オンライン処理では、時間スペクトル、エネルギーシングルスペクトル、および、エネルギー同時計測スペクトルをつくるほか、MT(Magnetic tape)に書き込む情報を編集する。書き込まれる情報は、同時計測情報(Coin. Reg.)と同時計測された BGOACS のエネルギー(Input reg.) および時間(TDC stop)情報である。n重同時計測の場合には、1イベントに対し、1＋2×n words が MT に書き込まれる。このデータ収集システムの最高処理速度は、約 1 Kevents/sec である。

^{100}Mo+^{16}O反応においては、実験中の平均ビーム電流は、〈～15 nA〉であり、Ge 検出器1台当たりの平均的な計数率は 約 10 Kcps, 全体の同時計数率は、約 200 cps であった。全体で約 50×10^{6}イベントを得た。^{98}Mo+^{16}O反応においては、実験中の平均ビーム電流は、〈～11 nA〉であり、Ge検出器1台当たりの平均的な計数率は 約 6 Kcps, 全体の同時計数率は、約 100 cps であった。全体で約 30×10^{6}イベントを得た。

この回路系でシングルのスペクトルは、MLU 後段の Disc のしきい値を 50 mV 以下とすることにより、5台一度に得られる。実際、BGOACS の検出効率測定のために、ビーム・オフ後、ターゲット位置に標準線源 ^{152}Eu を置き、シングル・スペクトルを得た。

検出効率の補正法およびオフライン解析一般については、§3．1で説明する。

－ γγ同時計測 於 原子核研究所サイクロトロン －

核研（原子核研究所）ＡＶＦサイクロトロンから得られる 65 MeV の ^{18}O ビームにより、^{100}Mo(^{18}O,4n)^{114}Sn 反応を行い、^{114}Sn の高スピン準位を励起した。ここで放出されるγ線に対し、6台の BGOACS を用いてγγ同時計測の実験を行った。十分なビーム強度を得るために、同位体分離された ^{18}O ガスを用いた。65 MeV と言うビームエネルギーは、計算コード ” CASCADE ” により決定した。具体的には、”CASCADE” により全残留核に於ける ^{114}Sn の割合が最も大きくなるような入射エネルギーを求め、それから 4 MeV 差し引いた値を採用した。4 MeV 差し引くと言う手続きは、以前に行われた ^{100}Mo＋^{16}O および ^{98}Mo＋^{16}O 反応の

実験と ” CASCADE ” の計算結果を比較することにより得られた経験則である。図５３でこの反応のγ線スペクトルを示すが、65 MeV において ^{114}Sn が反応の主チャンネルになっていることがわかる。

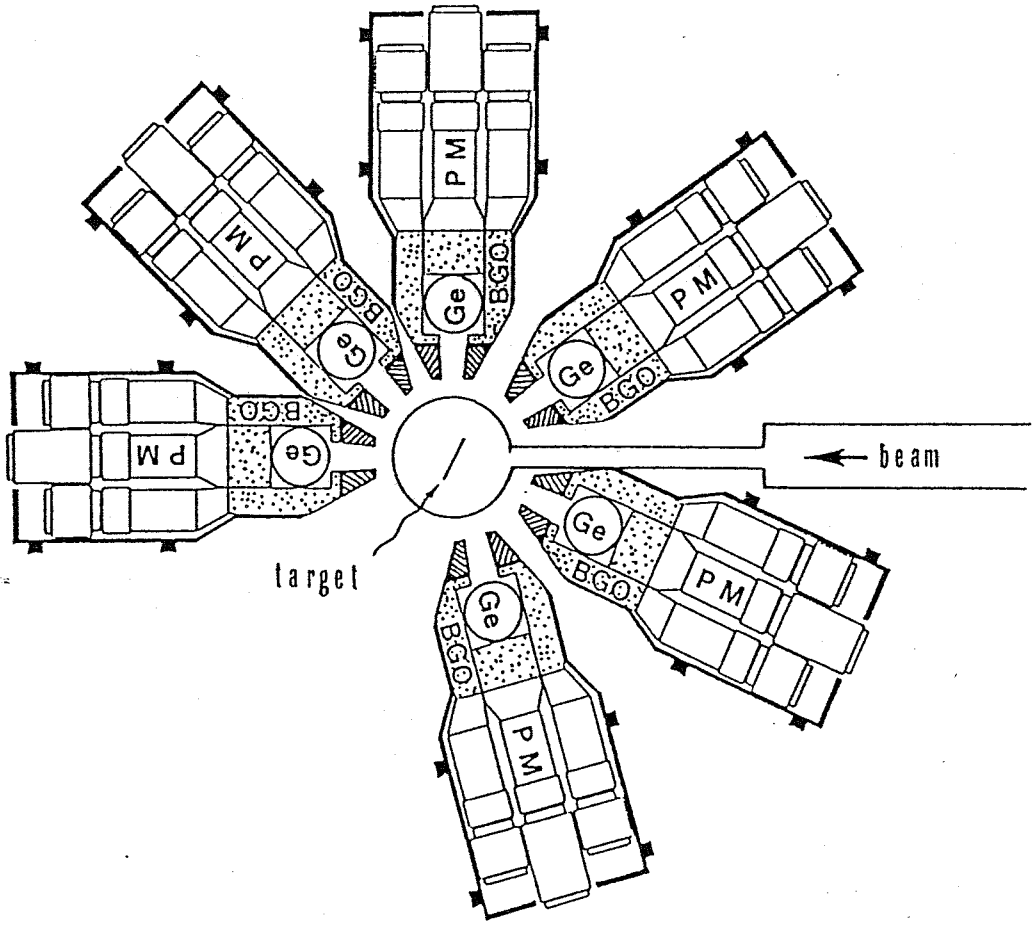


図１６　　γγ同時計測配置図　（　於　原子核研究所　）

本実験の配置を図１６に示す。６台の BGOACS は、ビーム軸の方向に対して、0°，45°，90°，145°，205°，および 255° の方向に置かれた。ターゲット中心から Ge 検出器側面までの距離は、約 20 cm であり、その間には、4 cm 厚の鉛コリメーターが置かれている。^{100}Mo ターゲットは、$^{100}Mo+^{16}O$反応で用いたのと同じ物である。これは、ビーム軸に対して 30° 傾けて使用された。

核研に於けるγγ同時計測の回路系を図１７に示す。BGOACS の時間信号は、FIO を通った後、MLU への入力、TAC への入力、およびエネルギー信号のゲートとして用いられる。本実験では、パルス２個以上の同時計測があったとき、MLU からパルスが出力されるよう設定されている。この同時計測パルスは、ADC のゲートとして用いられる。

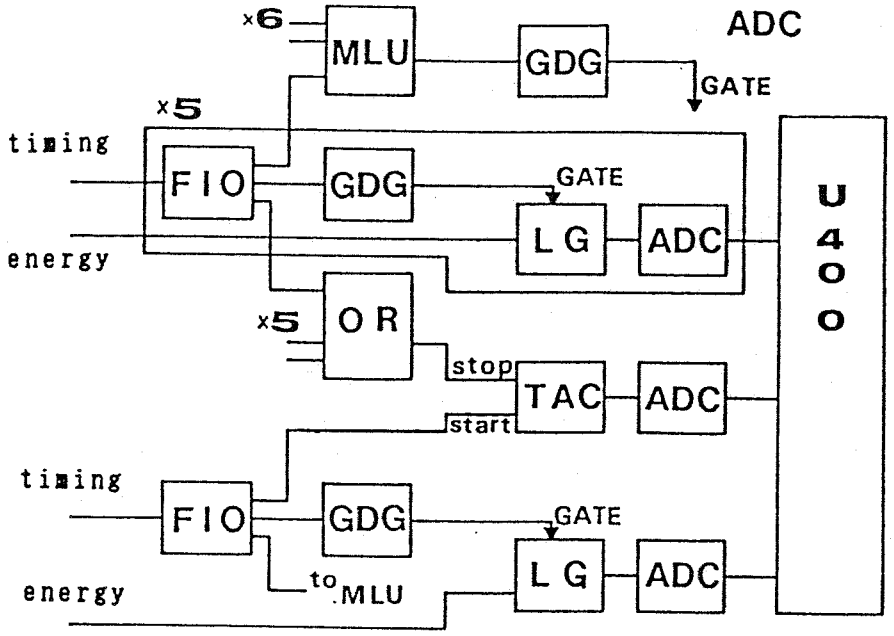


図１７　　γγ同時計測回路図

核研ＡＶＦサイクロトロンの計算機（U400）を用いたデータ収集システムでは、ADC の数に制限があるため、全ての BGOACS 間の時間差を測定することはできない。よって、６台の BGOACS の内１台（90° に設定したもの）を TAC のスタートとして用い、残り５台の OR を TAC のストップとした。この方法により５通りの時間差を測定した。

データは、MT にイベントモードで書き込まれた。書き込まれる情報は、同時計測情報、および入力のあった ADC 情報である。ここで言う同時計測情報とは、入力のあった ADC の ID 番号のことである。

実験中の平均的ビーム（^{18}O）電流は、<～15 nA> であり、全体で約 60×10^{6} を得た。

BGOACS の検出効率測定のために、ターゲット位置に標準線源 ^{152}Euを置き、シングルスペクトルを得た。シングルスペクトルは、この回路系で、MLU の出力条件を N≧１（パルス１個以上）に設定することにより行われた。

２．５　ｎγ角相関

ｎγ角相関の実験は、複合核から蒸発する中性子をビーム軸に対し 0° 方向で検出し、γ線との同時計測を行った。中性子を検出することにより、残留核の磁気量子数分布 $\rho(m)$ が変更を受けるが、それが、γ線の角分布に与える影響は、無視し得る。中性子との同時計測は、γ線スペクトルをきれいにすると言う点で、重要な働きをする。

ｎγ角相関の実験で用いた反応は、 ^{93}Ｍｏ（^{16}Ｏ，４ｎ）^{105}Ｓｎ および ^{100}Ｍｏ（^{16}Ｏ，４ｎ）^{112}Ｓｎであり、^{16}Ｏの入射エネルギーは、それぞれ 76 MeV および 72 MeV で行われた。ターゲットはγγ同時計測時と同じ物である。ターゲットはビーム軸に対し 30° 傾けて使用された。

図１８に本実験の配置図を示す。ｎγ角相関の実験においては、中性子検出器として NMF を用い、γ線検出器としては、２台の BGOACS を用いた。２台の BGOACS は、ビーム軸を通る水平面上にくるようにしてゴニオメーターの上に取り付けられた。ビーム軸に乗って右方向に置かれた BGOACS は、127° あるいは 144° に、左方向のものは、90° あるいは 112° に置かれ４点の角分布を得た。ビーム量の規格化のために、2 台の BGOACS の角度を

(Ge-1,Ge-2) = [(90° ,127°),
(90° ,144°),
(112° ,144°),
(112° ,127°)],
[(90° ,127°), ...

という順番で変化させ、測定を繰り返した。続く２つの測定で片方の BGOACS は同じ角度なので、２つの測定の相対的なビーム量がわかる。 ターゲット中心から Ge の側面までの距離は約 12 cm であり、γγ同時計測に用いたのと同じコリメーターを間に配置している。 ２台の BGOACS の抑制比率(suppression factor)は、約 3.8 倍であり、エネルギー分解能は、^{60}Co の 1.332 MeV で約2.3 keVであった。

NMF は、ビーム軸に対し、0° 方向に置かれ、軸対称な位置に６台が組み合わされている。 ターゲット中心と NMF 前面の距離は約 15 cm であり、NE213 は全立

体角の約 36 % を覆う。

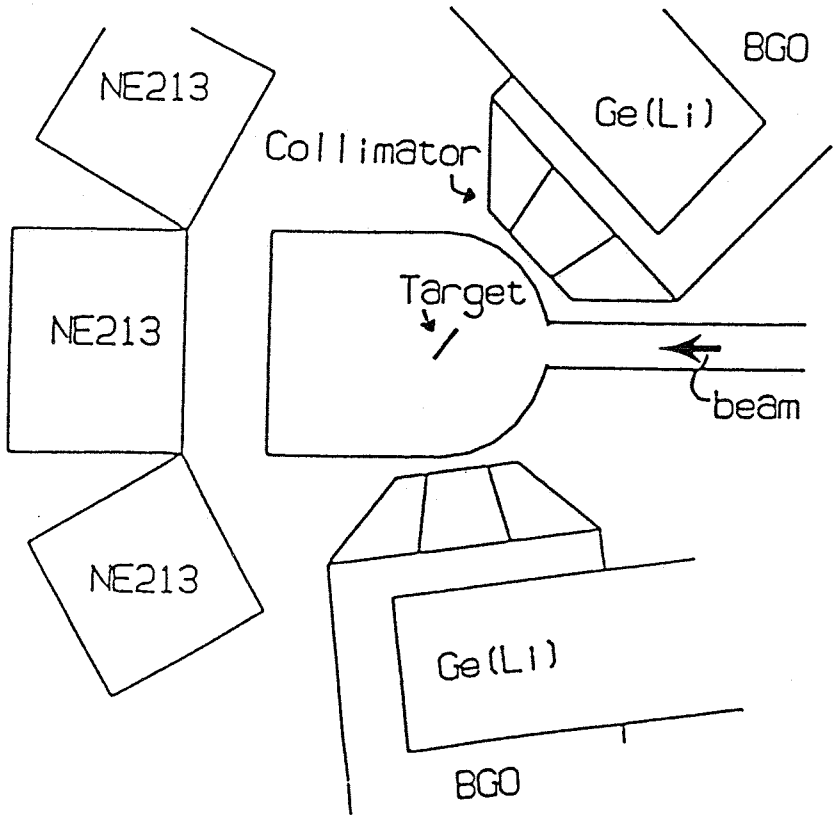


図１８　上方より見たｎγ角相関の実験配置図。

図１９に回路図を示す。２台の BGOACS の時間シグナルの OR を取り、その出力パルスを GDG により 600 nsec の幅に広げる。このパルスと NE213 検出器６台の OR 出力との間で同時計測を行う。同時計測パルスは、後段の論理回路（ Linear Fan Out ）を通った後、BGOACS エネルギー信号のゲート、Coin. Reg. のゲート、および G.G.(Gate generator)入力に送られる。 G.G. は計算機の Ready シグナルを受け付け、ここからの出力パルスは、計算機 Busy 中の処理中断のために用いられている。図中の◆印は、Veto であることを意味する。

この回路系により、BGOACS １台以上と NE213 検出器１台以上が同時計測されたときに、Coin. Reg.、Input Reg.、TDC、および QDC 情報が各CAMACモジュールに蓄積される。この情報は、γγ同時計測実験時と同様、Creat Controrerにより計算機（ Perkin ermer 3220)に送られ、そこでオンライン処理される。NE213 は、反応で放出される中性子とγ線に対して反応するが、PSD を用いて、γ線の

事象は一部分、QDC に入る前に切り捨てた。

MT に書かれる情報は、同時計測情報（Coin. Reg.）の他に、同時計測された BGOACS のエネルギー情報（Input Reg.）、BGOACS と NMF 間の時間情報（TDC)、および、nγ識別情報（QDC）である。オフライン解析で PSD（QDC）スペクトルに適当なゲートをかけることにより、中性子だけの事象を選び出すことができる。PSD のnγ識別パルスの波高は、温度変化等により変動を受けるが、これは、オフライン解析により克服される。

２台の BGOACS の相対的な検出効率と検出効率のエネルギー依存性は、^{152}Eu をターゲット位置に配置して較正曲線を得ることにより決定した。

オフライン解析については、§３．１．２で説明する。

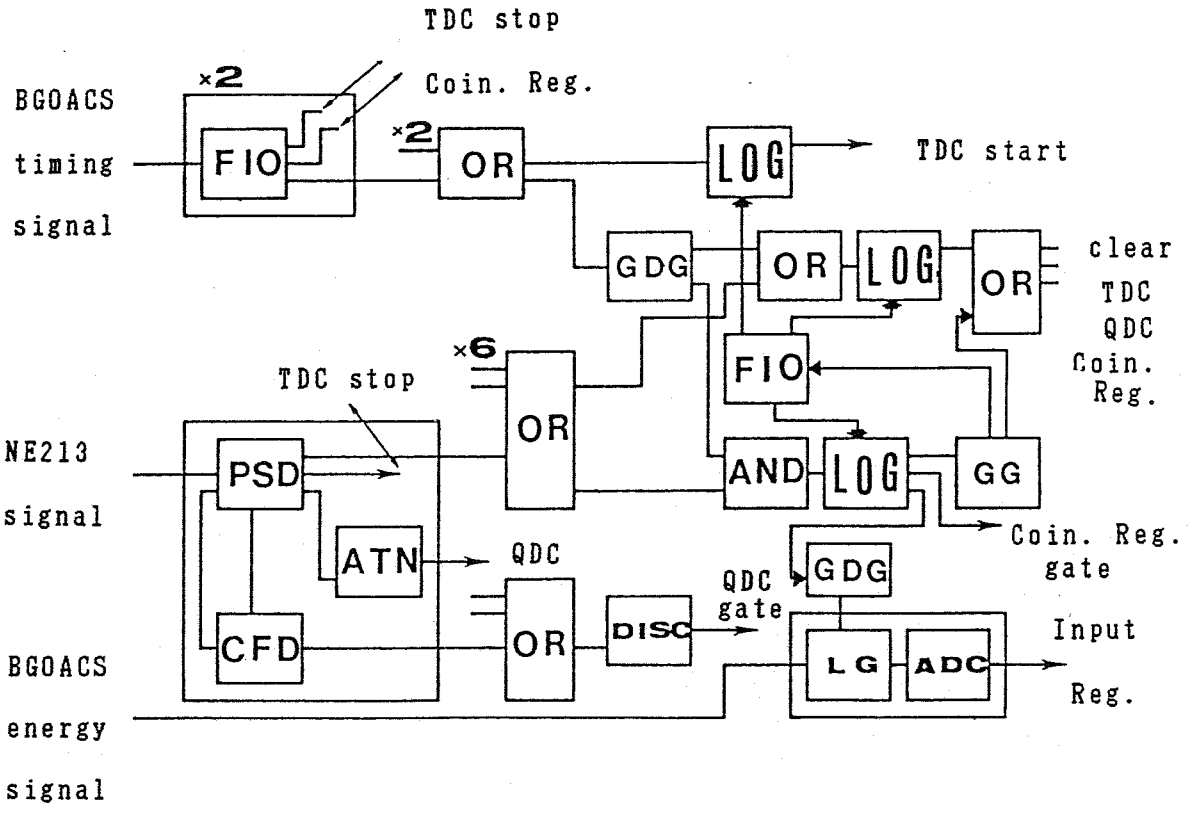


図１９　　nγ角相関の回路図

ATN　; Attenuator

2．6　寿命測定

反跳核飛行距離測定法により、^{113}Snおよび^{112}Snにおける高スピン準位の寿命測定を行った。寿命測定の実験は4回行われた。表4に実験条件のまとめを示す。

表4　寿命測定実験のまとめ

#	核種	反応・入射エネルギー(MeV)	ターゲット (mg/cm^2)	検出器	測定点 (mm)		
1)	^{118}Sn	^{98}Mo+^{16}O 76	0.95	Ge+NMF	0.6	1.6	2.6
					3.6	5.5	6.5
					9.5		
2)	^{118}Sn	^{98}Mo+^{16}O 79	0.95	Ge+NMF	0.19	0.215	0.24
					0.265	0.315	0.49
					0.69	1.19	1.69
3)	^{112}Sn	^{100}Mo+^{16}O 72	0.68	Ge+NMF	0.17	0.2	0.25
					0.3	0.4	0.5
					0.6	1.1	1.6
					2.1	3.1	4.1
					5.0	8.1	13.1
					～80		
4)	^{112}Sn	^{100}Mo+^{16}O 74	0.29	2台BGOACS+NMF			
					0.08	0.09	0.11
					0.13	0.16	0.21

図２０ａは、１台の Ge 検出器と NMF を用いたときの配置図である。図２０ｂは、２台の BGOACS と NMF を用いたときの配置図である。この図は上から見たものであり、γ線検出器は後方約 140° にセットされた。図２１は、使用したストッパー駆動台の断面図である。このなかで部品③は、ストッパーのＴａ板である。後ろについている微調ネジでターゲットとの平行をだす。平行出しは、レーザーを用いて行われた。回路系については、ｎγ角相関の実験に等しい。

＃１の実験で用いた^{98}Ｍｏターゲットは、ターゲットホルダーで挟んだだけの簡単な構造をしている（図２２）。このターゲットは、完全に一様な平面ではないが、測定距離間隔が 0.5 mm 以上と大きいのでターゲットの非平面性の寿命解析に与える影響は無視できる。

＃２，３の実験で用いたターゲットは、次のように作製した。はじめに Au 膜を寿命測定用のターゲットホルダーに、テフロンリングを用いて装着し、これを張って一様な平面を作る（図２３ａ）。この Au 膜の上に、Mo 膜を乗せ、４隅を接着する（図２３ｂ）。この後、さらに Au 膜をターゲットホルダーについている筒で押し、 Mo 膜の平面を出した（図２３ｃ）。＃２の実験で用いた Au 膜の厚さは約 2.7 mg/cm^{2}であり、^{16}O ビームは、Au 膜中で約 4.5 MeV のエネルギーを損失する。よって、^{98}Mo 膜に入射する ^{16}O ビームの入射エネルギーは、75 MeV である。＃３の実験で用いた Au 膜の厚さは約 2.1 mg/cm^{2}であり、^{16}O ビームは、Au 膜中で約 4 MeV のエネルギーを損失する。よって、^{100}Mo 膜に入射する^{16}O ビームの入射エネルギーは、68 MeV である。

＃４の実験で用いたターゲットは、＃２，３で用いたものに比べさらに一様な平面を得るために、^{100}Mo 粉末から、電子ボンバーダーを用いた、真空蒸着法により作製した。Mo は、融点(2610 ℃) が高いため、適当な厚さの、かつ、きれいな表面を持つ膜を作ることは、それ自体かなり難しい。

小量の Mo 粉末から効率よく厚い膜を作るために、粉末をペレットにした。また、ペレットからバッキングの Au 膜までの距離は、35 mm とし、蒸着を行った。このときの蒸着配置を図２４ａに示す。Au 膜としては、厚さ 1.1～1.3 mg/cm^2 のものを用いた。大きさは、25×25 mm^2 で、四隅に折り目をつけてセットした（図２４ｂ）。この折り目による逃げにより、Mo 蒸着中に、Au 膜が破けること

を防いだ。

次に、出来上がった、Au-Backing 付き Mo 膜を、アルミ製リングに装着する。装着時に大きなしわがあると、後で膜を筒で押しても、しわは取りきれない。大きなしわを作らず装着するために、まず、膜を水につける。水中で、ピンセットを用いて膜を揺すり、できるだけしわをなくす。そして、水中でハサミを用いて、膜を丸く切り取る。これを、丸いアルミ製リングにすくい上げる。ここで、アルミ製リングと膜を結合しているのは水なので、成功するまで、すくい上げる操作を繰り返すことができる。また、水は、適当な結合力を持っているので、すくい上げてから、膜を延ばすことも可能である。

水が完全になくなって、膜が剥がれる前に、接着剤を膜とアルミ製リングの間に染み込ませる。こうして出来たターゲット付きアルミ製リングをホルダーに接着する。これを、筒で押して、ピンと張った膜ができる（図２４ｃ）。

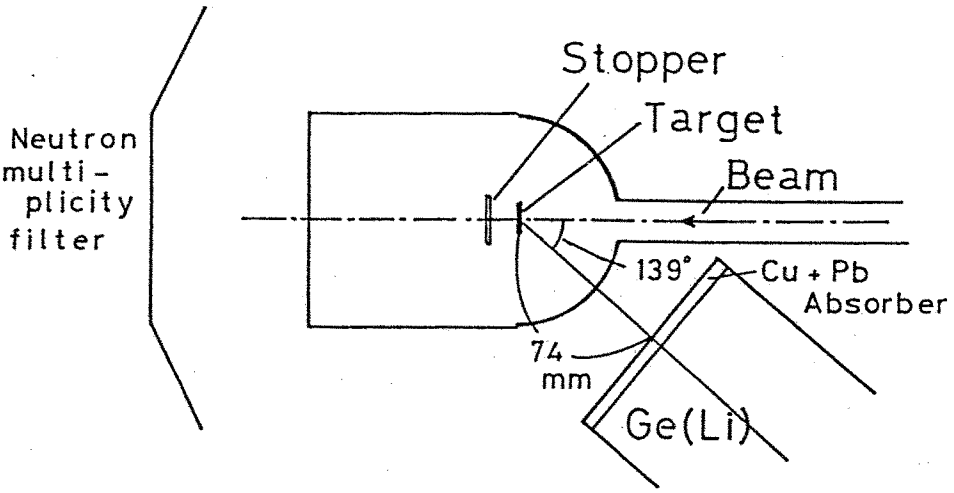


図２０ａ　　Ge 検出器と NMF を用いた反跳核飛行距離測定の実験配置

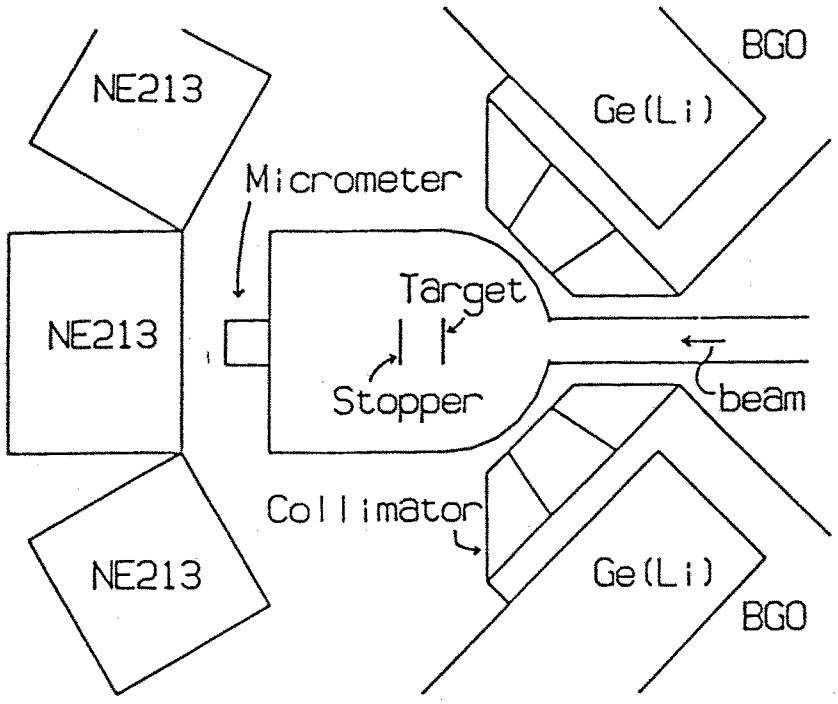


図２０ｂ　　２台の BGOACS と NMF を用いた反跳核飛行距離測定の実験配置

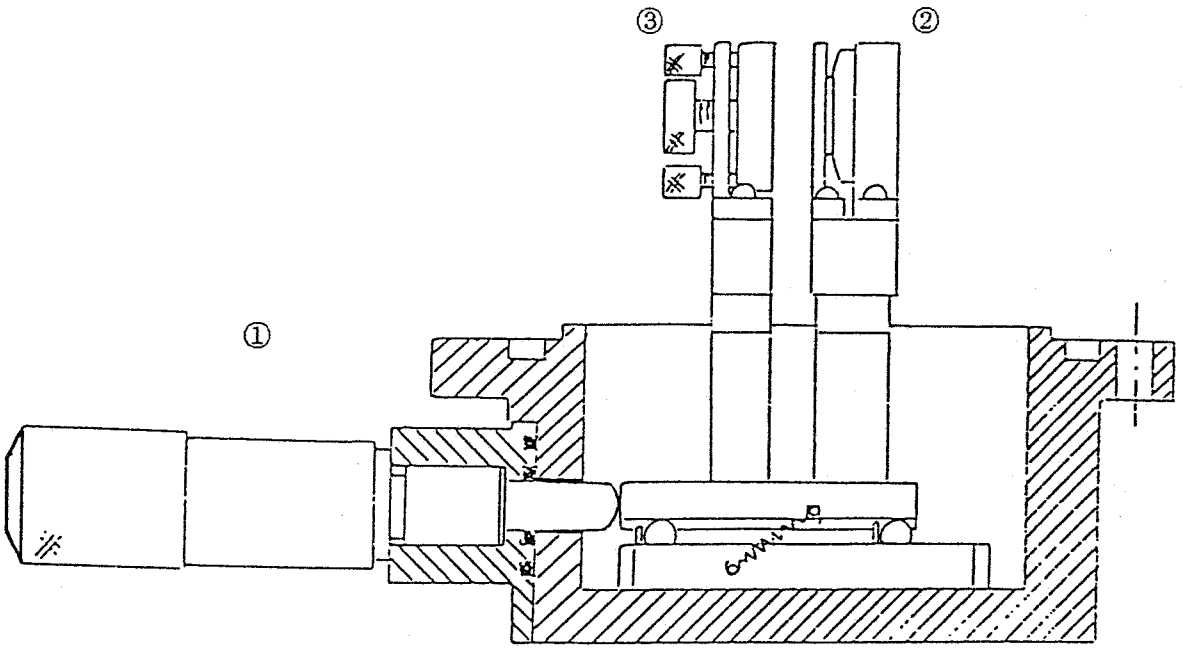


図２１　　反跳核飛行距離測定に用いるストッパー駆動台の断面図

①　マイクロメーター

②　ターゲットホルダー

③　ストッパー

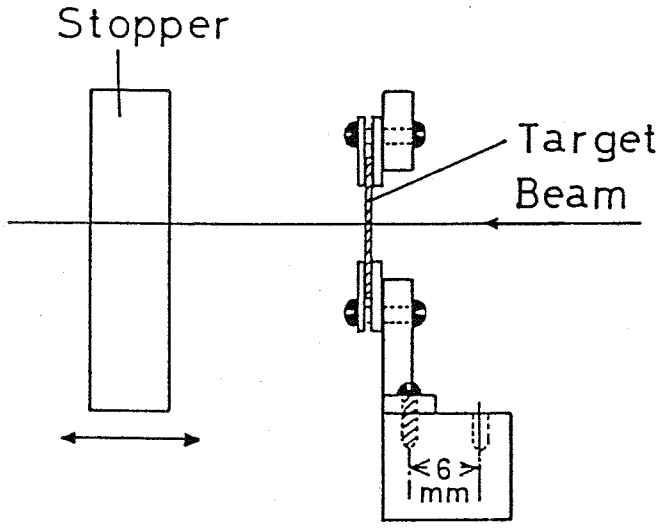
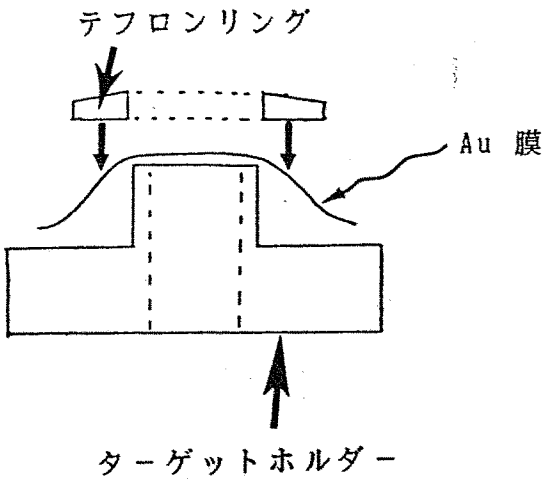


図２２　　＃１の実験に用いたターゲットおよびホルダーの断面図

図２３ａ

テフロンリングで
押しながら Au 膜
を張る。



接着剤

図２３ｂ

接着剤を Mo 膜の
４隅に浸透させる。

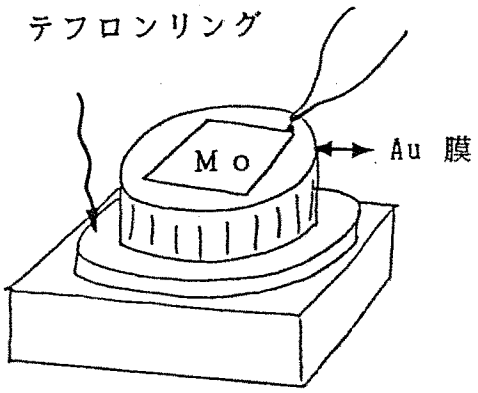


図２３ｃ

ターゲットホルダーに
付いている専用の筒で
膜を押し延ばす。

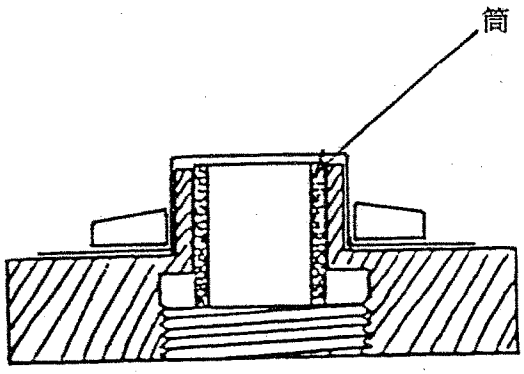


図２４ａ

蒸着配置図
下台は、直径 20 mm の穴の開いたステンレス板である。

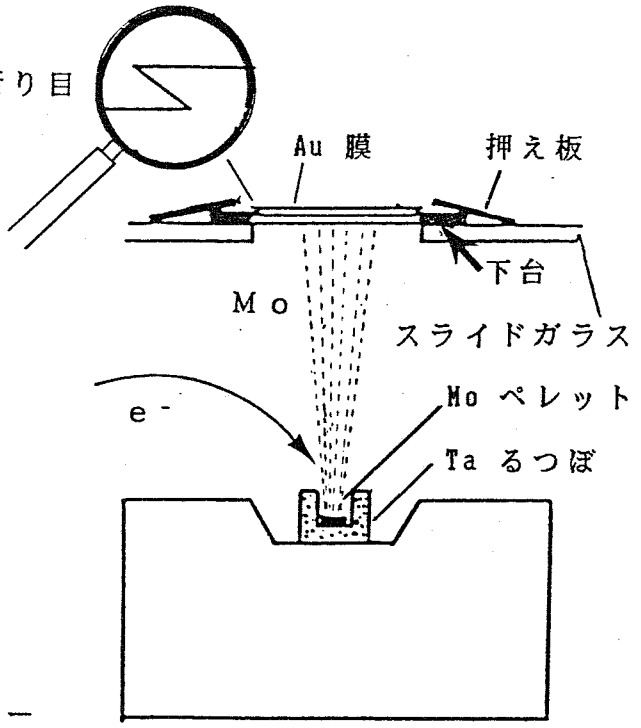


図２４ｂ

Au 基盤
Au 膜を引っ張る力が働いても、折り目の”にげ”により、膜は破けない。

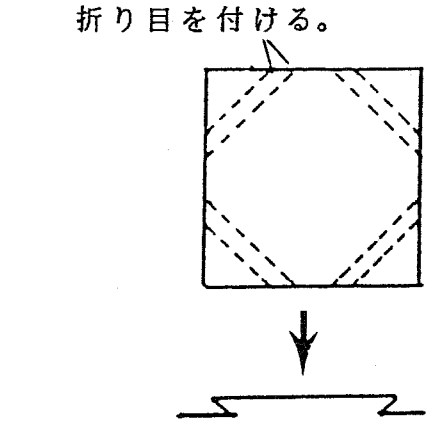
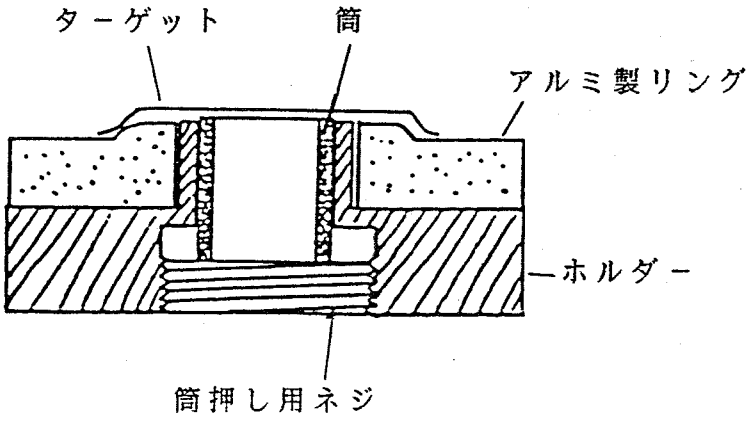


図２４ｃ

ターゲットホルダー
断面図



第三章　解析および結果

第二章では、γγ同時計測、nγ角相関、γγ角相関、および、寿命測定の実験に関する説明を行い、その中で、データが得られるまでの過程も説明した。本章第1節では、得られたデータの解析方法を、各実験毎に説明し、得られた結果をテーブルに示す。本章第2節では、この結果と、γγ同時計測時のγ線スペクトルに基づき、^{110}Sn, ^{111}Sn, ^{112}Sn, および ^{114}Sn における励起準位同定の説明を行う。

3．1　解析方法と結果

3．1．1　γγ同時計測

§2．2で、イラスト線近傍のγ線遷移は、離散的エネルギー分布になることを述べた。これらのγ線の内、どれとどれが同時にくるのか（同時計測関係）を調べることにより、あるγ線が、どの遷移系列に属するのかを知ることができる。また、そのγ線の強度を測定することにより、あるγ線が、自分の属する遷移系列の中で、どの順番に属するのかを、知ることができる（γ線強度関係）。全てのγ線に対し、同時計測関係およびγ線強度関係を満足するように、励起準位は同定される。

§2．4においてイベント毎に MT に書かれる実験情報が、Coin. Reg. 情報（同時計測された検出器のＩＤ番号の組）、TDC 情報（各時間シグナルとその中で最も速くきた時間シグナルとの時間差）、およびエネルギー情報（同時計測されたγ線のエネルギー）であることを説明した。例えば、2番目と4番目の BGOACS による2重同時計測の場合であれば、5 wards が MT に書かれている（図25）。Ti は、時間情報であり、Ei は、エネルギー情報である。この生データを大型計算機（ FACOM380 ）で解析し、γγ同時計測の各ゲートスペクトルを得た。解析の手順を表5に示す。

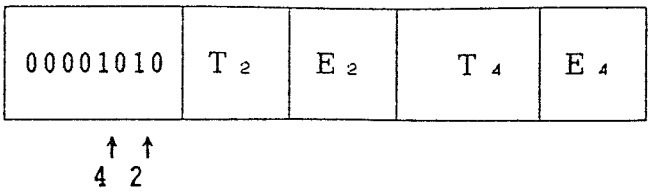


図２５　γγ同時計測
におけるMT情報の例

表５　　γγ同時計測解析手順

１）	各Run毎に、かつ、各BGOACSに対し、エネルギーおよび時間の斜影スペクトルをつくる。
２）	１）で得たスペクトルから、データの正常であることを確認し、また、時間スペクトルからTDCのゲート位置を決める。
３）	TDCのゲートをかけたγγ２次元マップをつくる。さらに、この２次元マップの斜影スペクトルをつくる。
４）	３）で得た斜影スペクトルからγ線エネルギーに対するゲート位置を決め、各ゲートスペクトルをつくる。
５）	必要に応じて、ゲートスペクトルに於けるピークの面積を求め、検出効率を補正し、γ線強度を求める。

以下に解析手順を詳しく説明する。

１つのRunはMT１本分に対応し、MT１本には約4×10^6イベントが書き込まれている。このMT１本毎に、かつ、各BGOACSに対し、エネルギー及び時間の斜影(projection)スペクトルをつくった。BGOACSは５台なので、５枚のエネルギースペクトル（E1、E2、E3、E4、E5）がつくられる。同時計測の組合せは、${}_5C_2 = 10$通りなので、時間スペクトルは１０枚（T12, T13, T14, T15, T23, T24, T25, T34、T35, T45）つくられる。例えば、図２５のような情報であれば、E2とE4のスペクトルのEγ2チャンネルとEγ4チャンネルが＋１される。また、時間スペクトルについては、T24スペクトルの　T2－T4＋５１２チャンネルが＋１される。ここで５１２を足すのは、単にチャンネル数が負とならないための措置である。

図２６ａｂに、こうして得られた時間スペクトルおよびエネルギースペクトルの一例を示す。時間スペクトル中には、大きなピーク(True)と小さなピーク(Chance) が見える。その時間差は、約 140 nsec であり、これはサイクロトロンの加速周波数に等しい。Chance ピークは、１周期異なるビームバーストで別々に生じたγ線遷移間の同時計測により生じたものである。すなわち、Chance ピークは、見かけ上の同時計測である。

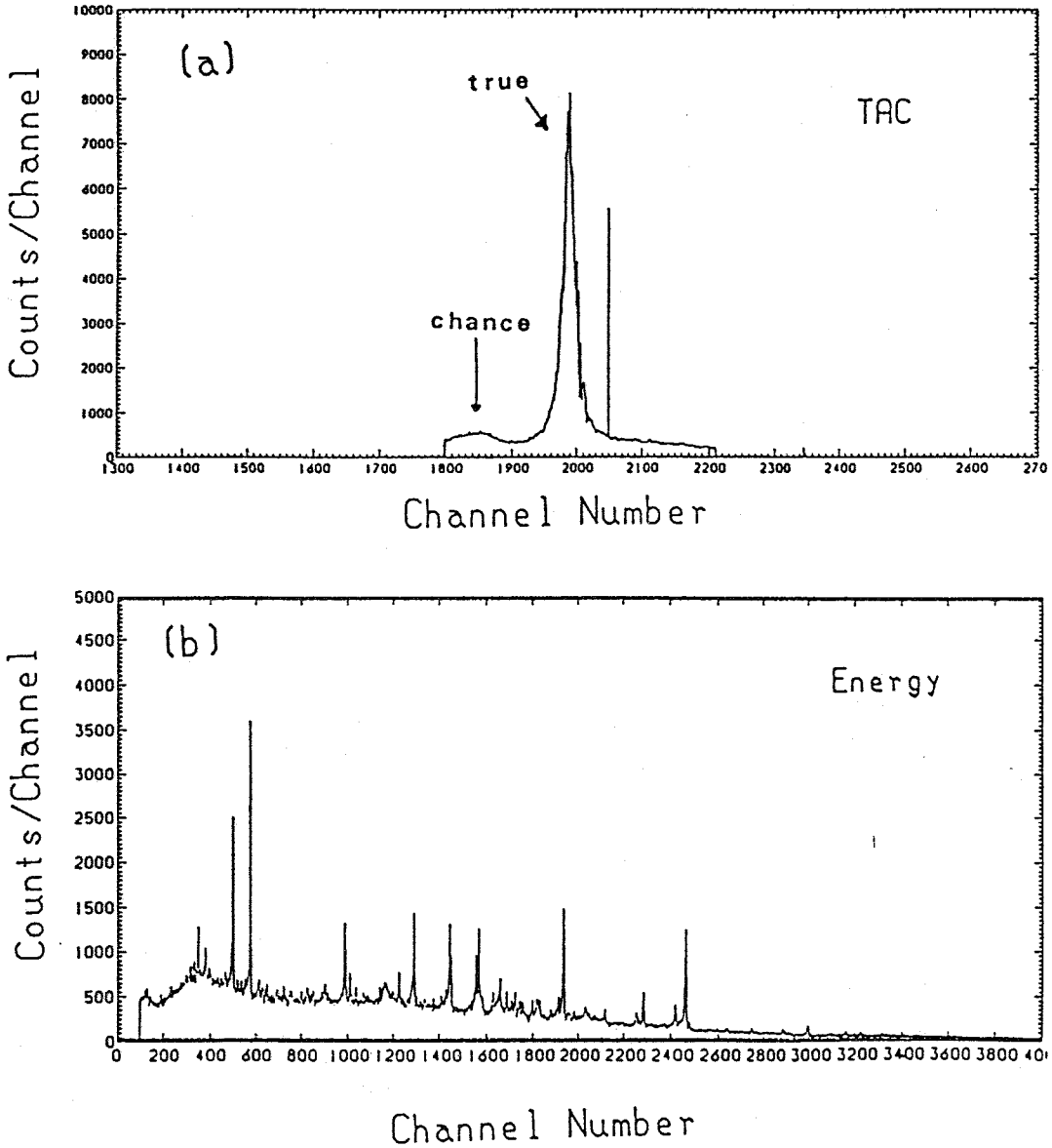


図２６　$^{100}Mo + ^{16}O$　７６　ＭｅＶ　反応で得られた
（ａ）時間斜影スペクトル　および　（ｂ）エネルギー斜影スペクトル

１ビームバースト当りに、反応の起こる確率を P とすると、１つのビームバーストに２回反応の起こる確率は P^2 である。１周期異なるビームバーストの何れにも反応の起こる確率は、２通りの順列を考えて、$2\times P^2$ である。よって、True ピークの中に存在する見かけ上の同時計測は、１つの Chance ピーク分の寄与を差し引くことにより除去される。

－　見かけ上の同時計測　－

実際の実験条件に近い数値を用いて、ビーム１バースト当りに反応の起こる確率を求め、Chance の効果を吟味する。具体的には、次のような実験条件を用いる。

ビーム強度	I_b = 15	[nC/sec]
ビーム電荷	Z_b = 5	[e]
サイクロ周期	T = 140	[nsec]
ターゲット質量	A = 100	[a.m.u.]
ターゲット厚	ρ = 2	[mg/cm^2]
反応断面積	σ = 1	[b=10^{-24}cm^2]

ビーム１バースト当りのビームの数 N_b は、

$$N_b = \frac{I_b \cdot T}{1.6\times 10^{-19}\cdot Z_b} = 2.63 \times 10^3 \quad [個].$$

ビーム１個に対し反応の起こる確率 P_1 は、

$$P_1 = 6.02\times 10^{23} \times \frac{\rho \times 10^{-3}}{A} \times \sigma = 1.20 \times 10^{-5}.$$

よって、１バースト当り反応の起こる確率 P は、

$$P = N_b \times P_1 = 3.16 \times 10^{-2}$$

となる。（即ち、約３２バーストで１回反応が起こる。）

１バーストで反応が２事象起こる確率 P_D は，

$$P_D = {}_{N_b}P_2 \cdot P_1^{\,2} \cdot (1-P_1)^{N_B-2}$$

$$\sim N_b \cdot (N_b-1) \cdot P_1^{\,2} \cdot 0.969$$

$$\sim (N_b \times P_1)^2 = P^2$$

となる。１周期異なるビームバーストの何れにも反応の起こる確率は、これが独立の事象であることと、順列の効果を考えて、P^2である。よって、１つのChanceピーク分の寄与は、True ピーク中に存在する見かけ状の同時計測の数にほぼ等しい。

以上の計算結果を下図に示す。

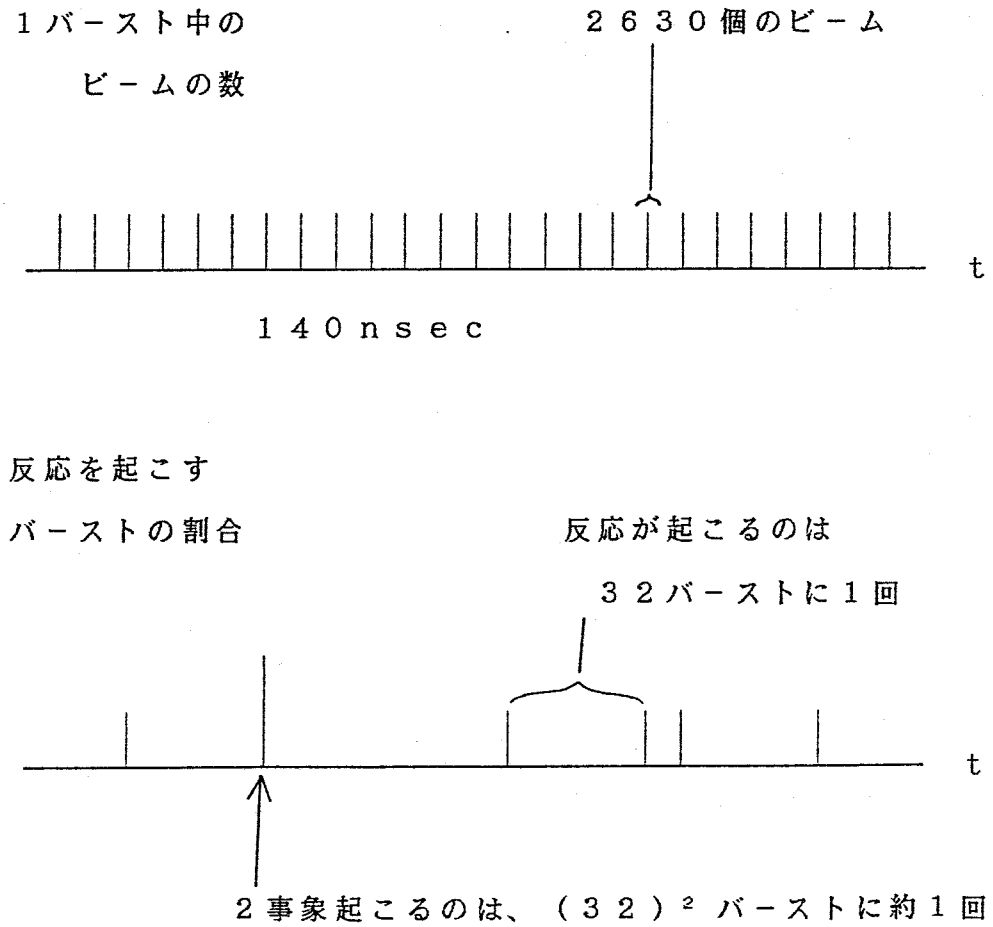


図２７　　ビーム強度と反応確率

具体的には、γγ２次元テーブルをつくる際、その事象が True ピークの中にあれば +1 し、Chance ピークの中にあれば -1 をした。

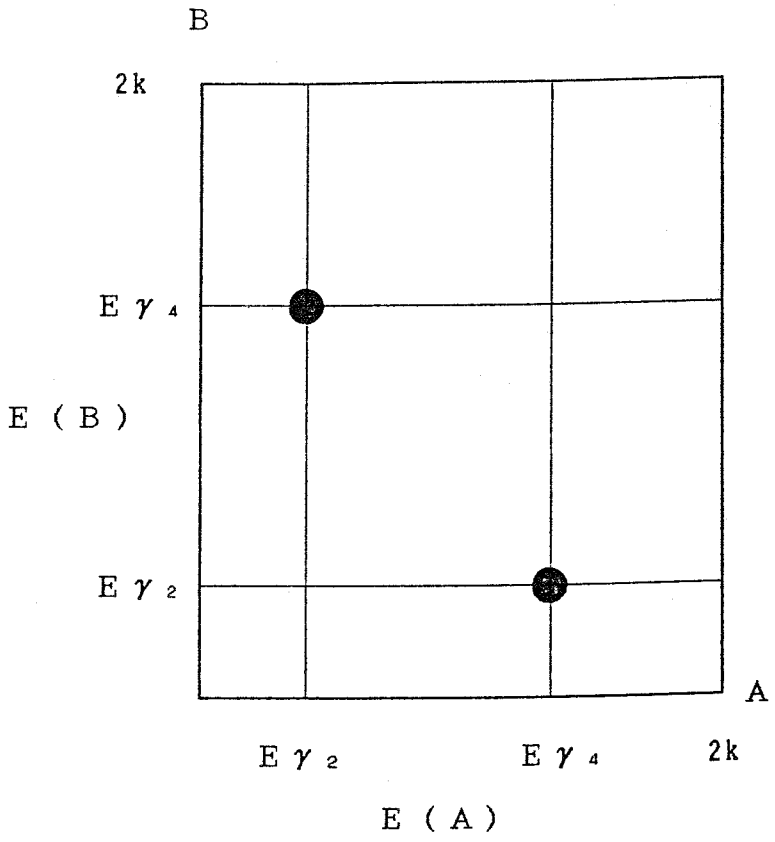


図２８　γγ２次元スペクトル

次にγγ２次元テーブルの作り方を説明する。例えば、図２５の事象であれば、図２８中●印で示された位置が +1 される（Chance であれば、-1 される）。このとき、Eγiは、１ch ＝１keV となるようにゲイン合わせを行っている。γγの組合せは、１０通りあるが、このようにゲインを合わせることにより、１枚の２次元テーブルにデータは、全て書き表せる。

ゲイン合わせのために、約 0.05×10^{6} イベント毎にエネルギーの斜影スペクトルをつくった。その中で大きなピークを２つ選び（例えば、^{100}Ｍｏ＋^{16}Ｏ反応の場合であれば、^{112}Ｓｎの301.7 keV と 1256.7 keV）、その重心を求めること

によりゲインの変動をテストした。この２つのピークが、それぞれ、301.7 ch および 1256.7 ch となるようにゲイン変換パラメーターを決め、ゲインを合わせた。この手続きは、γγ２次元テーブルをつくるプログラムの中で自動的に行われる。

このようにしてできたγγ２次元マップをＡ軸上に斜影（Projection）する。すなわち、２次元マップのカウント数をＹ（Ａ，Ｂ）とすると、斜影スペクトルのカウント数 Pro(A) は、

$$Pro(A) = \sum_{B=1}^{2048} Y(A, B)$$

と表現される。

この斜影スペクトルより興味のあるγ線のゲート位置を決める。図２９の場合であれば、興味のあるγ線のゲートスペクトルＧ（Ｂ）は、

$$G(B) = \sum_{A=A_1}^{A_2} Y(A, B) - C \times \{ \sum_{A_3}^{A_4} Y(A, B) + \sum_{A_5}^{A_6} Y(A, B) \}$$

ただし、

$$C = \frac{(A_2 - A_1 + 1)}{(A_4 - A_3 + 1) + (A_6 - A_5 + 1)}$$

で与えられる。

核研で行われた実験（$^{100}Mo + ^{18}O$）についても、上記解析法と同じ手続きを取った。異なる点は、２次元テーブルをつくる際、Chance の補正をしていない点である。

得られたγγのスペクトルは、準位同定の議論と共に§３．２で示す。

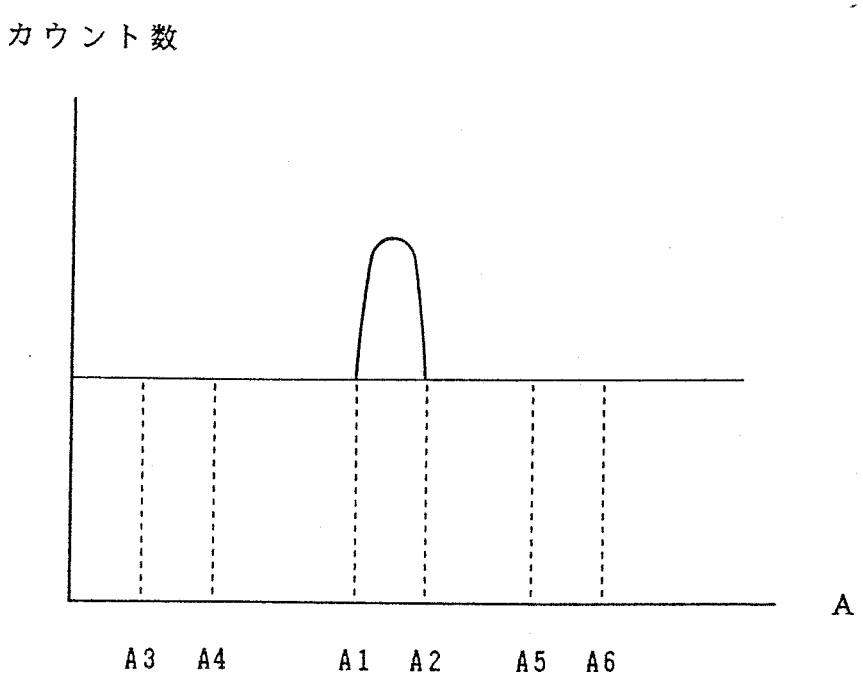


図２９　γγスペクトルに於けるゲート位置の例

３．１．２　　nγ角相関

重イオン融合反応により生成される複合核は、大きな角運動量を持つ。本実験で使用したターゲットとビームは、すべて偶々核であり、基底状態のスピンは、0である。よって、複合核の持つ角運動量は、ビーム軸に垂直な面内に整列する（図３０）。

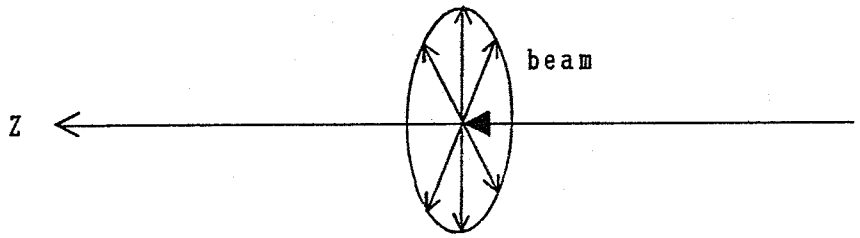


図３０　複合核の持つ角運動量の方向

すなわち、任意のスピン値 I を持つ準位に対して、ビーム軸を Z 軸に選んだ場合、ポピュレーション・パラメーター ρ は、次式の分布になる。

$$\rho(m) = \begin{cases} 1 & \cdots \quad m = 0 \\ 0 & \cdots \quad m \neq 0 \end{cases}$$

m は、磁気量子数である。複合核から蒸発する軽粒子（ n, p, α 等）の持ち去る角運動量は、複合核の持つ角運動量に比べて小さいので、軽粒子放出による ρ(m) の鈍りは、小さい。よって、残留核の磁気量子数分布 ρ(m) は、強い空間的異方性を持つ。

γ線の角分布は、γ線放出前の準位、すなわち、初期状態のスピン Ii、初期状態の磁気量子数分布 $\rho_{Ii}(m)$、終状態のスピン If およびγ線の多重極度 λ により決まる。終状態のスピン If が、すでに同定されている場合、残りのパラメーター Ii、$\rho_{Ii}(m)$、λ で計算される角分布と、実験的角分布を比較することにより、初期状態のスピン Ii が決まる。

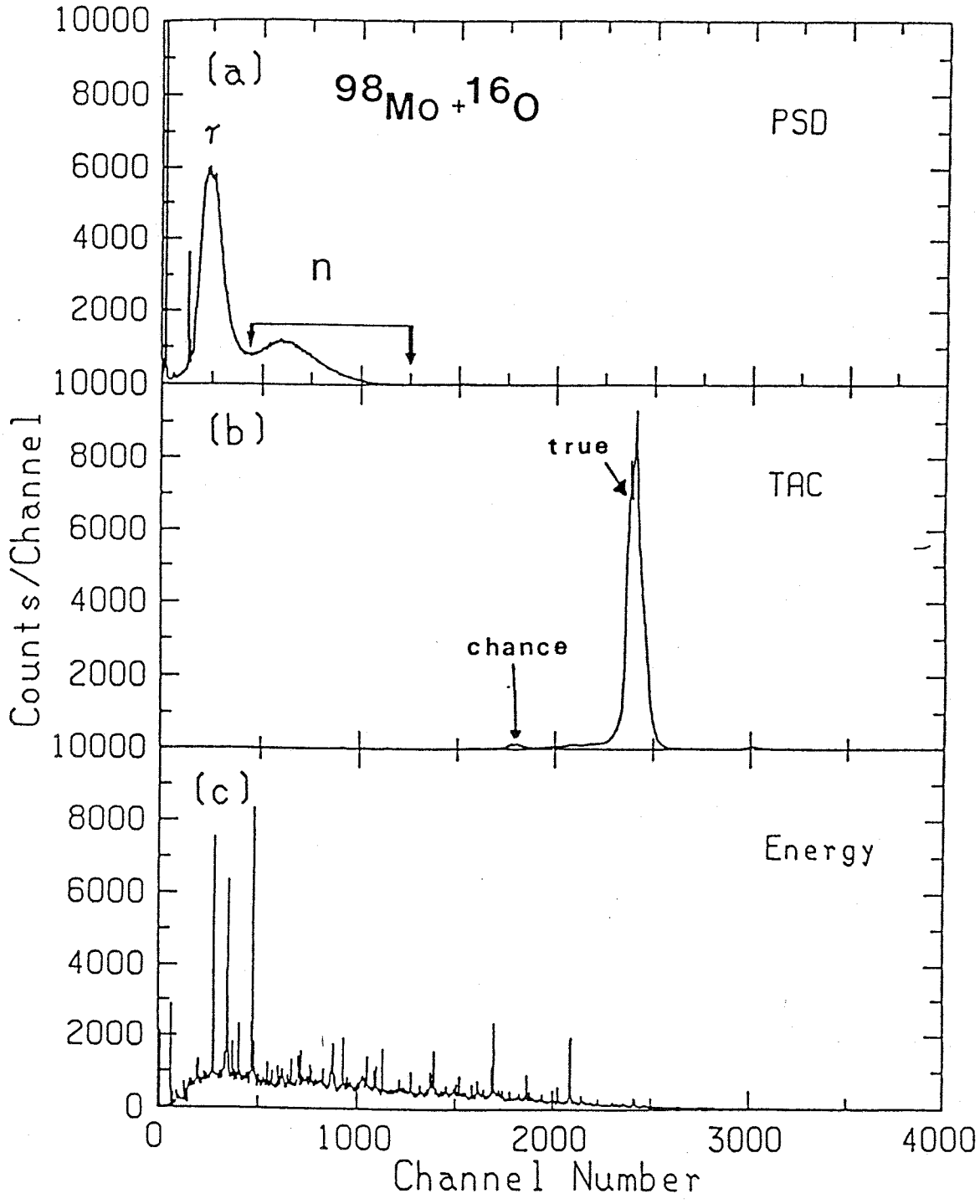


図３１　$^{99}Mo + ^{16}O$　７６　ＭｅＶ　反応で得られた
（ａ）　PSD 斜影スペクトル、（ｂ）　時間斜影スペクトル、
および　（ｃ）　エネルギー斜影スペクトル

角分布の実験値は、次の手順で導出した。§２．５でイベント毎に MT に書かれる実験情報が、同時計測記録記情報、 TDC 情報（NE213 と BGOACSの時間信号の時間差）、PSD 情報（NE213 のｎγ識別用パルス波形情報）、およびエネルギー情報（同時計測されたγ線のエネルギー）であることを説明した。オフライン解析では、まず、timing , energy , PSD の斜影スペクトルを作る（図３１）。これを基に、PSD の中性子部分にゲートを開き、中性子１個以上と同時計測されたγ線のエネルギースペクトルを作った。このとき、§３．１．１で説明した手法により、ゲイン変動によるγ線ピークの広がりを補正した。また、TDC の"True" 部分と "Chance" 部分にゲートを開き、 "True" 部分から "Chance" 部分を差し引くことにより、"Chance" の寄与を補正した。

各 Run に対応するビーム量の規格化は、上記γ線スペクトルのピーク面積を用いて行った。任意の続く２つの Run で２台の BGOACS のうち１台は、同じ角度に置かれているので、２つの Run の相対的なビーム量が決まる。以下同様な方法で全ての Run に対応するビーム量の相対値が決まる。

ピーク面積を求めるには、スペクトルを小型計算機（ PC9800 ）用に変換し、MSDOS 上の BASIC プログラム "PHA" を用いて行われた。ピークが２つ以上重なっている場合には、ピークフィットにより面積を求めた。ピークの形はガウシアン型で近似し、各ピークに対して、ピーク高、ピーク幅、およびピーク位置をフリーパラメーターとする。パラメーターサーチの手法と誤差の見積法については、[Awa83]中の第９章にしたがった。

検出効率εの校正は、^{152}Ｅｕを用いて行った。245 keV よりも大きなγ線エネルギーに対しては、

$$\ln(\varepsilon(E\gamma)) = a_1 + a_2 \cdot \ln(E\gamma) \quad --- \quad ①$$

で近似することができる。^{152}Ｅｕの 121 keV γ線は、ターゲットチェンバーおよび検出器外枠による吸収の効果が大きいため、①式からずれる。 そこで、

Ｅγ＜ 245 keV に対しては、

$$\ln(\varepsilon(E\gamma)) - \ln(\varepsilon(245)) = a \cdot (\ln(E\gamma) - \ln(245))^2 + b \cdot (\ln(E\gamma) - \ln(245)) \quad --- \quad ②$$

で近似した。②式は 121 keV のデータ点を通り、かつ、Eγ = 245 keV での傾きが①式に等しいという条件を与えることにより、②式中の係数a，bを求めた。

検出効率を補正して得られたγ線角分布に対し、

$$W(\theta) = I\gamma \cdot (1 + a_2 \cdot P_2(\cos\theta) + a_4 \cdot P_4(\cos\theta)) \quad --- \quad ③$$

という関数型でフィットを行った。結果を表6および8に示す。

P_Kは、ルジャンドル関数である。 a_2、a_4 は、初期状態の統計テンソル(Statistical Tensor)α_K とγ線角相関係数A_K の積で表せる。後者は、γ線の多重極度λ、混合比δ、初期状態のスピンI_i、および終状態のスピンI_fで決まる量である[Pel83]。これらの係数は、次式で定義される。

$$a_K = \alpha_K \cdot A_K$$

$$\alpha_K = \sum_{m=-I}^{I} (-1)^{I-m} \cdot \sqrt{\{(2I+1)(2K+1)\}} \cdot \begin{pmatrix} I & I & I \\ m & -m & 0 \end{pmatrix} \cdot \rho(m)$$

$$A_K = \frac{F_K(1,1,If,Ii) + 2 \cdot \delta \cdot F_K(1,2,If,Ii) + \delta^2 \cdot F_K(2,2,If,Ii)}{1 + \delta^2}$$

$F_K(\lambda, \lambda', If, Ii)$ は、F－係数と呼ばれ、

$$F_K(\lambda, \lambda', If, Ii) = (-1)^{Ii+If-1} \cdot \sqrt{\{(2Ii+1)(2K+1)(2\lambda+1)(2\lambda'+1)\}} \cdot \begin{pmatrix} \lambda & \lambda' & K \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} \lambda & \lambda' & K \\ Ii & Ii & If \end{Bmatrix}$$

で定義される。( )と{ }は、3j および 6j 記号である。A_K の定義式は、γ線多重極度 λが、1または2だけを考えた場合の式である。

M1/E2 遷移を考える場合であれば、δは、absolute transition amplitude $\gamma(\sigma\lambda, Ii \rightarrow If, E\gamma)$ を用いて、

$$\delta = \frac{\gamma(E2, Ii \rightarrow If, E\gamma)}{\gamma(M1, Ii \rightarrow If, E\gamma)}$$

で与えられる。

一般的に未知の量は、λ、δ、I_i、および初期状態の統計テンソルα_2、α_4である。よって実験的に得られたa_2、a_4係数から、λ、δ、あるいは、I_iに対して情報を導き出すには統計テンソルに対し制限を与える必要がある。これまでの実験でE2遷移であることがわかっているγ線を用いて、統計テンソルの上限値および下限値を実験的に決めた。その結果、

$$0.7 \leqq \beta_2 \leqq 1.0 \qquad --- \quad I_i \geqq 4$$
$$0.05 \cdot I_i - 0.1 \leqq \beta_4 \leqq 0.15 \cdot I_i - 0.2 \qquad --- \quad I_i < 8$$
$$0.5 \leqq \beta_4 \leqq 1.0 \qquad --- \quad I_i \geqq 8$$

という制限を得た。ここでβ_Kは、測定された統計テンソルを、初期状態が完全に整列した場合(Complete Alignment)に計算された統計テンソルα_K^*で割った値である。この制限を利用し、γ線角分布に対し、

$$W(\theta) = C_1 \cdot (1 + \beta_2 \cdot \alpha_2^* \cdot P_2 + \beta_4 \cdot \alpha_4^* \cdot P_4) \quad --- \quad ④$$

という関数型で、各I_i，δに対するχ^2の最小値を求め、スピンの同定に利用した。計算に当たっては、

$$\beta_K = \frac{\beta_{Ki} + \beta_{Kf}}{2} + \frac{\beta_{Ki} - \beta_{Kf}}{2} \cdot \sin C_K \qquad (K = 2,\ 4)$$

と置き、C_1、C_2、およびC_4をフリーパラメーターとしてχ^2を最小にする値をサーチした。ここで、β_{Ki}，β_{Kf}は、上述したβ_Kの下限値および上限値である。

図32には、^{112}Snにおける741 keV遷移($10^+ \rightarrow 8^+$)と263 keV遷移($9^- \rightarrow 8^-$)に対する計算例を示す。図32右側は、$\tan^{-1}\delta$に対するχ^2の変化を、各初期スピン値I_i毎に計算したものである。$\tan^{-1}\delta$は、-89°から89°まで1°ステップで計算された。χ^2は、次式で定義される量である。

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{(Y_i - W(\theta_i))^2}{\delta Y_i^2}$$

ここでNは、データ点の数(＝測定角度の数)であり、Y_iおよびδY_iは、γ線強度とその誤差である。考慮したγ線多重極度λは、1(dipole)および2(quad-

rupole)だけである。よって、スピン変化が２の場合、すなわち$|I_i - I_f| = 2$の場合には、$\lambda = 2$だけが計算された。δは、$\lambda = 2$の遷移振幅を$\lambda = 1$の遷移振幅で割ったものであるが、見やすくするために、$|I_i - I_f| = 2$の場合の計算点は、$\tan^{-1}\delta = 0$の位置に○印で示した。各初期スピン値に対してχ^2を最小とするδ、C_1、C_2、およびC_4を選び、この値で計算された角分布曲線を図２９左側に、実験点と共に示す。

741 keV 遷移の場合には、$I_i = 8$ と 10 で同様によいフィットが得られる。これは、一般的に、約 6ħ 以上の高スピン準位からの$\Delta I = 2$、$\lambda = 2$型遷移と$\Delta I = 0$、$\lambda = 1$型遷移が類似した角分布を持つためである。角分布の実験だけからはこの両者を区別できないので、「その準位が回転バンドに属するから$\Delta I = 2$である」といった議論を個々のスピン値同定に必要とする。263 keV 遷移に対しては、$I_i = 9$に対しχ^2の最小値が得られ、$I_i = 10$ の可能性は除外できることがわかる。

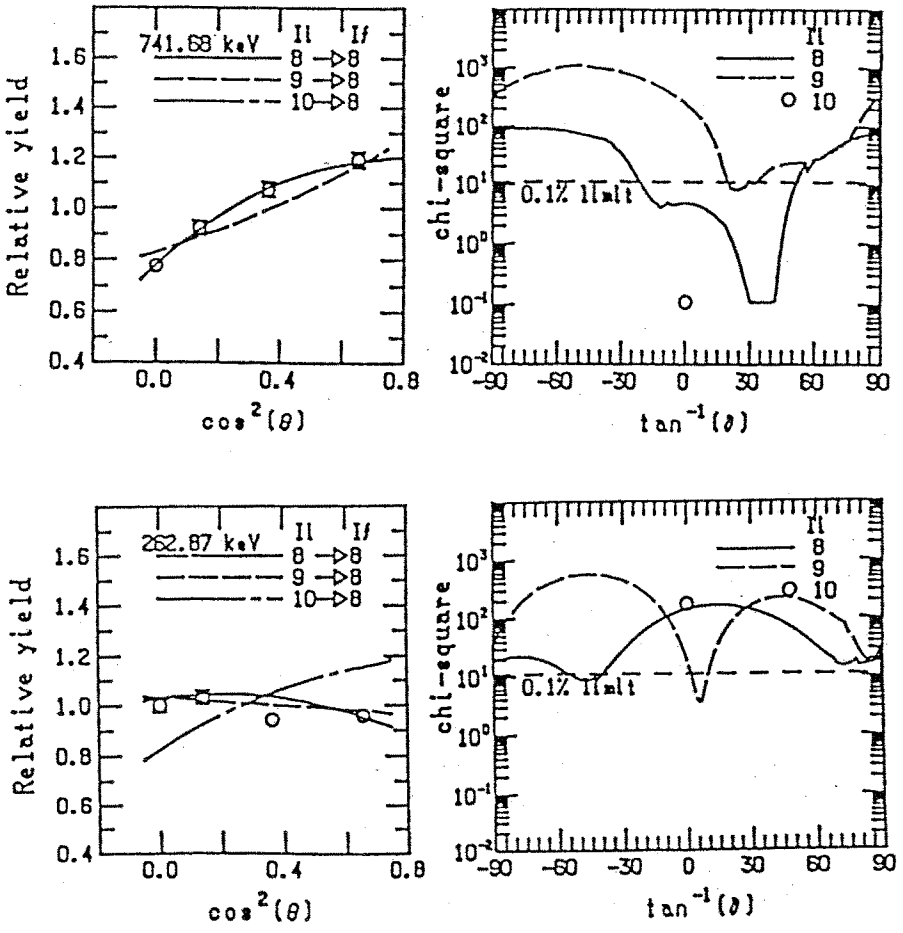


図３２　角分布解析の例　上段は、^{112}Snの $12^+ \rightarrow 10^+$ (741 keV)の角分布とχ^2曲線。　下段は、^{112}Snの $9^- \rightarrow 8^-$ (263 keV)の角分布とχ^2曲線。

３．１．３　　γγ角相関

γγ角相関は、γ線の多重極度に関する情報を与える。nγ角相関の方法では、γ線ピークが、複数重なっている場合、γ線多重極度の情報を求めることは、困難であるが、γγ角相関の方法では、可能である。これは、γγ角相関の方法が、γγ同時計測のデータを用いて行われるものであり、適当なγ線でゲートを掛けることにより、γ線重畳の問題が、解決されるからである。

nγ角相関は、初期状態の磁気量子数分布が、強い空間的異方性を持つことを利用したものであった。γγ角相関の方法では、このスピン整列の他に、さらに、同一系列にあるγ線を検出することによって、磁気量子数分布に制限を与えることを利用する。

図３３のように、３つの準位 $|i\rangle$, $|f\rangle$, $|g\rangle$ があるとき、その間のγ線遷移 γ_1、γ_2 がそれぞれ角度 θ_1、θ_2 で観測される確率 $W(\theta_1, \theta_2)$ は、次式で与えられる。ただし、検出器の検出効率については考慮していない。

$$W(\theta_1,\theta_2) = \sum_{\substack{Kf=\text{even} \\ kf}} \alpha_{Kf,kf}(Xi;\theta_1,If) \cdot A_{Kf}(\gamma_2) \cdot \sqrt{\left(\frac{4\pi}{2Kf+1}\right)} \cdot Y_{Kf,kf}(\theta_2) \quad \cdots \quad ①$$

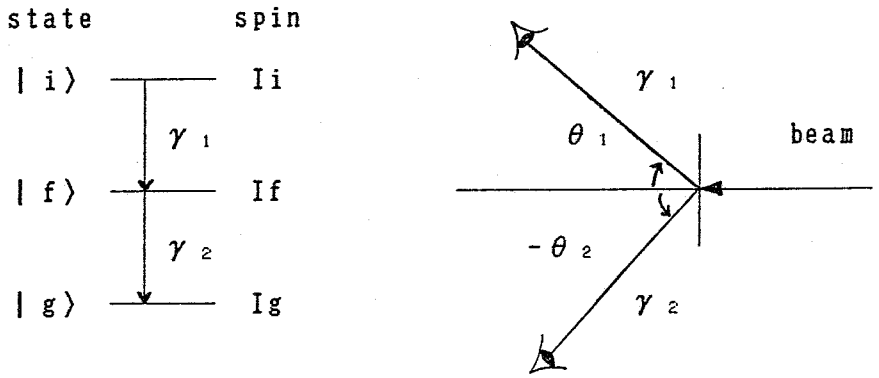


図３３　３つの準位 $|i\rangle$, $|f\rangle$, $|g\rangle$ があるとき、その間のγ線遷移を γ_1、γ_2 とする。それぞれの準位のスピンを I_i, I_f, I_g とする。右側の図は、γ_1 が角度 θ_1 で検出され、かつ γ_2 が角度 θ_2 で検出される様子を示している。

Y_{kk} は、球面調和関数である。我々の行った$\gamma\gamma$角相関（＝$\gamma\gamma$同時計測）の実験では、５～６台の検出器を何れもビーム軸を通る一平面内に並べたので、ビーム軸をＺ軸に選んだとき、検出器の方位は、天頂角θだけで指定でき、方位角ϕは常に０と選ぶことが出来る。よって、①式でϕは省略されている。

§３．１．２でも導入されたγ線角相関係数$A_{Kf}(\gamma_2)$は、γ_2の多重極度λ_2とI_f，I_gで決まる量である。$\alpha_{Kf,kf}(Xi;\theta_1,If)$は、$\gamma_1$を角度$\theta_1$で検出したという条件下での準位$|f\rangle$の統計テンソルである。これは、$\gamma_1$の多重極度$\lambda_1$、$\gamma_1$の検出される角度$\theta_1$、準位$|i\rangle$の統計テンソル、および$I_f$，$I_i$で決まる量であり、次式で与えられる[Pel83]。

$$\alpha_{Kf,kf}(Xi;\theta_1,If) = \sum_{K=even} \sum_{Ki,ki} (-1)^{Ki+ki} \cdot \alpha_{Ki,ki}(Xi;Ii) \cdot \sqrt{(2K+1)} \cdot \begin{pmatrix} Kf & K & Ki \\ kf & k & -ki \end{pmatrix} \cdot A^{Kf,Ki}{}_K(\gamma_1) \cdot \sqrt{\{4\pi/(2K+1)\}} \cdot Y_{K,k}(\theta_1)$$

$\alpha_{Ki,ki}(Xi;Ii)$は、初期状態 Iの Statistical Tensorであり、Density matrix $\rho i(Xi)$ を用いて、次式のように表現される係数である。

$$\alpha_{K,k}(X;I) = \sum_{M=-I}^{I} (-1)^{I-M} \cdot \sqrt{\{(2K+1)(2I+1)\}} \cdot \begin{pmatrix} I & I & K \\ M' & -M & k \end{pmatrix} \cdot \langle IM' | \rho | IM \rangle$$

$A^{Kf,Ki}{}_K(\gamma)$は、generalized γ-angular correlation 係数と呼ばれ、次式で定義される。

$$A^{Kf,Ki}{}_K = \frac{F^{Kf,Ki}{}_K(1,1,If,Ii) + 2\delta \cdot F^{Kf,Ki}{}_K(1,2,If,Ii) + F^{Kf,Ki}{}_K(2,2,If,Ii)}{1+\delta^2}$$

ただし、$F^{Kf,Ki}{}_K(\lambda,\lambda',If,Ii)$は、generalized F-係数と呼ばれ、次式で定義される。

$$F^{Kf,Ki}{}_{K}(\lambda,\lambda',If,Ii) = (-1)^{(Ki+Kf+\lambda'+1)} \cdot$$

$$\sqrt{\{(2Ii+1)(2If+1)(2\lambda+1)(2\lambda'+1)(2K+1)(2Kf+1)(2Ki+1)\}} \cdot \begin{pmatrix} \lambda & \lambda' & K \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} If & \lambda & Ii \\ If & \lambda & Ii \\ Kf & K & Ki \end{Bmatrix}$$

{　} は、9j 記号である。

典型的な角相関パターンを図３４に示す。γ_2 を30°,90°,および-45° で検出したときのγ_1 のθ_1 依存性が示されている。図中に示した崩壊パターンにはI_i, I_f, I_g の値およびγ_1、γ_2の多重極度λ_1、λ_2が示されている。準位｜i〉の Population Parameter $\rho(m)$は、次式で近似することができる。

$$\rho(I,m) = \exp\left(-\frac{m^2}{2\sigma^2}\right) \Big/ \sum_{m=-I}^{I} \exp\left(-\frac{m^2}{2\sigma^2}\right) \quad \cdots \quad ②$$

図３１中I_iの右隣に示されたσの値は、②式中のpopulationの分散σのことである。σ＝０は、完全整列を意味する。図３４ｂ,ｄには、それぞれ図３４ａ,ｃに対応する計算をσ＝２として行ったものを示す。σ＝２に対応したpopulationの鈍りは、§３．１．２で導入したβ_K で表すと、$\beta_2 \sim 0.8, \beta_4 \sim 0.5$ に対応する。

図３４から、γ_1 の多重極度が四重極子型（$\lambda_1=2$）の場合、その角分布は、ビーム軸と垂直な方向（$\theta_1 \sim 90°$）で小さくなり、ビーム軸に対し水平な方向で大きくなることがわかる。双極子型（$\lambda_1=1$）ではその逆の角分布となる。この性質を利用してγ_1 の多重極度λ_1 を決めることができる。ただし、四重極子型の多重極度を持つγ_2 を$\theta_2 = 90°$で検出した場合、γ_1のθ_1依存性は滑らかな関数になる。よって、ゲート用γ線（γ_2）として、９０°方向で検出された事象は解析から除くべきである。

γγ角相関の解析は、^{111}Ｓｎ，^{112}Ｓｎ，および^{114}Ｓｎに対して行われた。各実験における検出器の配置角度は§２．４に示されている。^{111}Ｓｎの場合であれば、３０°，１５０°，－４５°，および－１３５°をゲートとして用い、２種類の２次元スペクトルＡおよびＢを作った。

Ａの２次元スペクトルにおいては、ゲートされる検出器として、ビーム軸方向

近く（３０°，１５０°，－４５°，および－１３５°）に配置されたものを利用した。これは、ゲートに用いた検出器の組と同じものであるから、４×４－４＝１２通りの同時計測の順列が１つの２次元テーブルにエネルギーゲインを合わせてまとめられる。Ｂの２次元スペクトルにおいては、ゲートされる検出器として、ビーム軸に対しほぼ垂直（^{111}Ｓｎの場合は９０°だけ）に配置されたものを採用した。ここでは、４通りの同時計測の順列がこの２次元テーブルにまとめられる。

２次元テーブルの作り方については、§３．１．１の方法に従った。それぞれの２次元スペクトルから目的とするγ線にゲートを開き、γγ角相関解析用のγ線エネルギースペクトルを作った。Ａの２次元から作られるスペクトルＡにおいては、四重極子型のγ線が強調される。逆に、Ｂの２次元から作られるスペクトルＢにおいては、双極子型のγ線が強調される。

^{112}Ｓｎに対しては、－４５°に配置された検出器のエネルギー分解能が悪いため解析から除外した。^{114}Ｓｎに対しては、0°,45°,145°,および-155°をゲートとして用いた。ゲートされる検出器の組Ａには、0°,45°,145°,および-155°を採用し、ゲートされる検出器の組Ｂには、90°，および -105°を採用した。

スペクトルＡから求めたγ線のピークカウントＹ$_A$とスペクトルＢから求めたγ線のピークカウントＹ$_B$の比Ｒを表７，８および９に示す。①式から計算されるピーク面積の比Ｒ^{cal}は、次式で与えられる。

$$R^{cal} = A / B \qquad \text{---} \quad ③$$

ただし、

$$A = \sum_{\theta_1 \sim 90^\circ} \sum_{\theta_2 \neq 90^\circ} W(\theta_1, \theta_2) \cdot \varepsilon\gamma_1(\theta_1) \cdot \varepsilon\gamma_2(\theta_2)$$

$$B = \sum_{\theta_1 \neq 90^\circ} \sum_{\theta_2 \neq 90^\circ, \theta_1 \neq \theta_2} W(\theta_1, \theta_2) \cdot \varepsilon\gamma_1(\theta_1) \cdot \varepsilon\gamma_2(\theta_2)$$

ここで例えば、$\varepsilon\gamma_1(\theta_1)$は、$\theta_1$に配置された検出器の$\gamma_1$のエネルギーに対する検出効率を意味する。典型的な多重極度（図３４のａｂｃｄに対応する角相関パターン）について、^{111,112,114}Ｓｎそれぞれの場合に、Ｒ^{cal}の値を表１０に示す。（　）で示されたＲ^{cal}の誤差は、γ_1、γ_2のエネルギーを 200 keV から 1600 keV まで変化させたときの、検出効率によるＲ^{cal}の変動領域を意味する。

$\gamma\gamma$角相関からγ線強度$I\gamma$を求めるには、次式を用いた。

$$I\gamma = Y_A / \varepsilon_A + Y_B / \varepsilon_B \qquad \text{---} \quad ④$$

ここでε_A, ε_Bは次式で定義される量である。

$$\varepsilon_A = \sum_{\theta_1 \sim 90^\circ} \sum_{\theta_2 \neq 90^\circ} \varepsilon\gamma_1(\theta_1) \cdot \varepsilon\gamma_2(\theta_2)$$

$$\varepsilon_B = \sum_{\substack{\theta_1 \neq 90^\circ \\ \theta_1 \neq \theta_2}} \sum_{\theta_2 \neq 90^\circ} \varepsilon\gamma_1(\theta_1) \cdot \varepsilon\gamma_2(\theta_2)$$

③式で定義されたA，Bを用いて

$$I\gamma^{cal} = A / \varepsilon_A + B / \varepsilon_B$$

を計算したところ、この$I\gamma^{cal}$は、γ線多重極度の変化に対し、３％以内の変動しか受けないことがわかった。よって、④式を用いて求めた$I\gamma$の角相関による影響は、３％以内である。表７，８，９の誤差には、この３％も含まれている。

$\gamma\gamma$のデータから$I\gamma$を導くとき、上述の角相関の他に、アイソマーの効果を考慮した。これは、γ線の時間パルス幅が、約１５０ｎｓｅｃに限られていることと、時間スペクトルにゲートをかけるためにアイソマーを間に挟む同時計測が弱められることによる。

具体的に問題になるのは、^{110}Ｓｎの6^+（τ＝１２ｎｓｅｃ）、^{112}Ｓｎの6^+（τ＝２０ｎｓｅｃ）、および^{114}Ｓｎの7^-（τ＝１．０６μｓｅｃ）である。この効果は二通りの方法で補正した。一つは、γ線角分布の測定からγ線強度が正確にわかっている遷移のγ線強度と、$\gamma\gamma$から求めたγ線強度を比べることにより、アイソマーの影響を定量的に求めた。もう一つは、アイソマーを間に挟まない$\gamma\gamma$から求めたγ線強度とアイソマーを間に挟む$\gamma\gamma$から求めたγ線強度を比較することにより決めた。後者の方法は、角分布のデータのない^{114}Ｓｎに対して行われた。表７，８，９に示した$\gamma\gamma$から求めたγ線強度の値は、これらの補正を行った後の値であ

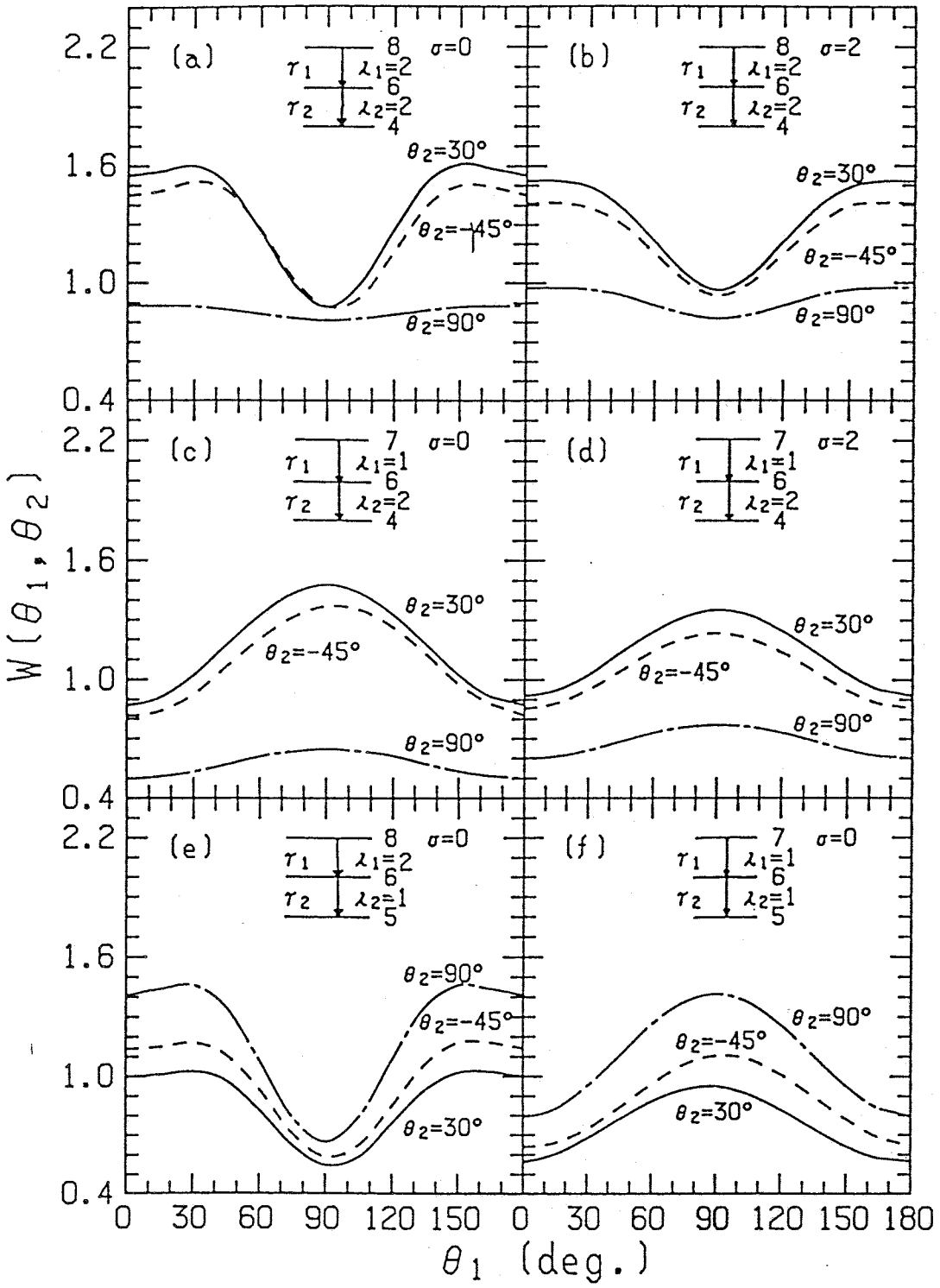


図３４　　典型的な角相関パターンの計算例。

γ_2 を θ_2 で検出したときの γ_1 の角分布（θ_1）を示す。

(a)～(f) の計算条件は、図中にそれぞれ示した。

表6

Excitation energies, assignments, energies, intensities, angular distribution coefficients in ^{110}Sn

Ex	Ii	If	Eγ	Iγ	a2	a4	Iγ[b]
1211	2^+	0^+	1211	100(3)	0.35(10)	-0.04(12)	
2196	4^+	2^+	985	89(2)	0.46(7)	-0.09(12)	
2456	(4^+)	2^+	1245	13(1)	0.57(16)	0.08(20)	
2477	6^+	4^+	281	86(2)	0.40(7)	-0.10(7)	
2753	6^+_2	6^+	276	18(1)	0.52(8)	0.00(9)	
3686	7^-	6^+	1209	47(3)	-0.10(15)	-0.03(20)	
		6^+_2	933				4(1)
3765	8^-	6^+	1287	3(1)	0.35(36)	-0.32(44)	
		6^+_2	1011[c]	14(1)	0.07(14)	-0.25(17)	9(1)
		7^-	78				
3812		6^+	1335				5(1)
3933	9^-	8^-	168	50(1)	-0.12(6)	-0.06(7)	
4003		6^+_2	1249				7(1)
4316		9^-	384[c]	5(1)	-0.37(26)	-0.65(38)	3(1)
			312	4(1)	0.79(41)	-0.13(46)	
4778	9	7^-	1092[c]	11(1)	0.33(16)	0.07(19)	4(1)
		9^-	846				8(1)
4894	10	8^-	1129	10(1)	0.51(17)	0.21(20)	
5108	11^-	9^-	1175	24(1)	0.46(10)	-0.04(11)	
5227	$10^{(+)}$	9^-	1294[c]	8(1)	-0.32(19)	-0.30(24)	6(1)
		9	449	12(1)	-0.16(11)	-0.12(14)	
		10	332				2(1)

Ex	Ii	If	Eγ	Iγ	A2	A4	Iγ [B]
5330	11^-_2	9^-	1397	12(1)	0.39(15)	-0.12(24)	
		10	436				3(1)
6036	$12^{(+)}$	$10^{(+)}$	809[E]	35(1)	0.44(13)	-0.30(15)	25(2)
6045		11^-_2	937				6(1)
		11^-	715				2(1)
6208		11^-	1100[C]	9(1)	0.04(19)	0.06(24)	6(1)
6640		11^-	1532				2(1)
6777	$14^{(+)}$	$12^{(+)}$	741[E]	24(1)	0.41(9)	-0.09(11)	22(2)
7586	$16^{(+)}$	$14^{(+)}$	809_2[E]				10(1)
8490	$18^{(+)}$	$16^{(+)}$	904[C]	11(1)	0.44(17)	-0.33(20)	7(1)
9494	(20^+)	$18^{(+)}$	1004				6(2)
Δ +0			454[C]	10(1)	0.59(13)	0.01(15)	12(2)
			286[C]	13(1)	0.36(9)	0.04(11)	7(1)
Δ +324			324[C]	9(1)	0.09(12)	-0.16(15)	6(1)
Δ +741			741_2[E]				3(1)
			417[C]	7(1)	0.25(15)	0.06(18)	3(2)
Δ +1227			486[C]	9(1)	-0.31(15)	0.13(19)	4(1)

Iγ [B] means the transition intensities deduced from γγ-coincidence

C means the presence of contamination peak of other nuclei

E means the presence of contamination peak in ^{110}Sn

表 7

Excitation energies, spin-parity assignments, transition energies, and angular correlation ratio in ^{111}Sn

Ex	Ii	If	Eγ	Iγ	R
978	$11/2^-$	$7/2^+$	978	100(4)	0.18(2)
2026	$15/2^-$	$11/2^-$	1084	92(4)	0.19(2)
2984	$19/2^-$	$15/2^-$	922	39(2)	0.20(3)
3307	$(19/2^-)$	$15/2^-$	1245	14(1)	0.22(4)
4075	$23/2^-$	$19/2^-$	1091	11(1)	0.17(4)
		$(19/2^-)$	768	22(1)	0.21(4)
4877	$27/2^-$	$23/2^-$	802	29(2)	0.20(3)
5747	$31/2^-$	$27/2^-$	870	19(1)	0.18(3)
6689	$35/2^-$	$31/2^-$	942	15(1)	0.19(4)
7684	$39/2^-$	$35/2^-$	995	11(1)	0.17(5)
8737	$(43/2^-)$	$39/2^-$	1053	7(1)	0.18(8)

Table of angular correlations for ^{111}Sn

Relative intencities for 978- and 1084-keV transitions are determined from the results of angular distributions. Intensities are normalized to the 978 keV transition of 100

表 8

Excitation energies, spin-parity assignments, energies, intensities, angular distribution coefficients, and angular correlation ratio in ^{112}Sn

Ex	Ii	If	Eγ	Iγ	a2	a4	$I\gamma^{B}$	R
1256	2^+	0^+	1257	288(5)	0.37(6)	-0.12(7)		0.30(1)
2247	4^+	2^+	990	229(4)	0.43(6)	-0.11(7)		0.35(2)
2521	4^+_2	2^+	1264	21(1)	0.26(10)	-0.11(13)		0.33(4)
2549	6^+	4^+	302	165(3)	0.34(6)	-0.11(7)		0.34(1)
2784	4^+_2	2^+	1527	33(1)	0.36(8)	-0.24(10)	30(2)	0.34(3)
2926	6^+_2	6^+	377	12(1)	0.13(25)	-0.32(30)	7(1)	0.33(5)
2946	4^+_4	2^+	1689	11(1)	0.50(15)	-0.21(19)		0.27(4)
3354	7^-	6^+	805	163(3)	-0.16(5)	-0.04(7)		0.52(2)
		6^+_2	428				6(1)	0.54(8)
3414	6^+_3	4^+	1167	82(2)	0.35(7)	-0.20(8)	54(4)	0.31(2)
		4^+_2	893	33(1)	0.27(9)	-0.10(11)	14(3)	0.40(7)
		4^+_3	630	38(1)	0.48(8)	-0.02(9)	32(3)	0.32(3)
		4^+_4	469	20(1)	0.25(13)	-0.55(17)	11(3)	0.30(3)
3430	8^-	7^-	76					
3693	9^-	8^-	263	107(2)	-0.04(5)	0.04(7)		0.45(1)
4077	8^+	6^+	663	125(2)	0.43(6)	-0.07(7)		0.30(1)
4581	10^-	8^-	1151	47(1)	0.38(9)	-0.17(11)	24(1)	0.34(4)
4680	10^+	9^-	987	37(1)	-0.35(9)	-0.04(13)		
		8^+	602				3(1)	
4819	10^+_2	8^+	741	111(2)	0.32(6)	-0.16(7)		0.30(1)
4928	11^-	9^-	1235	61(1)	0.17(7)	-0.09(8)	47(2)	0.35(3)

Ex	Ii	If	Eγ	Iγ	a2	a4	Iγ[B]	R
5307	(11^-)	9^-	1614				3(1)	
		10^-	726				4(1)	0.85(27)
5510	(12^-)	10^-	929				5(1)	
		11^-	583				1(1)	0.58(19)
		(11^-)	203				3(1)	0.54(10)
5564	12^+	10^+	884	26(1)	0.40(11)	-0.35(14)	23(2)	0.33(6)
		10^+_2	745	67(1)	0.44(7)	-0.16(9)		0.30(2)
5630	(12^-)	10^-	1049				5(3)	0.27(8)
		11^-	702				2(1)	
5684	12^+_2	10^+	1004				7(1)	
		10^+_2	865	36(1)	0.38(9)	-0.15(11)		0.31(3)
5711		10^+	1031				1(1)	
5821	(13^-)	11^-	893_2				8(1)	0.28(6)
		(12^-)	311				3(1)	0.45(9)
5873	(13^-)	(12^-)	363				9(1)	0.42(6)
6304	(14^-)	(12^-)	794				2(1)	0.34(11)
		(13^-)	430				3(2)	0.49(7)
6362	14^+	12^+	798	93(2)	0.37(7)	-0.17(8)	82(6)	0.34(2)
		12^+_2	678				1(1)	
6399	13^-	11^-	1471	20(1)	0.31(12)	-0.28(15)		0.32(5)
		11^-	688				2(1)	
6484	(14^+)	12^+	921	40(1)	0.46(8)	-0.03(10)	14(1)	0.33(7)
		12^+_2	801				10(6)	
6741	14^+	12^+_2	1057				14(1)	0.29(7)
		14^+	379				2(1)	
6790	14^+	12^+_2	1106				5(1)	0.25(10)

Ex	Ii	If	Eγ	Iγ	a2	a4	Iγ[B]	R
7100	(15^+)	(14^+)	616				7(1)	0.57(10)
		14^+	359				5(1)	0.39(9)
7121		(14^+)	637	10(1)	0.29(17)	-0.57(23)		0.37(10)
7208	15^-	13^-	809	26(1)	0.49(12)	-0.30(15)	18(1)	0.25(5)
7213	16^+	14^+	851	61(1)	0.22(8)	-0.14(11)		0.34(3)
8084	17^-	15^-	876	17(1)	0.22(14)	-0.39(18)	13(1)	0.26(7)
		16^+	871				2(1)	
8114		(15^+)	1014	16(1)	-0.50(14)	0.17(19)		0.38(11)
8145	18^+	16^+	932	39(2)	0.44(15)	0.10(18)	31(3)	0.35(4)
9046	19^-	17^-	962	22(1)	0.42(14)	-0.05(17)	11(2)	
9184	20^+	18^+	1039				12(1)	0.34(8)
10077	21^-	19^-	1031				3(1)	
10332	22^+	20^+	1148				4(1)	

Iγ[B] means the transition intensities deduced from γ γ-coincidence

表 9

Excitation energies, assignments, energies, intensities, angular correlation ratio in ^{114}Sn

Ex	Ii	If	Eγ	Iγ	R
1300	2^+	0^+	1300	100	0.86(3)
2189	4^+	2^+	888	69.2(22)	0.91(1)
2275	3^-	2^+	975	7.5(12)	1.20(11)
2614	4^+_2	2^+	1314	19.6(7)	0.94(4)
		(2^+)	375	1.2(2)	0.94(19)
2614	4^+_3	2^+	1465	1.2(3)	
2815	5^-	4^+	628[c]	70.8(22)	1.34(3)
		3^-	540	9.6(8)	
3087	7^-	5^-	272	54.8(17)	0.78(2)
3189	6^+	4^+	1001	4.3(4)	0.89(11)
		4^+_2	574	16.4(4)	0.87(4)
		4^+_3	423	1.5(2)	0.53(18)
3190	8^-	7^-	103	14.4(4)	1.26(6)
3511	9^-	8^-	321	28.2(11)	0.93(2)
3871	8^-	6^+	682	17.6(4)	0.77(2)
4139	10^+	9^-	629[c]	70.8(22)	1.34(3)
4673	10^+_2	8^+	801	13.8(5)	0.82(4)
4963		9^-	1453	4.8(3)	
5182	12^+	10^+	1042	18.8(4)	0.75(2)
5548	12^+_2	10^+_2	875	7.6(4)	0.88(4)
5921	14^+	12^+	739	4.0(3)	0.62(8)

Ex	Ii	If	Eγ	Iγ	R
6046	14^{+}_{2}	12^{+}	864	10.6(4)	0.70(4)
		14^{+}	124	< 1	
6266		14^{+}	345	1.5(1)	1.08(17)
6342	14^{+}_{3}	12^{+}_{2}	794	4.4(4)	0.68(5)
6551		14^{+}_{2}	505	6.4(3)	0.90(6)
			285	0.7(1)	1.10(20)
6925		14^{+}_{2}	879	< 1	
			374	2.2(2)	1.05(15)
7205	16^{+}	14^{+}_{2}	1159	6.3(4)	0.89(7)
		14^{+}_{3}	863	4.0(4)	0.68(6)
8143	18^{+}	16^{+}	938	2.7(3)	0.91(12)
9196	(20^{+})	18^{+}	1053	1.3(1)	
10360	(22^{+})	(20^{+})	1164	1.0(1)	

C means the presence of contamination peak in ^{114}Sn

表１０

Angular correlation ratio R^{cal}

defeined in eq. ③

for ^{111}Sn, ^{112}Sn, ^{114}Sn

	λ_1	λ_2	σ	R(^{111}Sn)	R(^{112}Sn)	R(^{114}Sn)
a)	2	2	0	0.13(3)	0.25(3)	0.73(4)
b)	2	2	2	0.16(3)	0.30(3)	0.82(4)
c)	2	1	0	0.31(6)	0.62(6)	1.73(8)
d)	2	1	2	0.28(6)	0.57(6)	1.58(8)

λ_1 means the multipolarity of gating γ-ray

λ_2 means the multipolarity of gated γ-ray

σ means the dispersion of the initial state

R means the angular correlation ratio defined in eq. ③ in which detection efficiency is corrected

３．１．４　寿命測定

^{110}Ｓｎおよび^{112}Ｓｎの励起準位に対し反跳核飛行距離測定法により寿命測定を行った。実験は４回（＃１～＃４）行われ、その実験条件については§２．６で説明された。イベントモードで取り込まれたデータからγ線スペクトルを作る方法については、§３．１．２の方法を用いた。ここで作られるγ線スペクトルは、中性子１個以上と同時計測関係にあり、かつ、”chance”の補正が行われている。

図３５は、^{93}Mo(^{16}O,4n)^{110}Sn 反応を用いた反跳核飛行距離測定法による実験＃１で得られたスペクトルの例である。^{110}Sn における 1011 keV（$8^- \rightarrow 6^+$），1175 keV（$11^- \rightarrow 9^-$），1209 keV（$7^- \rightarrow 6^+$），および 1211 keV（$2^+ \rightarrow 0^+$）遷移が、ターゲット・ストッパー間距離Ｄと共に変化する様子が示されている。図３５上段で”Pb backing”と表示されたスペクトルは、鉛バッキング付きの^{93}Moターゲットより得られたスペクトルである。ここでは、ターゲットから飛び出してシフテッドピークとなるγ線はない。中段および下段のスペクトルにおいて検出器は後方約140°に配置されているので、シフテッドピークが低エネルギー側にシフトしているのが見られる。

図３６は、^{100}Mo(^{16}O,4n)^{112}Sn 反応を用いた反跳核飛行距離測定法による実験＃４で得られたスペクトルの例である。^{112}Sn における回転バンドのメンバーである 663 keV（$8^+ \rightarrow 6^+$），741 keV（$10^+ \rightarrow 8^+$），および 745 keV（$12^+ \rightarrow 10^+$）遷移が、Ｄと共に変化する様子が示されている。ただし、図３６における横軸は、マイクロメーターの読みそのままの値である。上段は、ターゲット・ストッパー間距離約 80 μｍでのスペクトルであり、下段は、約 160 μｍでのスペクトルである。

このようなスペクトルから、ストップドピークのγ線強度I_{STOP}（I_0）とシフテッドピークのγ線強度I_{SHIFT}（I_s）を求めた。ターゲット・ストッパー間距離Ｄに対して、ピークの面積比 $I_0/(I_0+I_s)$ の変化する様子を図３７，３８に示す。I_s が精度よく決まらないピークに対しては、分母の I_0+I_s の代わりに、ビーム量を用いて I_0 を規格化した。具体的には、ビーム量に比例するピークの面積を用いて行った。

$I_0/(I_0+I_s)$は、寿命τと次の関係で結ばれる。

$$\frac{I_0}{I_0+I_s} = \exp\left(-\frac{D}{V_z\cdot\tau}\right) \quad --- \quad ①$$

ここでV_zは、ターゲット・ストッパー間を走る残留核の速度のビーム軸成分である。この式は、上の準位の feeding time が、問題にしている準位の寿命に比べて無視できないほど長い場合には、その効果を含むように変更される。また、ターゲット・ストッパー間距離の絶対値はその相対値に比べて精度よく実験的に決まらない。よって、真のターゲット・ストッパー間距離Dとマイクロメーターの読みdを結び付ける

$$D = d + b$$

となるような定数パラメーターbを解析段階で導入した。

一般的に、feed する準位がある場合①式は、

$$\frac{I_0}{I_0+I_s} = \sum_k B_K\left[\sum_i\left(\prod_{j}\frac{\tau_{ki}}{\tau_{ki}-\tau_{kj}}\right)\cdot\exp\left(-\frac{d+b}{\tau_{ki}\cdot V_z}\right)\right] \quad --- \quad ②$$

となる[Ale78]。ここでB_Kは、feed する準位が複数系列ある場合の各系列の重み（上からの分岐比）を表す。τ_{ki}は、K系列i番目の準位の寿命である。

τ_{ki}およびbをフリーパラメーターとし、χ^2を最小とする値をサーチした。②式中で考慮している準位の内、実験的にI_0, I_sを求めることのできるγ線遷移が2つ以上ある場合には、それぞれのデータに対するパラメーターサーチの段階で、対応するパラメーターτ_{ki}およびbが、それぞれ一致するようにした。

－　中性子放出による残留核の速度変化　－

この解析で必要になるV_zは、複合核の中性子放出による反跳とターゲット中でのエネルギー損失により初期速度とは異なったものになる。中性子をN個放出した後のV_z分布$\rho(V_z)$は、次式で近似的に与えられる。

$$\rho(V_z) = (\text{定数})\cdot\exp\left[\frac{-M^2}{2k\cdot T\cdot m}\cdot\frac{(V_z-V_0)^2}{N}\right] \quad --- \quad ③$$

ここでMは中性子を放出する核の質量、mは中性子の質量、kはボルツマン定数、Tは中性子を放出する核の温度、V_0は中性子放出前の複合核の初期速度である。Tの値は、"CASCADE"（§2．2）で計算された蒸発中性子のエネルギー分布を再現するように決めた。この値は、1.7 MeV であった。T = 1.0, 1.7, 3.0 MeV の3通りに対応する速度分布 $\rho(V_z)$ を求め、寿命の解析を行ったところ、T = 1 MeV と T = 3 MeV で寿命は 0.6 % しか変わらず、中性子放出の寿命に与える影響は無視できることがわかった。中性子放出は、ビーム速度の広がりを大きく変化させるが、その重心は変えないので寿命への影響は小さかったと考えられる。

－ ターゲットによる残留核の速度変化 －

ターゲット中での残留核のエネルギー損失およびその広がりを見積もるに当たっては、モンテカルロプログラム "MCDS"の与えるシフテッドピークの形と実験的に得られたシフテッドピークの形を比較する方法を用いた。"MCDS"[Cur69]は、残留核がγ線を放出するときの残留核の速度をモンテカルロ法により計算する。さらに、標準線源あるいはストップドピークから得られるγ線ピークの形と検出器の角度を指定することにより、指定した角度の検出器が観測するであろうシフテッドピークの形を計算する。

このプログラム中、残留核のターゲット中での stopping power は、次式で与えられる。

$$\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right) = f_e \cdot \left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_e + f_n \cdot \left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n \quad \text{--- ④}$$

④式中$(d\varepsilon/d\rho)_e$および$(d\varepsilon/d\rho)_n$はそれぞれＬＳＳ理論[Lin63]で与えられる electronic stopping power および nuclear stopping powerである。f_eおよびf_nは、フリーパラメーターとして扱い、計算されたシフテッドピークの形が実験的に得られたシフテッドピークの形と一致するように、f_eおよびf_nを決めた。

用いるべきシフテッドピークとしては、適当な寿命を持つ準位からのγ線を利用しなくてはならない。寿命が短すぎると（$\tau \leq 0.5$ psec ）ターゲットを突き

抜ける前にγ線を放出するため、エネルギー損失を小さく見積ってしまう。逆に、ストッパーで止まってからγ線を放出するほど寿命が長いと、シフテッドピークは速度の遅い残留核だけを起源とするので、速度を小さく見積ってしまう。この要求を満たすγ線として、^{110}Sn に対しては 1175 keV ($11^- \rightarrow 9^-$)、^{112}Sn に対しては 1167 keV ($6^+ \rightarrow 4^+$) を採用した。

こうして決定した $f_e \sim 1.3 \pm 0.1$, $f_n \sim 0.7 \pm 0.2$ に対し計算された残留核の速度分布を寿命解析に用いた。f_e および f_n の持つ誤差が寿命に与える影響を調べたところ、677 μg/cm^2 厚の^{100}Mo ターゲットに対しては、寿命に 3 % の変化をもたらし、それより厚い 950 μg/cm^2 厚の ^{98}Moターゲットに対しては、5 % の変化をもたらすことがわかった。

表１１に得られた寿命を示すが、その誤差としては、統計誤差およびピーク・フィット時に生じる誤差の他に、feeding time の不確定さからくる誤差、f_e および f_n からくる誤差を含んでいる。

表１１　^{110}Ｓｎおよび^{112}Ｓｎにおける励起準位の寿命と　換算遷移確率

Nuclide	Ex(keV)	τ [psec]	Eγ	J_i^π	J_f^π	δ	B(M1) [0.01μ_n^2]	B(E2) [e^2fm^4]
^{110}Sn	5108	75 ±23	1175	11^-	9^-			4.8±1.5
	4894	τ < 30	1129	10^-	8^-			
	3923	175 ±27	168	9^-	8^-	0.07(2)[a]	$6.0^{+1.1}_{-0.8}$	150^{+100}_{-80}
	3765	1.67±0.14[b]	78	8^-	7^-	0.05(3)[c]	2.7±0.3	160^{+240}_{-100}
			1011	8^-	6^+			6.5±0.8[d]
			1287	8^-	6^+			0.6±0.1[d]
^{112}Sn	4928	τ < 30	1235	11^-	9^-			4.8±1.5
	4581	τ < 30	1151	10^-	8^-			
	3693	68 ± 9	263	9^-	8^-	0.14(1)[a]	$4.3^{+0.7}_{-0.5}$	175±35
	3430	0.90±0.05[b]	76	8^-	7^-	0.04(3)[c]	6.5±0.4	260^{+530}_{-250}
	6399	τ < 15	1471	13^-	11^-			
	5684	τ < 30	865	12^+	10^+			
	5564	τ < 30	745	12^+	10^+			
	4819	0.8<τ<0.6	741	10^+	8^+			(1.0±0.6)×10^3
	4077	3.9<τ<17.9	663	8^+	6^+			(2.7±1.8)×10^3

a ; [Poe80] のデータとの重み付き平均値　　b ; [nsec]

c ; [Poe80] からの抜粋　　d ; B(M2)値　[μ^2fm^2]

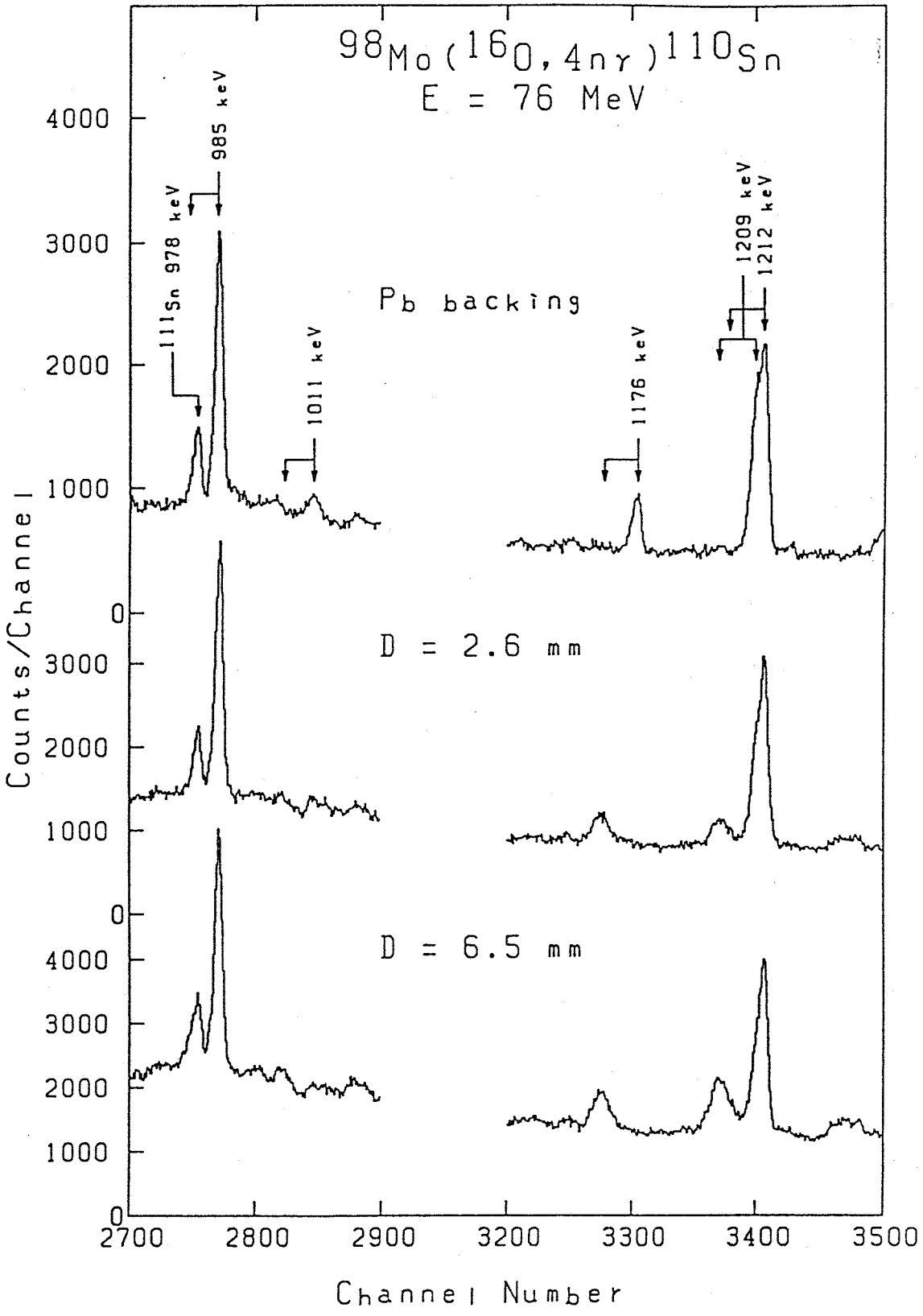


図３５　　$^{98}Mo + ^{16}O$ 反応において、中性子１個以上と同時計測された Ge 検出器による γ 線スペクトル

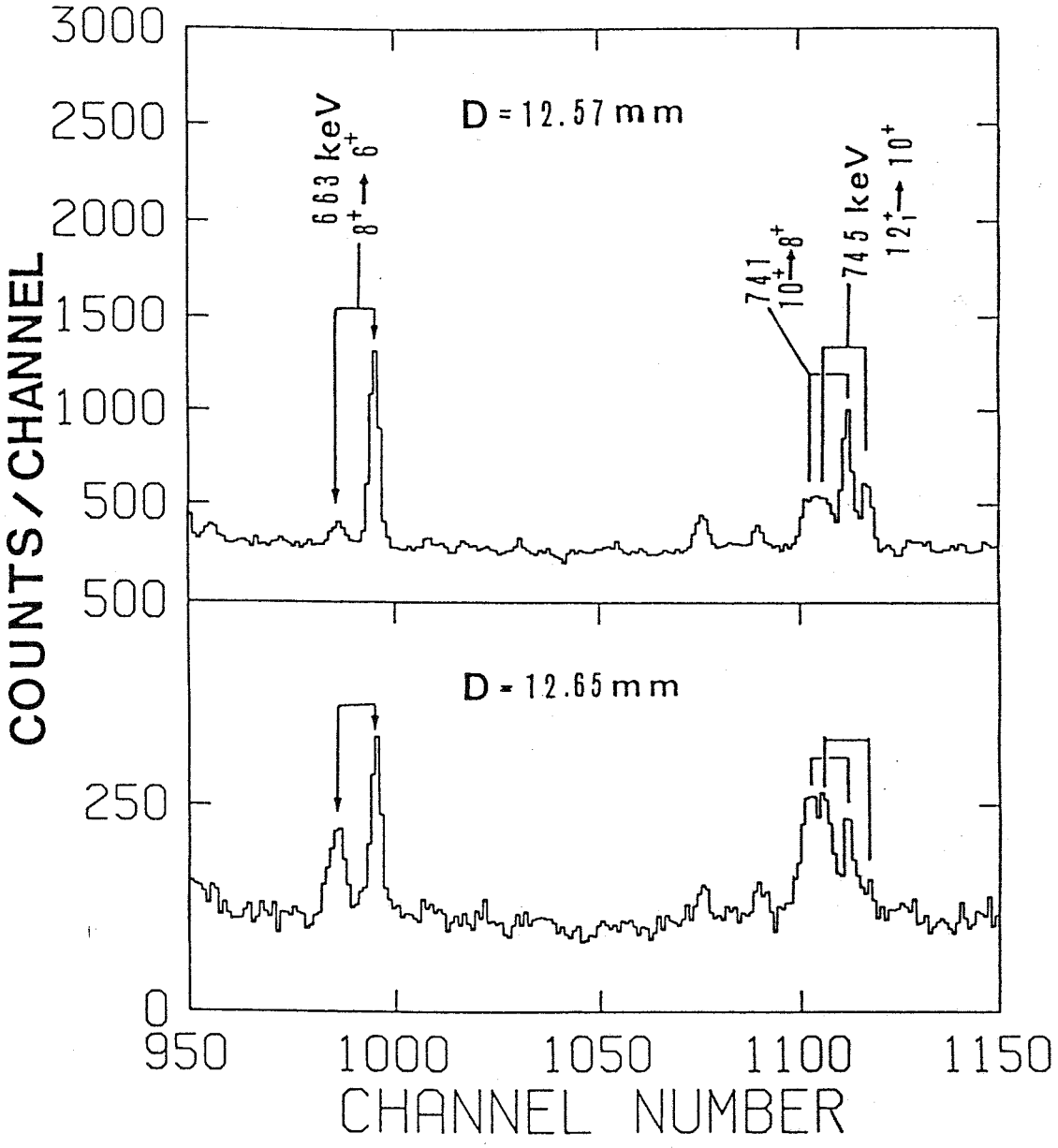


図３６　　$^{100}Mo + ^{16}O$ 反応において、中性子１個以上と同時計測された BGOACS によるγ線スペクトル

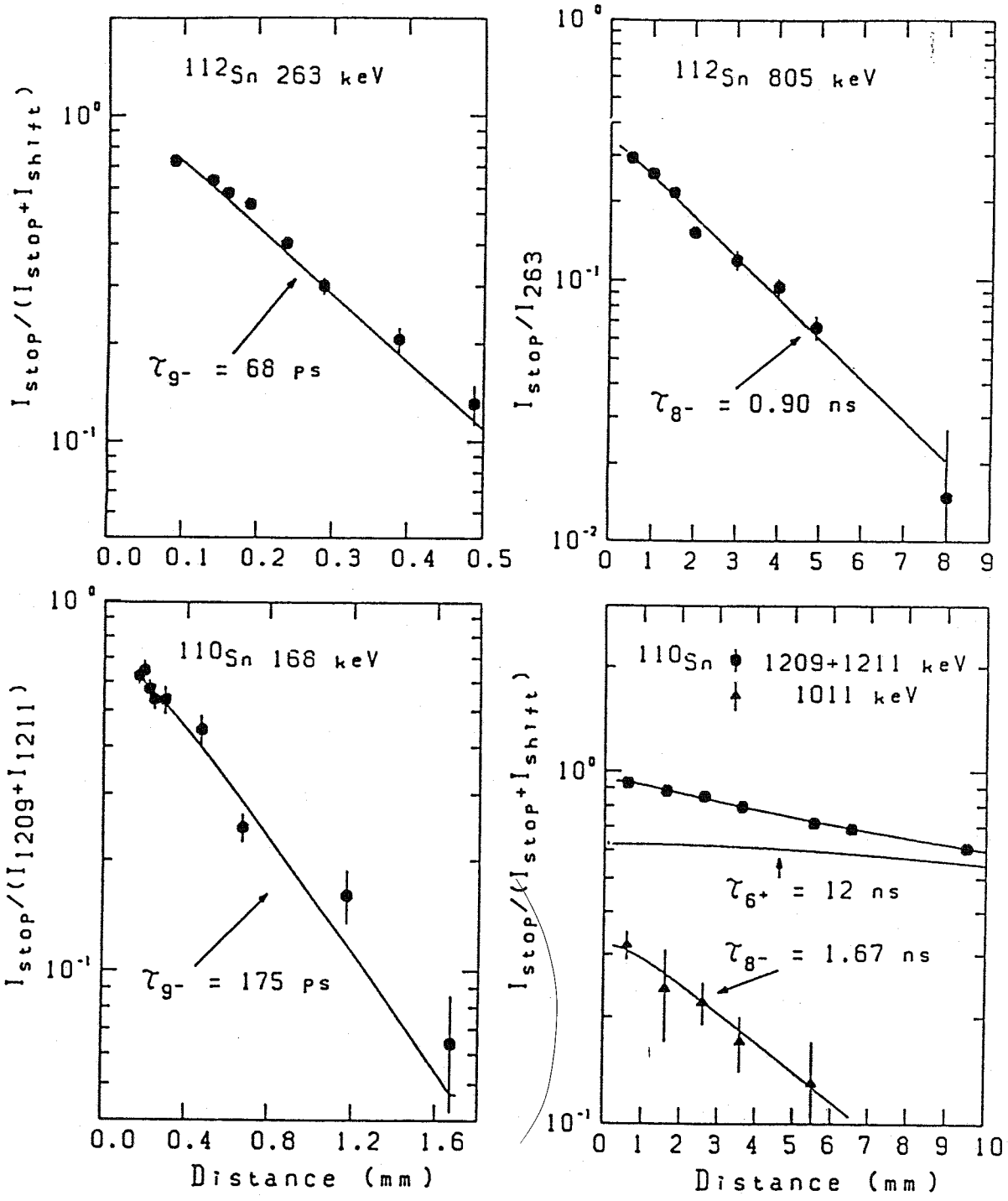


図３７　^{110}Sn および ^{112}Sn における 9^- および 8^- 準位からの崩壊曲線
^{110}Sn の 1209 keV に対する実験点は、 1211 keV ($2^+ \rightarrow 0^+$) を含んでいる。1211 keV の decay time (6^+ の 12 nsecで決まる) を差し引いた結果が、$\tau(8^-)$=1.67 ns と示した実線である。これは、8^- からの 1011 keV に対する実験点（黒三角）と一致している。

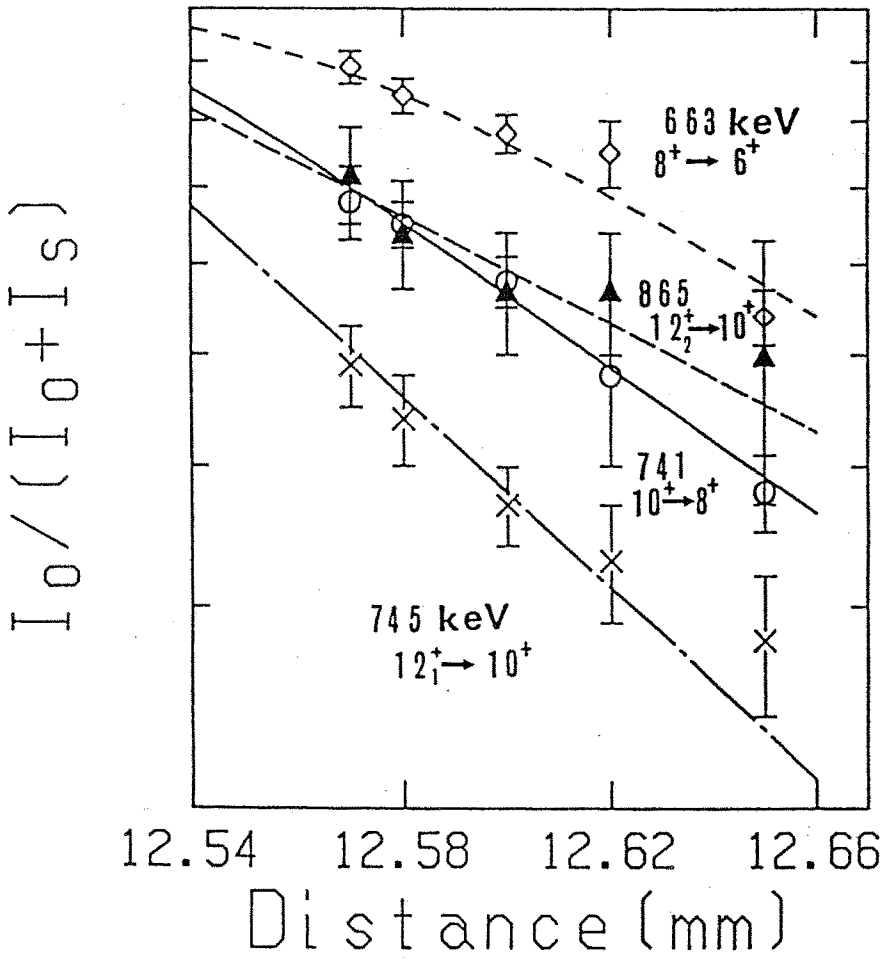


図３８　^{112}Sn における回転バンドメンバーからの崩壊曲線

３．２　　励起準位の同定

３．２．１　　^{110}Ｓｎ

図３９に ^{110}Sn の準位図を示す。この図は、本研究で得られた全ての準位を含んでいる。図４０ａは、^{98}Mo + ^{16}O 反応で得られたγγ同時計測の all gate spectrum である。^{110}Sn 起源のγ線 281, 985, 1209, 1211 keV 等の他に、競争チャンネルである ^{110}In, ^{107}Cd, ^{108}Cd, ^{111}Sn からのγ線も見られる。しかしながら、主チャンネルは、^{110}Sn である。

^{110}Sn の高スピン準位に関しては、我々の実験の前には、[Poe80,Bro79]の報告がある。そこでは、励起エネルギー 5.335 MeV （１１$^-$）までの準位が同定されている。図４０ｂは、^{98}Mo + ^{16}O 反応で得られた 1211 keV ゲートスペクトルであるが、そこには、彼らの報告したγ線が、はっきりと見える。彼らの準位図と我々の準位図は、次の３点を除き一致する。

１）　彼らは、$6^+ \rightarrow 4^+$の遷移エネルギーを 282.9 keV としているが、これは正しくは、281.0 keV である。この原因は、彼らも指摘しているように、彼らのスペクトルには、^{110}In の $1^+ \rightarrow 2^+$(283 keV)が ^{110}Sn の $6^+ \rightarrow 4^+$ (281 keV) と重なっていたためと考えられる。

２）　彼らは、7^- の励起エネルギーを 3692.0 keV としている。7^-の励起エネルギーは、6^+の励起エネルギーとＥγ（$7^- \rightarrow 6^+$）の和となるべきである。彼らのデータを用いると、7^-の励起エネルギーは、3689.3 keV となり、明らかに、足し算のミスを犯している。この結果、彼らの準位図は、7^- より上では全て 3 keV ずれている。１）で述べた 281keV を 283 keV としていたことと合わせると、真の値と 5 keV のずれを生じている。

３）　彼らは、324.6 keV と 487.1 keV のγ線を両方とも、6^+ の上に同定している。しかし、我々のデータでは、324 keV と 487 keV は同時計測関係にあり、彼らの同定と矛盾がある（図４３Ｘ）。

次に、励起エネルギー 5 MeV 以上の領域で、新たに同定された準位に関して議論する。

☆ 4003 keV および 4316 keV 準位

4003 keV 準位は、初めて見いだされた準位である。312 keV および 1249 keV ゲートのスペクトルでは、$6^+_2 \rightarrow 6^+$の 276keV が強く見える（図４３Ｘ）。また、312 keVと 1249 keV のγ線も同時計測関係にある。この事実と、γ線強度関係

$$I\gamma(312\ keV) < I\gamma(1249\ keV)$$

より、1249 keV を 312 keV の下流に同定した。

以上により、^{110}Sn の 4003 keV と 4316 keV 準位を同定した。4316 keV 準位の存在は、384 keVのγ線によっても確認された。この4316keV 準位は、[Poe80] で言うところの 4321.7 keV 準位[$10^{(-)}$]に対応する準位である。

☆ 4778 keV および 5227 keV 準位

両方とも、初めて見いだされた準位である。4778 keV 準位の存在は、846 keV と 1092 keV という２本のγ線によって確認された。 ここで、1092 keV は、^{108}Cd, ^{111}Sn および ^{110}Sn、それぞれに起源を持つ３重のγ線である。^{108}Cd 中の 1092 keV は、角分布の係数が報告されているので[Sam78]、その寄与を差し引くと、

$$A2 = 0.58 \pm 0.17$$

$$A4 = 0.09 \pm 0.20$$

となる。^{110}Sn と ^{111}Sn の割合は、50 % ずつであることが、γγ同時計測によるγ線強度により求まり、^{110}Sn および ^{111}Sn の 1092 keV の両方とも四重極型の角分布であることがわかった。このことから、4778 keV 準位のスピンを 9 と同定した。nγ角相関で決まるγ線強度を、γγ同時計測で得られたγ線強度と比較するにあたり、nγ角相関の実験では、中性子を検出することにより ^{110}Sn のγ線が ^{111}Sn のγ線より強調されるという効果の補正を行った。

5227 keV 準位は、332, 1294, 449 keV という３本のγ線から存在が確認された。449 keV は双極子型の角分布であることと、1294 keV も双極子型の角分布であることから、5227 keV のスピンを 10 と同定した（図４３Ｙ）。

この準位は、重い Sn 同位体で見いだされている中性子の２準粒子励起準位 10^+ と類似性があり（§４．１０参照）、よってこの準位のパリティをプラスと同定した。

☆　6045 keV, 6208 keV および 6640 keV 準位

何れも、初めて見いだされた準位である。6045 keV 準位は、937 keV 、および 715 keV の２本のγ線から確認された（図４３Ｚ）。

☆　6036 keV, 6777 keV, 7586 keV, 8490 keV および 9494 keV 準位
（回転バンド）

何れも、初めて見いだされた準位である。809 keVは、^{110}Sn に２本と、^{110}In に１本存在し、３重のピークである（図４１）。γγおよびnγのデータを用いて、^{110}Sn における 809_1 と 809_2 のγ線強度を求めた。741 keV は、^{110}Sn 中に２本存在する。γγのデータを用いて、このバンド内の 741 keV とバンド外の 741 keV 、それぞれのγ線強度を求めた。

809_1, 741, 809_2 および 904 keV のγ線は、四重極型の角分布であることが確認された。よって、6036, 6777, 7586 および 8490 keV 準位のスピン・パリティを $12^{(+)}$, $14^{(+)}$, $16^{(+)}$, $18^{(+)}$と同定した。1004 keV γ線の角分布は得られなかったが、このγ線に基づき同定された 9494 keV 準位は、この回転バンドのエネルギー規則、$E_I = I\cdot(I+1)$ によく従うので、回転バンドのメンバーと考え、(20^+) と同定する。　正パリティと予想したのは、^{112}Sn において同定された正パリティバンドとの類似性に基づく。

☆　Δ-454, Δ-286, Δ, Δ+741 および Δ+1227 keV 準位

この一連の準位群は、^{110}Sn とは、わかったが、準位図に組み込めなかったものである。この準位群からの遷移の一部は、5330 keV (11^-) 準位に崩壊することが確認された。486 keV および 324 keV のγ線は、[Poe80]では、2477 keV(6^+) 準位の上に同定されているが、この２本のγ線は、準位図の左上に示した同時計測関係があるので、[Poe80]の同定とは、矛盾がある。

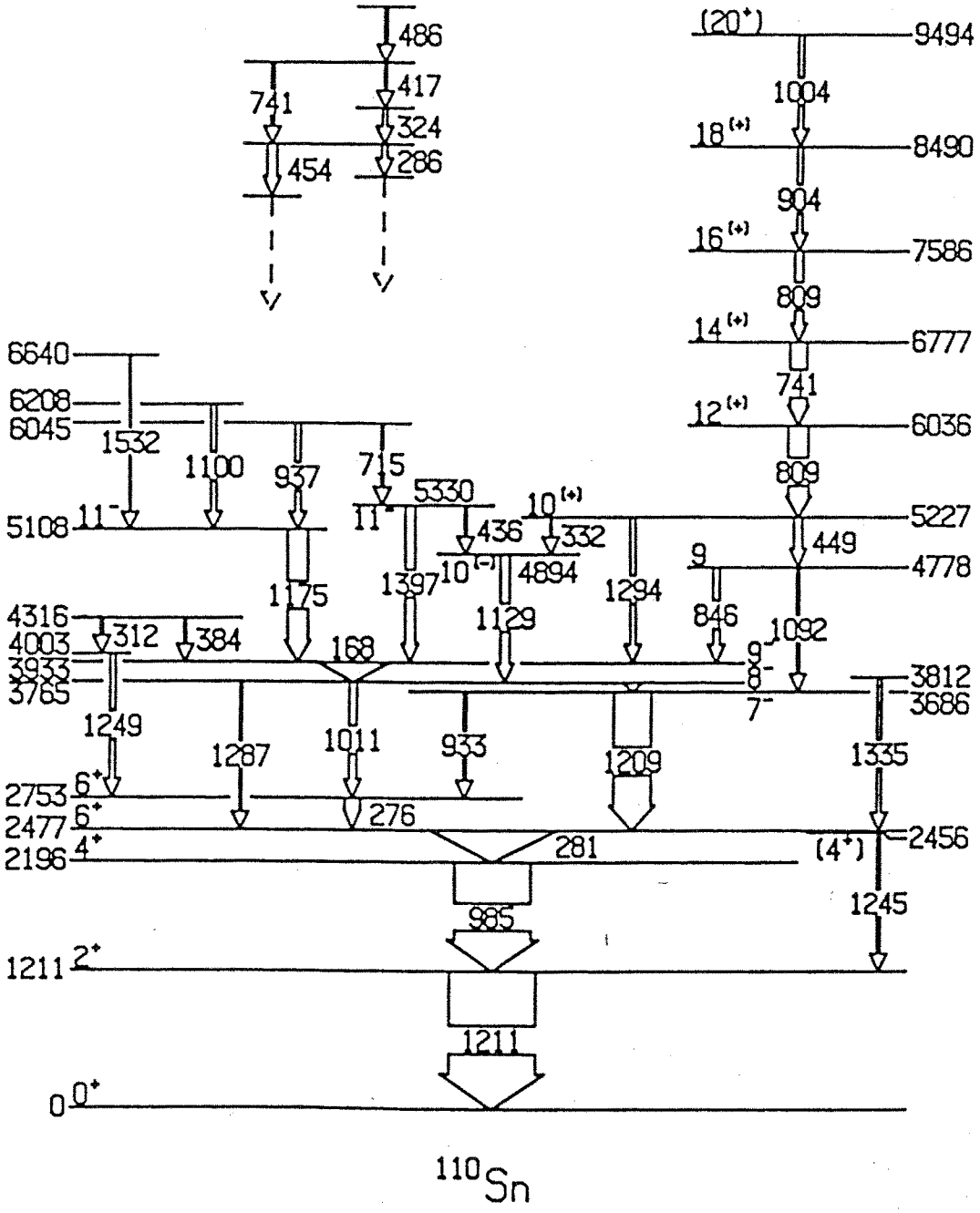


図３９　　^{110}Ｓｎの準位図

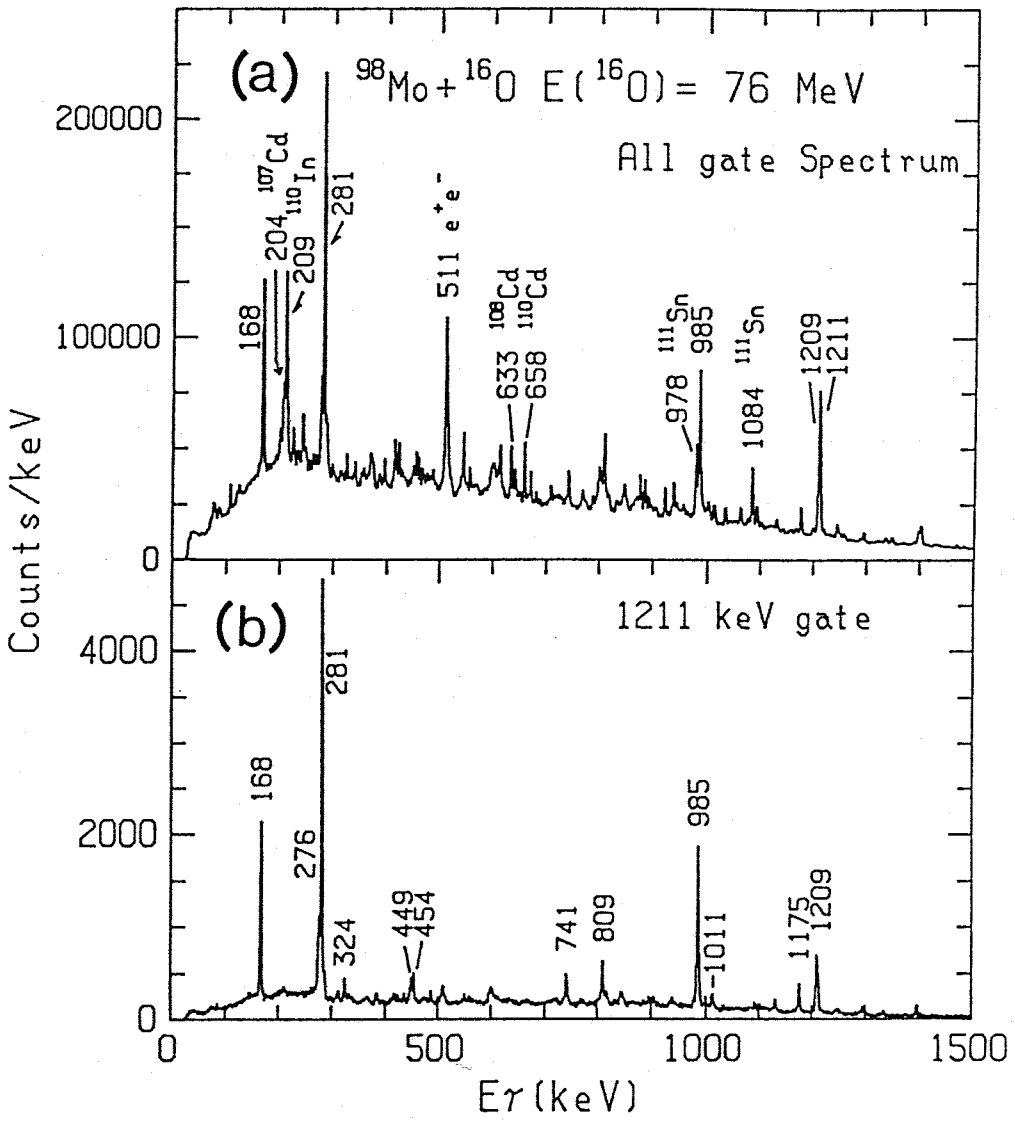


図４０　　$^{98}Mo + ^{16}O$ におけるγγ同時計測スペクトル

これらは、chance および background の補正を行っている。

(a)　All gate spectrum

(b)　1211-keV gate spectrum

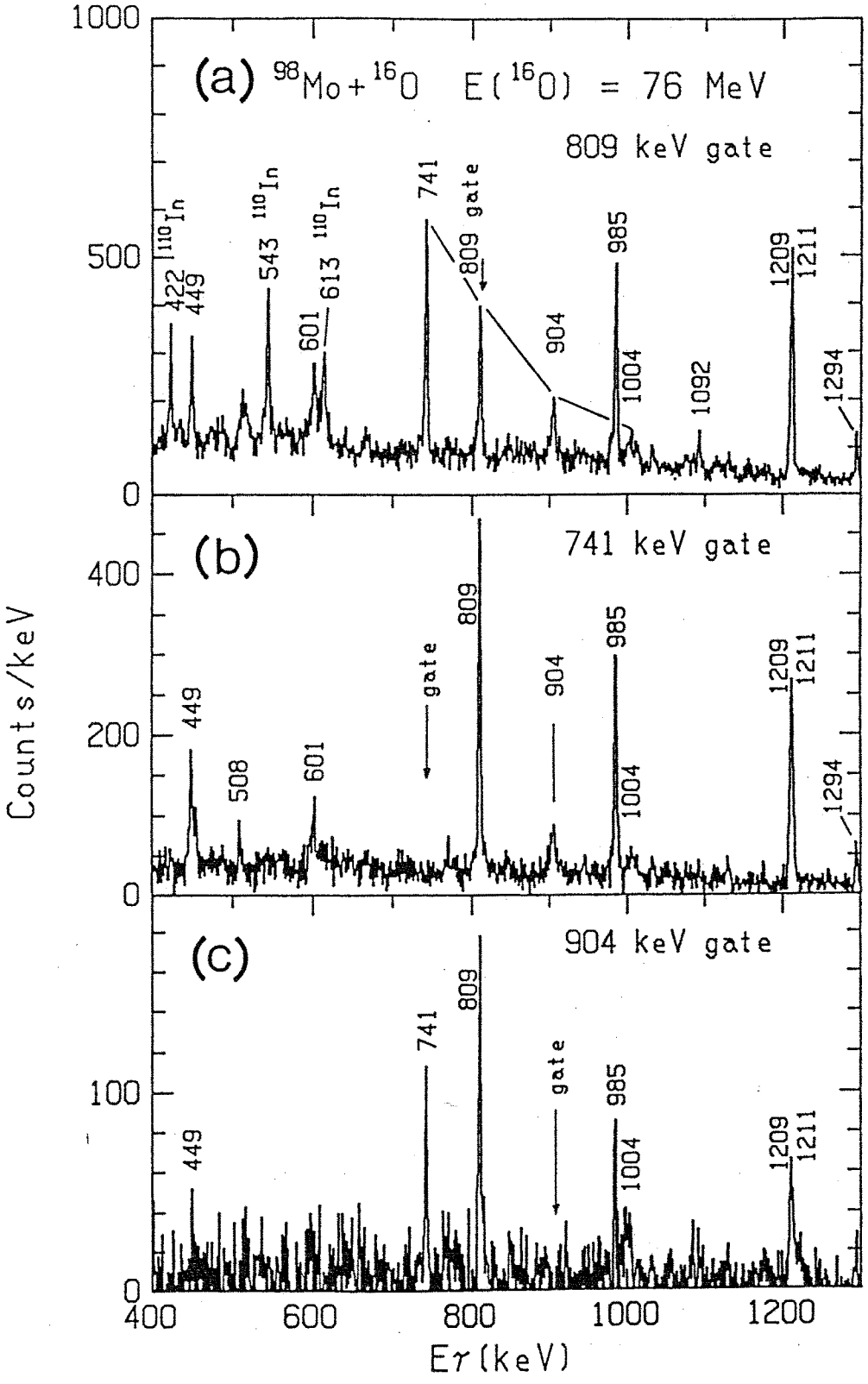


図４１　　図４０の注参照

(a)　809-keV gate spectrum

(b)　741-keV gate spectrum

(c)　904-keV gate spectrum

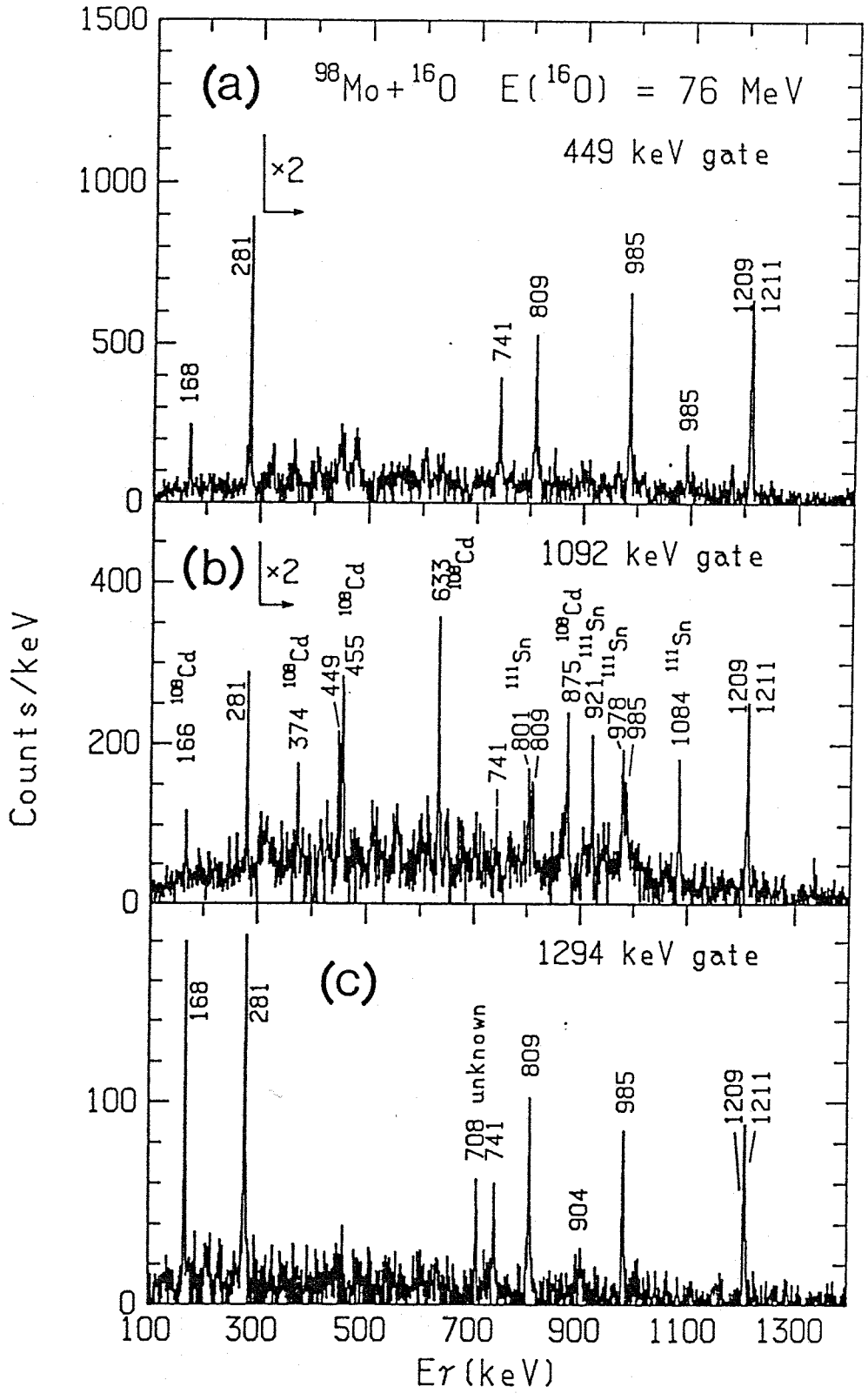


図４２　　図４０の注参照

(a)　449-keV gate spectrum

(b)　1092-keV gate spectrum

(c)　1294-keV gate spectrum

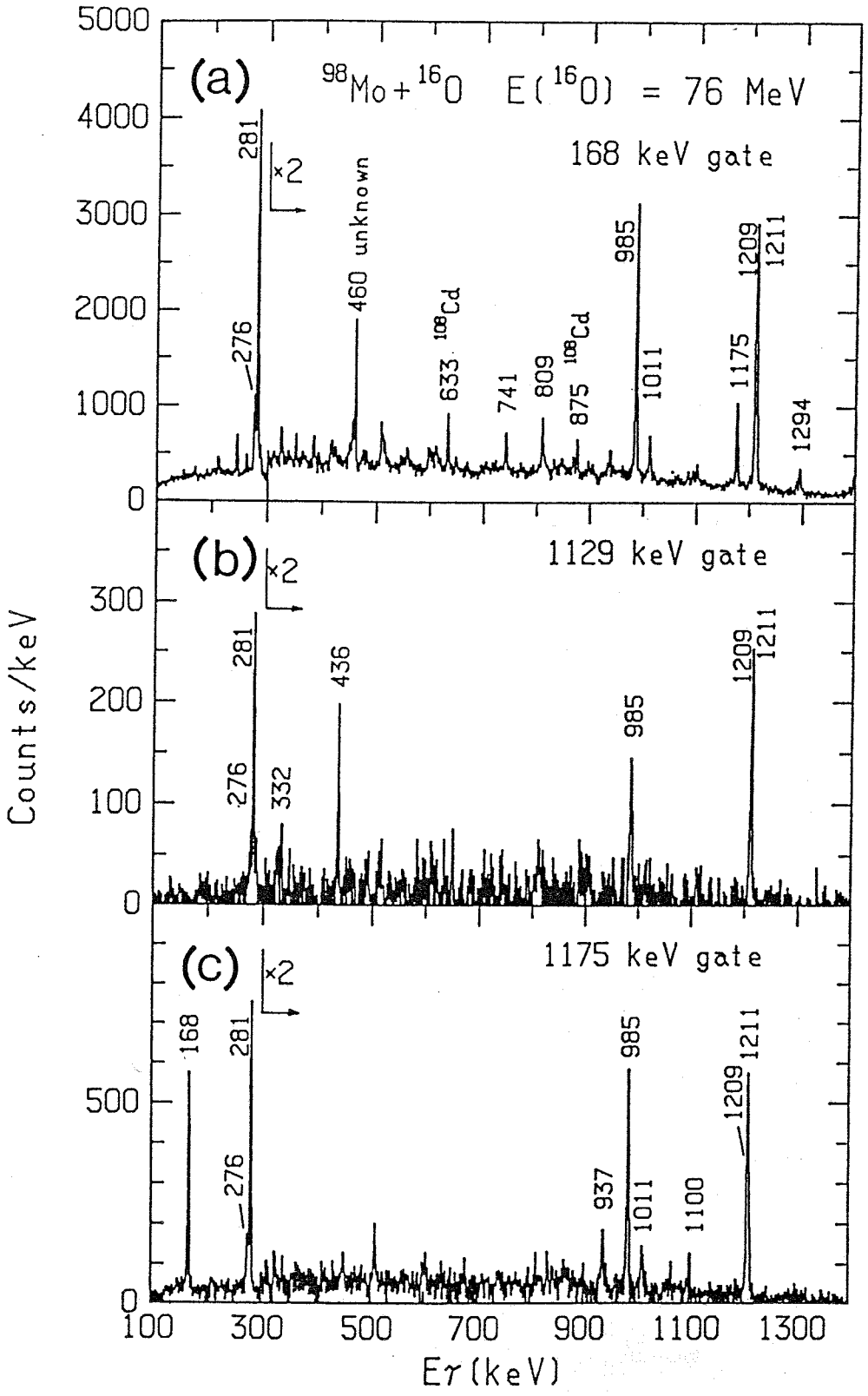


図４３　　図４０の注参照

(a)　168-keV gate spectrum

(b)　1129-keV gate spectrum

(c)　1175-keV gate spectrum

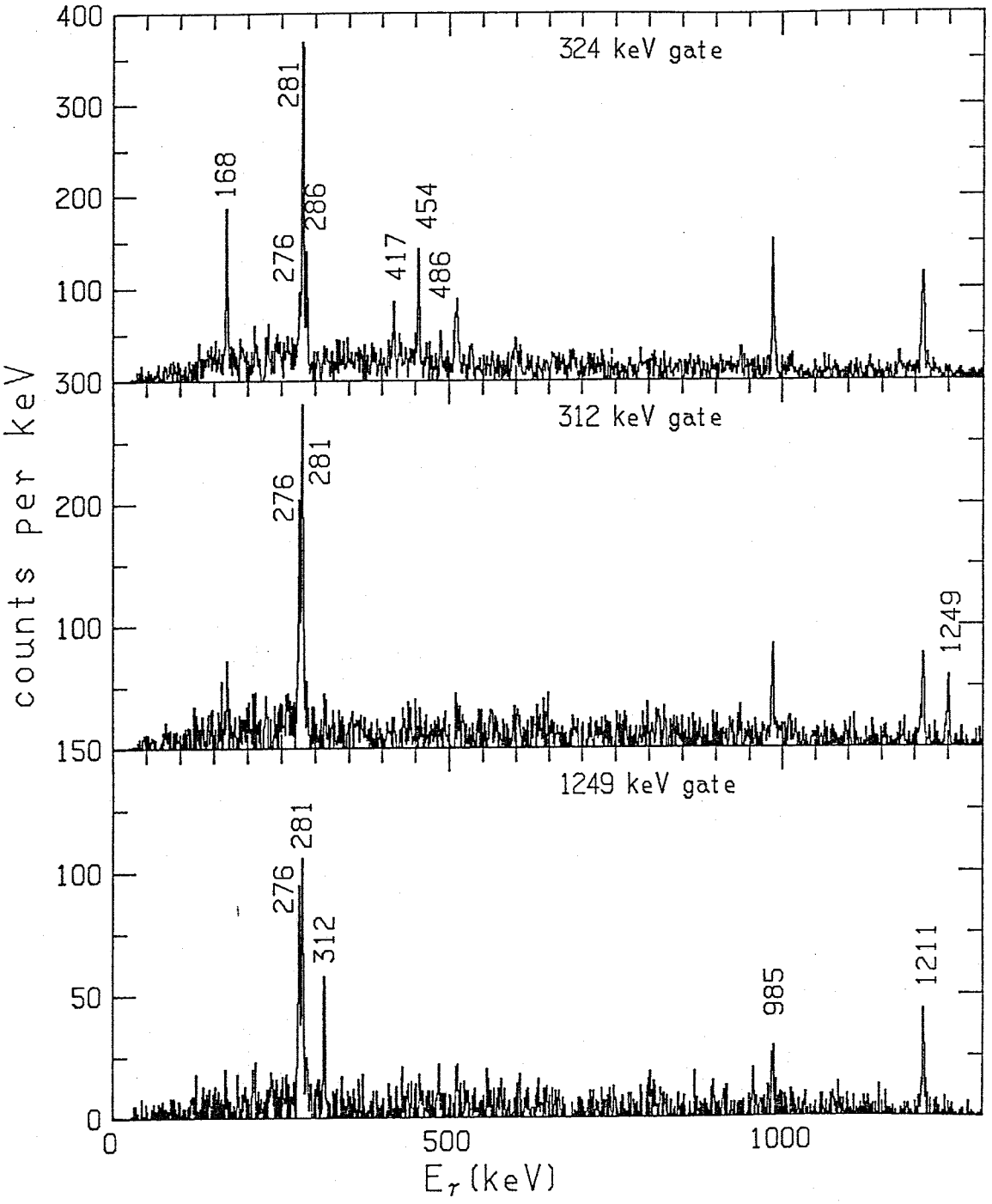


図４３Ｘ　　図４０の注参照

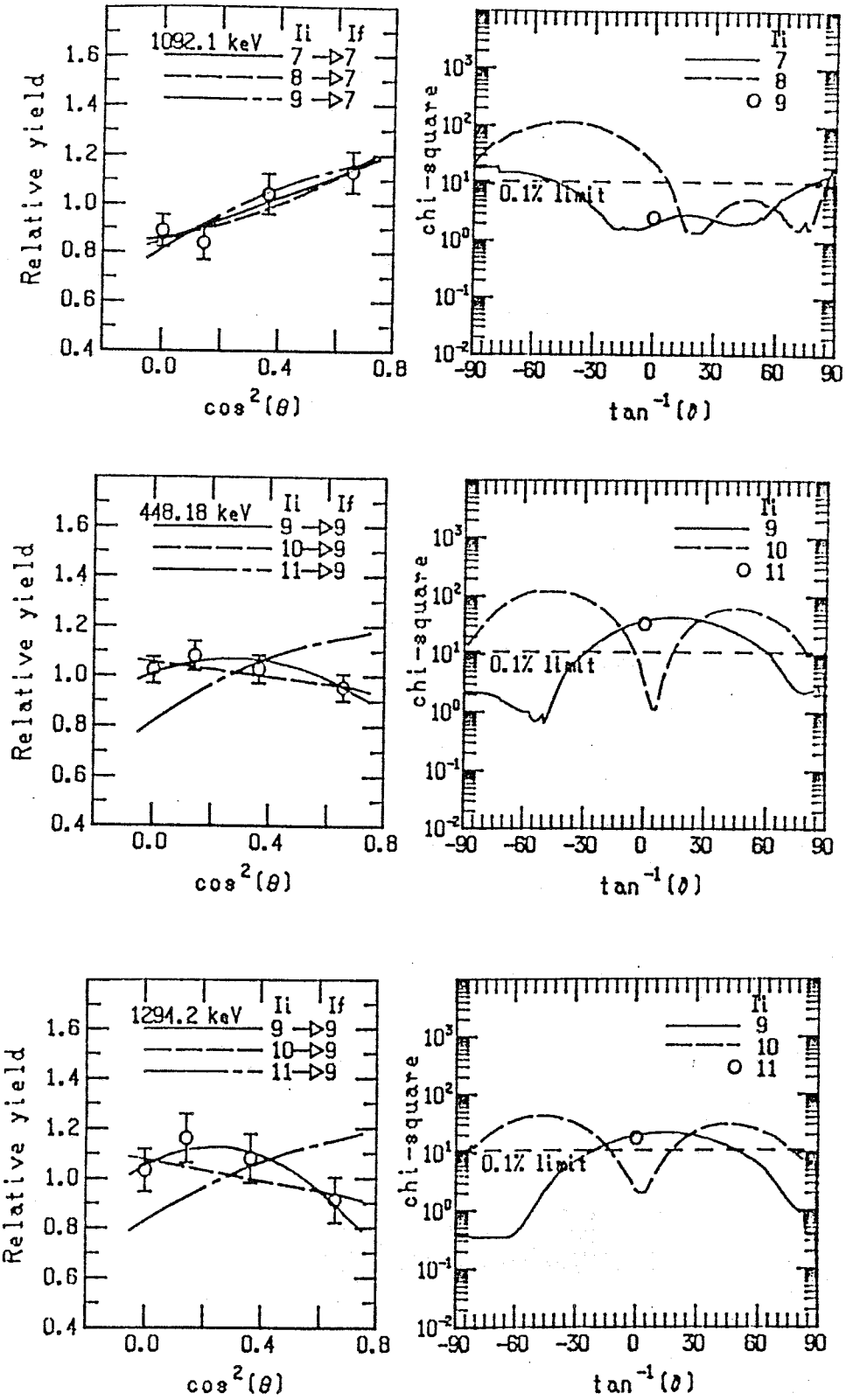


図４３Ｙ　　γ線角分布（§３．１．２参照）。

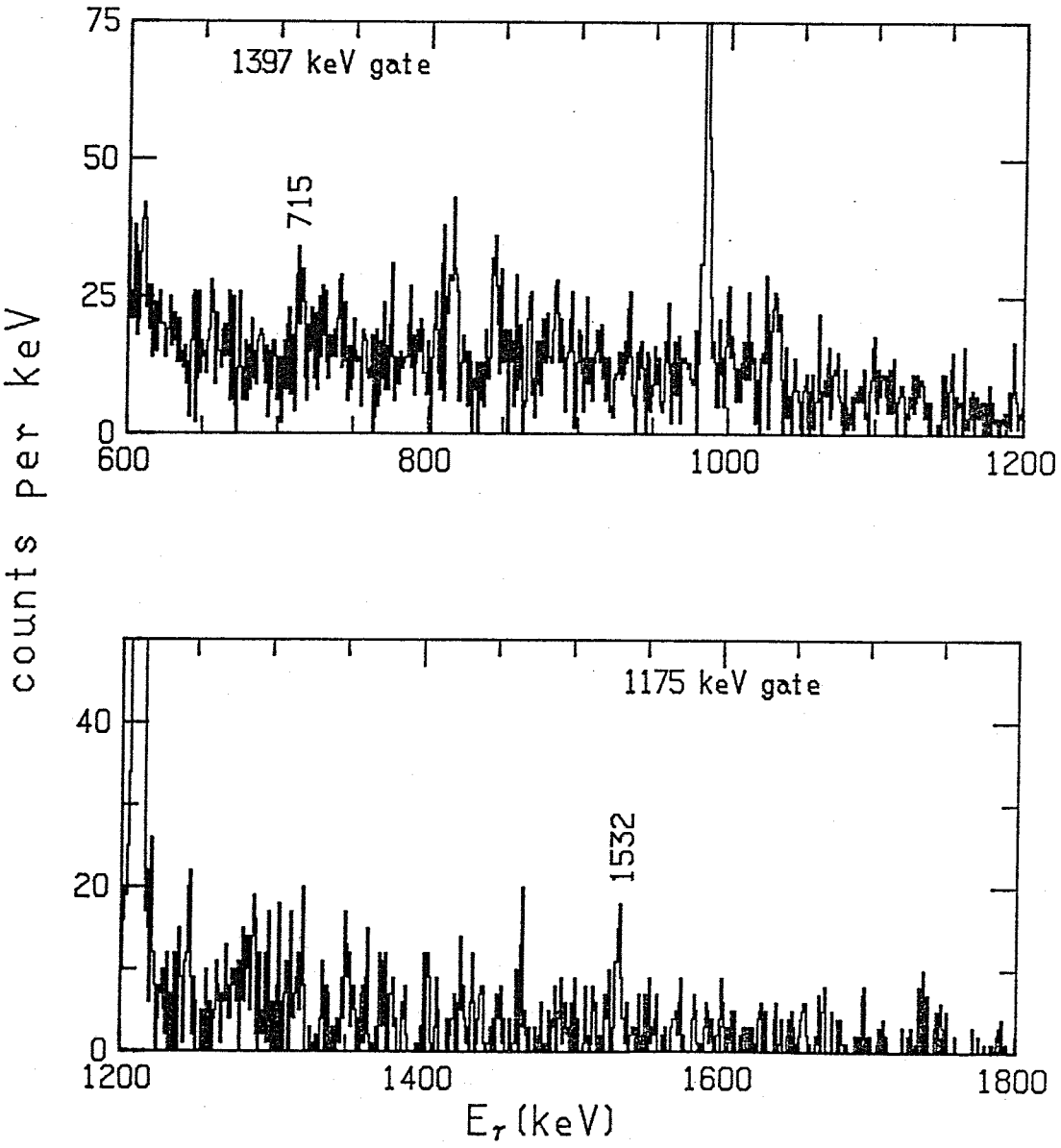


図４３Ｚ　　図４０の注参照

3．2．2　^{111}Sn

^{111}Sn の準位図組立ては、^{98}Mo+^{16}O 反応によるγγ同時計測に基づいて行われた。これは、^{116}Sn の準位図組立に用いたものと同じ反応である。図４４に本研究で得られた^{111}Sn の準位図を示す。励起エネルギーが 4 MeV 以下の準位は、[Has79,Pra84]で報告されているものと一致する。本研究により、励起エネルギーが 4 MeV 以上の準位が初めて同定された。

図４５ａには、1084 keV 遷移でゲートしたスペクトルを示す。これまでに知られていた 978 keV や 922 keV γ線などの他に、802, 870, 942, 995 および 1053 keV という新しいγ線が見られる。例として、870 keV と 942 keV 遷移でゲートしたスペクトルを図４５ｂｃに示すが、この５本のγ線遷移は、互いに同時計測関係にあり、一連のバンドを形成することがわかる。これらのスペクトルには、768 keV および 1091 keV のγ線も見える。γγ同時計測関係を調べることにより、この２本のγ線遷移は上述のバンドとこれまでに知られていた 2984 keV および 3307 keV 準位を図４４で示したように結び付けていることがわかった。新たに同定された 4075, 4877, 5747, 6689, 7684 および 8737 keV 準位から崩壊するγ線は、γγ角相関の解析から四重極子型であることがわかった（表７）。そこで、これらの準位を、それぞれ、$23/2^-$, $27/2^-$, $31/2^-$, $35/2^-$, $39/2^-$ および $(43/2^-)$ と同定した。負パリティとした理由は、3307 keV 準位から $15/2^-$ (2062 keV) 準位へだけ遷移がみられ、$15/2^+$ (2065 keV) 準位への E2 遷移がないからである。もし、3307 keV 準位が、$19/2^+$ であれば、$15/2^+$(2065 keV) 準位への E2 遷移が、$15/2^-$ (2062 keV) 準位への M2 遷移より強くなると予想されるが、これは実験事実と逆であるので、3307 keV 準位を $19/2^-$ とした。3307～8737 keV 準位は、エネルギー間隔から一連の回転バンドのメンバーと考えられるので、4075～8737 keV 準位も 3307 keV 準位と同じ負パリティとした。図４４において、8737 keV 準位のスピンだけ括弧付きで示されたのは、1053keV 遷移に対して得られる角相関係数の誤差が大きかったためである。

本研究で初めて同定された準位としては、この回転バンドの他に、4157 keV 準位がある（図４４左上）。

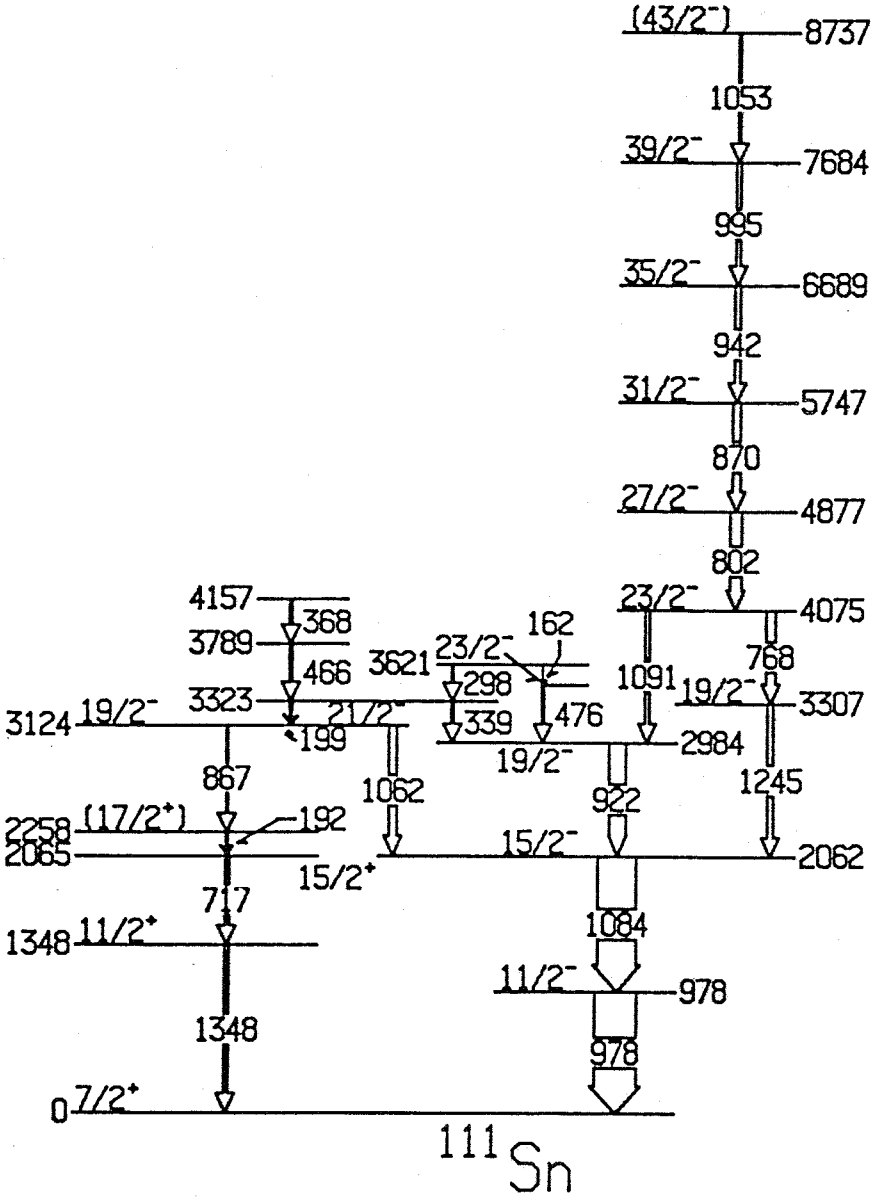


図４４　　^{111}Ｓｎの準位図

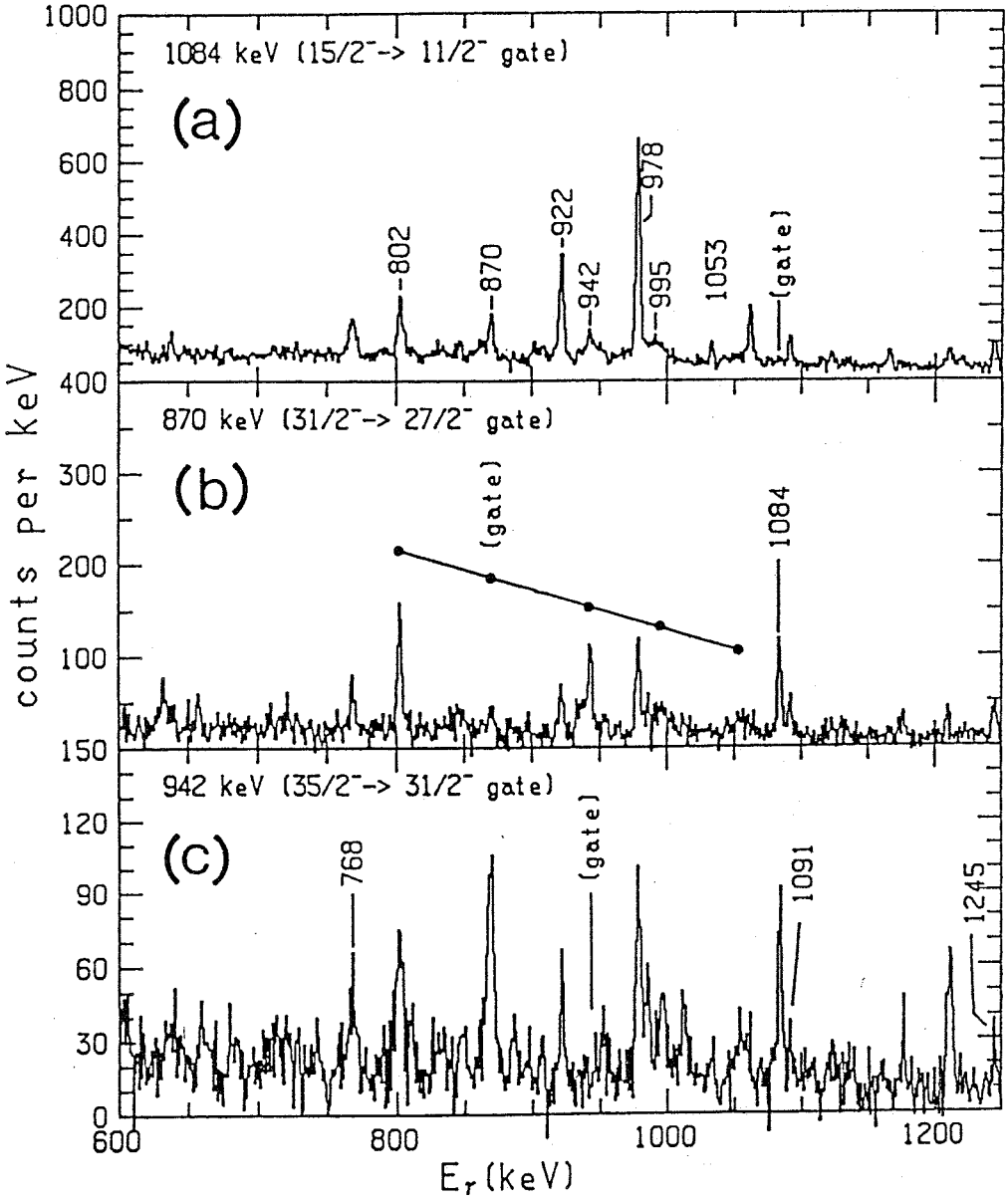


図４５　　図４０の注参照

(a)　1084-keV gate spectrum

(b)　870-keV gate spectrum

(c)　942-keV gate spectrum

3．2．3　^{112}Sn

^{112}Sn の高スピン準位については、これまでに、[Poe80]の報告がある。

負パリティ準位については、励起エネルギー 4928 keV の 11^- 、

正パリティ準位については、励起エネルギー 5684 keV の 12^+

までが同定されている。^{100}Mo + ^{16}O 反応で得られた 1211 keV ゲートのγγ同時計測スペクトルには、彼らの報告していたγ線遷移が、はっきりと見える（図４７）。

彼らの準位図と我々の得た準位図は、次の一点を除き、完全に一致する。すなわち、彼らの準位図では、2353 keV 準位(3^-) の存在が報告されているが、我々の実験では、この準位は観測されなかった。この理由として、我々の　Mo + O 反応を用いた実験が、彼らの Cd + α 反応を用いた実験に比べ、よりイラスト線近傍だけを強調して観測していることが考えられる。

我々の実験により、

負パリティ準位については、励起エネルギー 10,077 keV の 21^- 、

正パリティ準位については、励起エネルギー 10,332 keV の 22^+

までが、新しく同定された。

図４６には、今回の実験で得られた全ての準位を示す。γ線遷移を示す矢の太さは、γ線強度に比例するように描いてある。以下に、励起エネルギー　5 MeV 以上の領域に初めて見いだされた、高スピン準位の同定について説明する。

☆　　4680 keV 準位

初めて見いだされた準位である。5564 keV 準位(12^+) と 3693 keV 準位(9^-) を結ぶ２本のγ線、987 keV と 884 keV の存在がγγ同時計測により確認された（図４９）。γ線強度は、884 keV より 987 keV の方が大きいので、987 keV を下流に同定した。この順番の同定は 、 5684 keV 準位と 4680 keV 準位を結ぶ 1004 keV 遷移と、4680 keV 準位と 4077 keV 準位を結ぶ 602 keV 遷移の存在が見いだされたことにより、さらに裏付けられた（図５２Ｘ）。

12^+ の 5564 keV 準位から崩壊する 884 keV のγ線は、角分布の測定から四重極型の遷移であることがわかった。さらに、884 keV の分岐比は、0.26 であり、

寿命測定の結果（τ(5564keV) < 30 psec)を合わせると、この遷移が、M2 遷移である可能性を除外できる。以上のことから、4680 keV 準位を 10^+ と同定した。これは、987 keV が双極子型の角分布を持つことと無矛盾である。

☆　6484, 6741, 6790, 7100, 7121 および 8114 keV 準位

[Poe79]で報告されていた 5684 keV 準位(12^+) の上に、この６つの準位が、新たに同定された（図５０）。 6484 keV 準位は、２本のγ線、 801 kev と 921 keV により同定された。 6741 keV 準位は、1057 keV と 379 keV 遷移により確認された。7100 keV 準位は、616 keV と 359 keV 遷移により確認された。6790, 7121 および 8114 keV 準位は、それぞれ、1106, 637,1014 keV のγ線により確認された。

これらの準位のスピンは、$\gamma\gamma$角相関の結果に基づき行った。

☆　5307, 5510, 5630, 5821, 5873 および 6304 keV 準位

[Poe79]で報告されていた 4581 keV 準位(10^-) と 4928 keV 準位(11^-) の上に、この６つの準位が、初めて、見いだされた（図５２）。 5307 keV 準位は、726 keV と 1614 keV のγ線により同定された（図５２Ｘ）。5510 keV 準位は、203 keV と 583 keV のγ線により同定された。5630 keV 準位は、702 keV と 1049 keV のγ線により同定された。5821 keV 準位は、311 keV と 893 keV のγ線により同定された。6307 keV 準位は、430 keV と 794 keV のγ線により同定された。5873 keV準位は、363 keV のγ線により同定された。γ線強度の情報より、363 keV 遷移を、430 keV 遷移より下流に同定した。

☆　5564, 6362, 7213, 8145, 9184 および 10332 keV 準位

（正パリティ回転バンド）

5564 keV 準位は、[Poe80]で報告されていた準位であるが、今回、初めてスピン・パリティが決まった。この同定は、745 keV 遷移が四重極型の角分布を持ち、かつ、5564 keV 準位の寿命は、30 psec より速いという２つの実験事実に基づく。この２つの条件を満たすスピンパリティとして、12^+ 以外に 10^+ も考えられる。しかし、5564 keV 準位が、10^+ とすれば、この準位からは、おもに、主に、9^-

の 3693 keV 準位や、8^+ の 4077 keV 準位へ、直接遷移が起こるはずである。このような遷移は、実験的に観測されなかったので、10^+である可能性を除外した。

12^+ と同定された 5564 keV 準位の上に、798, 851, 932, 1039 および 1148 keV という５本の遷移が見いだされた（図４８、４９）。これらは、互いに、同時計測関係にあり、一連のバンド構造を形成する。これらの遷移の順番は、γ線強度に基づき決定した。この順番は、さらに、このバンド内準位とバンド外準位を結ぶ遷移を観測することにより確かめられた。その遷移とは、6362 keV 準位から 5684 keV 準位への 678 keV 遷移、6741 keV 準位から 6362 keV 準位への 379 keV 遷移 および 8084 keV 準位から 7213 keV 準位への 871 keV 遷移の３本である。

798, 851, 932 および 1039 keV の遷移に対しては、四重極型の角分布であることが確認された。1148 keV 遷移は、ドップラー効果によるピークの広がりのため近傍ピークとの分離が悪く、スピンに関する情報を得ることができなかった。しかしながら、10332 keV 準位の励起エネルギーは、この一連のバンドを回転バンドと考えたときの I・(I+1) 規則によく従うので、これらの準位を、予備的に、(22^+) と同定した。これらは、いずれも新しく見いだされた準位である。

☆　5711, 6399° 7208, 8084, 9046 および 10077 keV 準位
（負パリティ回転バンド）

これらの準位は、何れも新しく見いだされた準位である。1471, 809, 876, 962 および 1031 keV という互いに同時計測関係にある一連のバンド構造が、4928 keV 準位(11^-)の上に見いだされた（図５１）。この５本の遷移の順番をγ線強度に基づき決定し、6399, 7208, 8084, 9046 および 10077 keV 準位を同定した。この順番は、8084 keV 準位から 7213 keV 準位への 871 keV 遷移の存在により、さらに裏付けられた。1471 keV 遷移の角分布は、四重極型である。さらに、寿命測定の情報から 6399 keV 準位の寿命は、Feeding Time 込みでも、15 psec 以下であることがわかった。これより、この 1471 keV 遷移が、M2 である可能性は除かれ、スピンパリティは、13^-と同定された。

876 keV および 962 keV 遷移も、四重極型の角分布である。809 keV のγ線

多重極度は、大きな 805 keV 遷移が近くにあるため角分布の測定からはわからなかったが、γγ角相関の測定より四重極型であることがわかった。1031 keV 遷移の角分布は得られなかったが、6399, 7208, 8084, 9046 および 10077 keV 準位は、回転バンドの I・(I+1) 規則によく従うので、6399, 7208, 8084 および 9046 keV 準位を、それぞれ、13^-, 15^-, 17^- および 19^-と同定し、10077 keV 準位を、予備的に (21^-) と同定した。

5711 keV 準位は、809, 876, 962 および 1031 keV ゲートで 688 keV遷移が観測されると言う事実に基づき同定された。しかしながら、統計が悪いため、688 keV 遷移と、5711 keV 準位から 4680 keV 準位への 1031 keV 遷移のどちらが下流かは不定である。

☆ Δ+734, Δ+1547, Δ+2477 および Δ+3421 keV 準位

この一連の準位群は、γγ同時計測関係より ^{112}Sn 起源であることはわかったが、準位図に組み込めなかったものである。図４６左上に示したように734, 813 900 および 974 keV の遷移は、互いに同時計測関係にあり、一連のバンドを形成している。図４６には、示さなかったγ線として、γ線強度は小さいけれども、601, 712, 862, 998 keV のγ線がある。これらの遷移は、1151 keV ($10^-\rightarrow 8^-$) ゲートおよび 263 keV ($9^-\rightarrow 8^-$) ゲートのスペクトルに遷移強度の一部分が見られる。

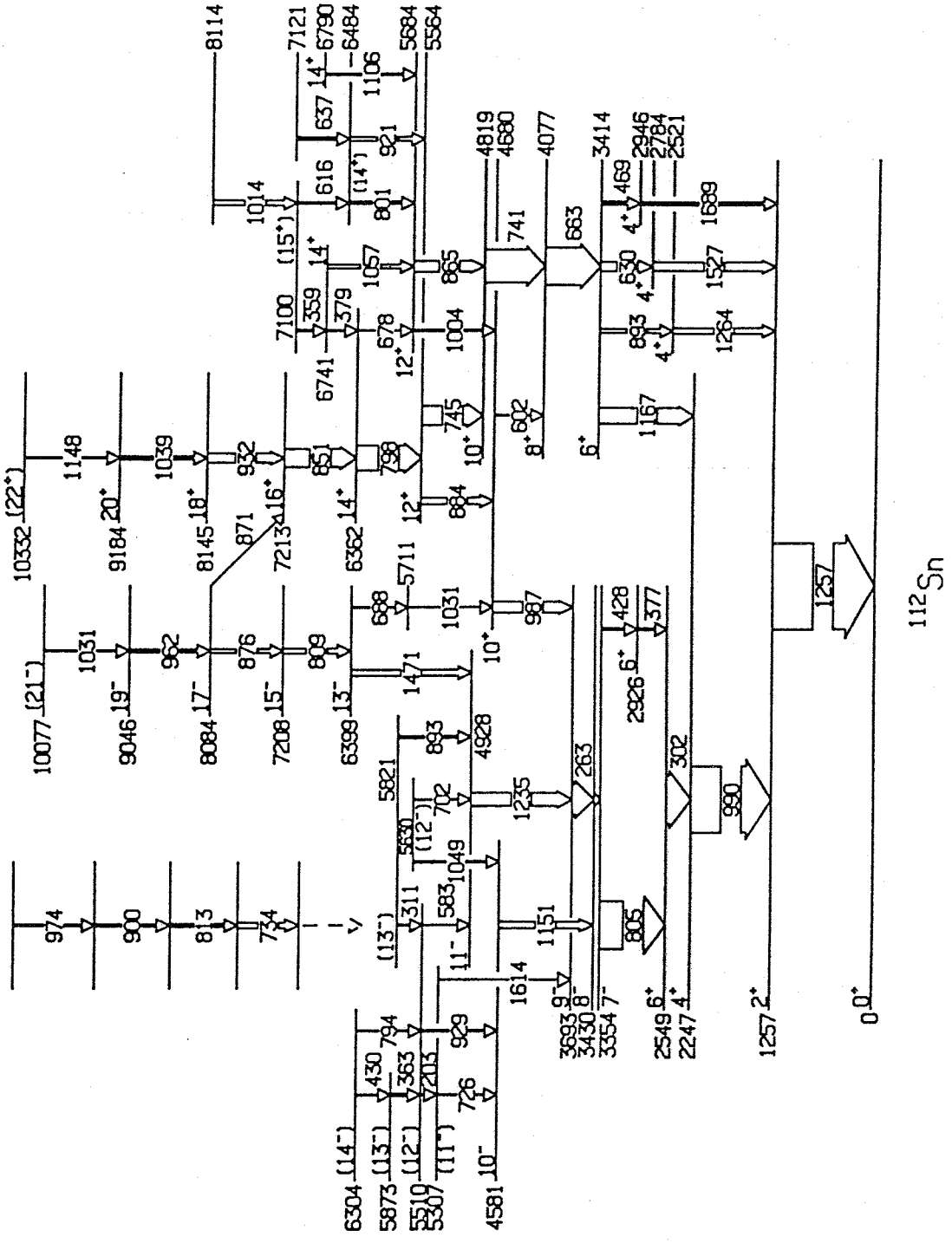


図４６　　^{112}Ｓｎの準位図

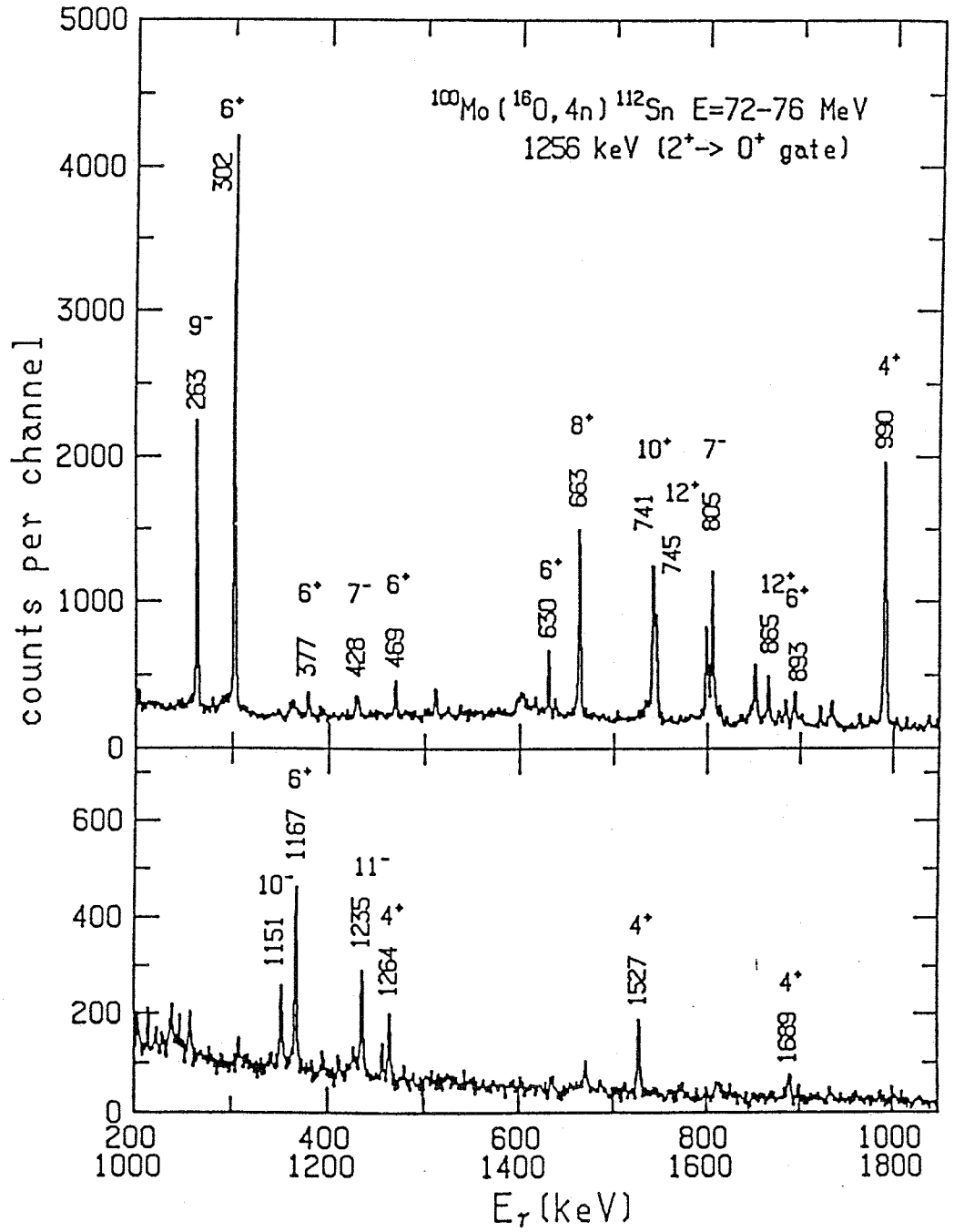


図４７　　$^{100}Mo + ^{16}O$ におけるγγ同時計測スペクトル

これは、chance および background の補正を行っている。

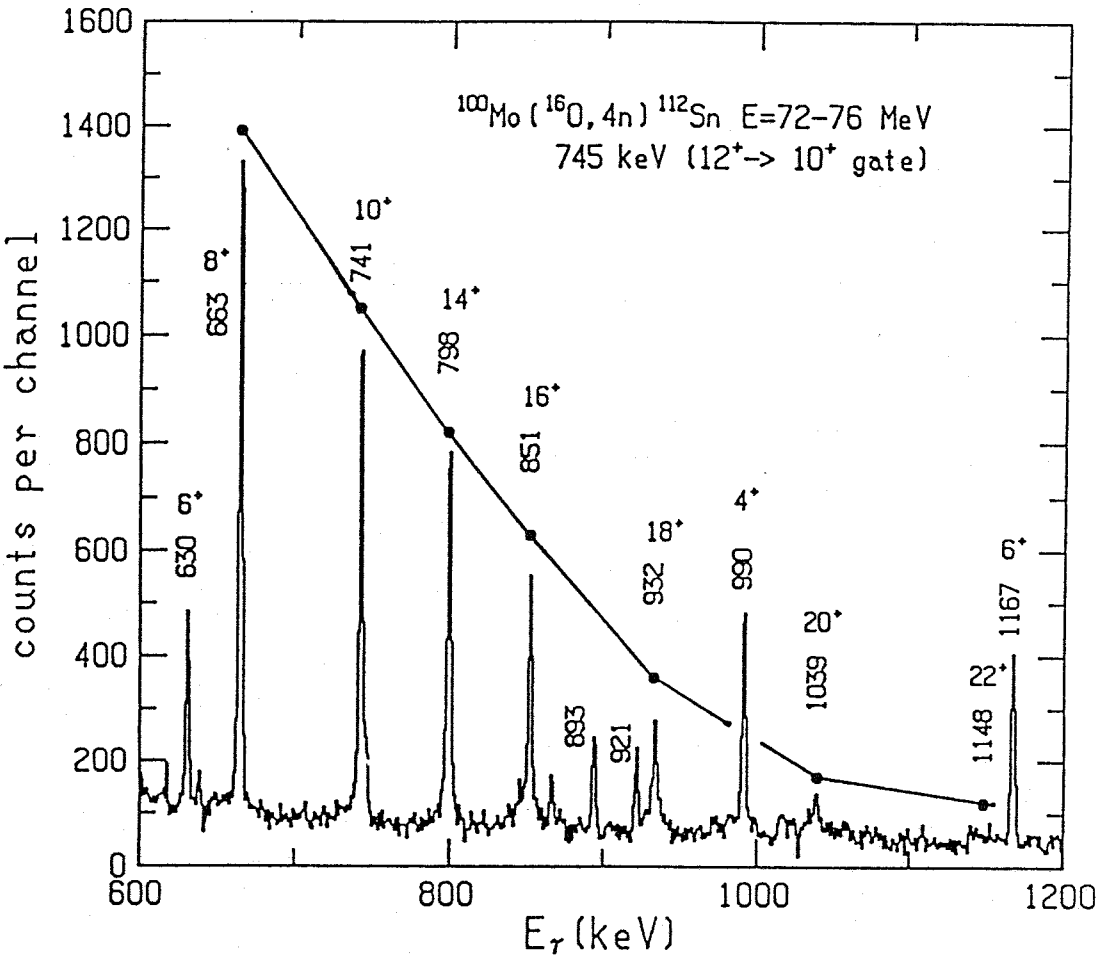


図４８　　図４７の注参照

偶パリティ回転バンドのメンバー 745 keV でゲートしたスペクトル
実線で結ばれた遷移が、バンドメンバーからの遷移である。

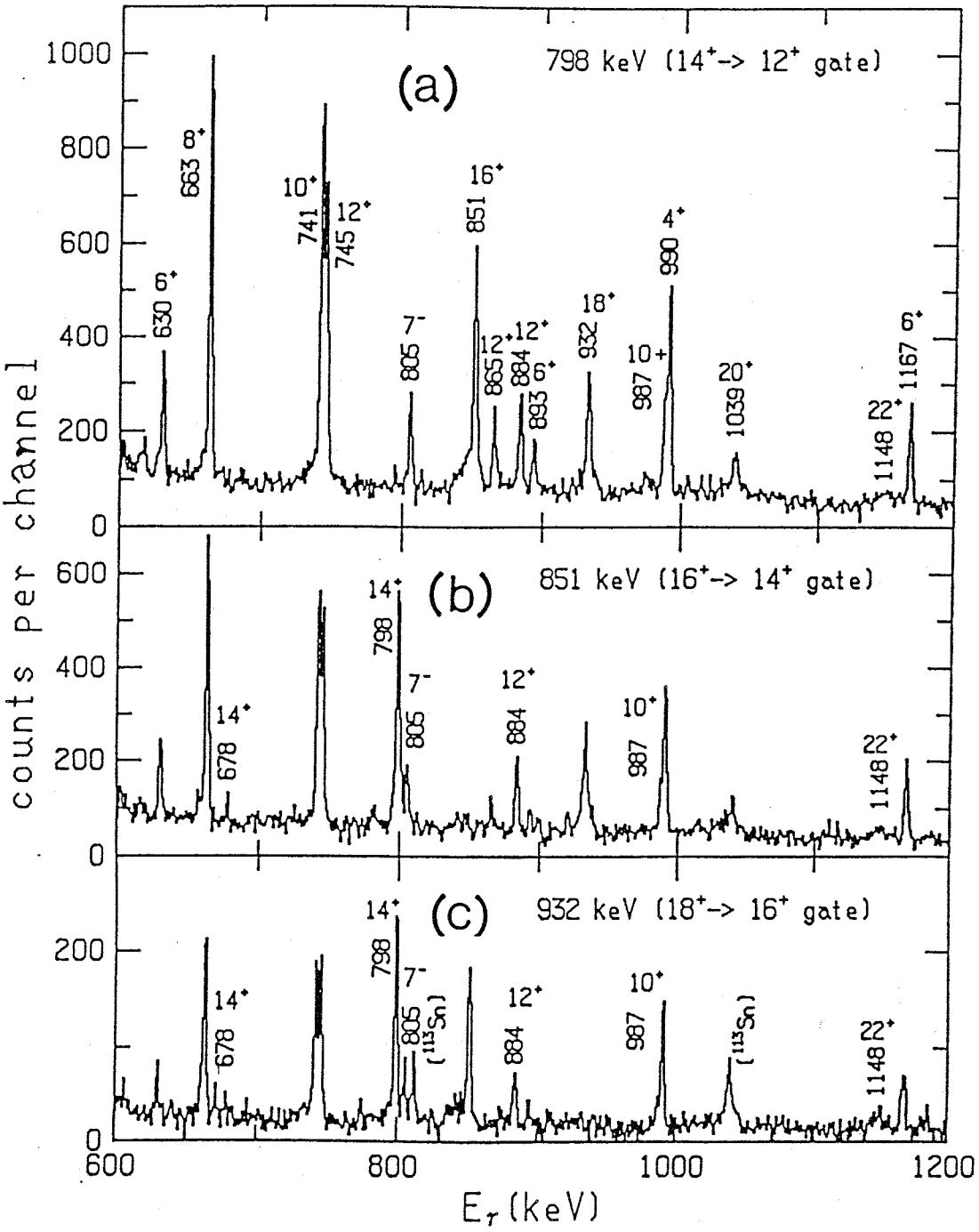


図４９　　図４７の注参照

(a)　798-keV gate spectrum

(b)　851-keV gate spectrum

(c)　932-keV gate spectrum

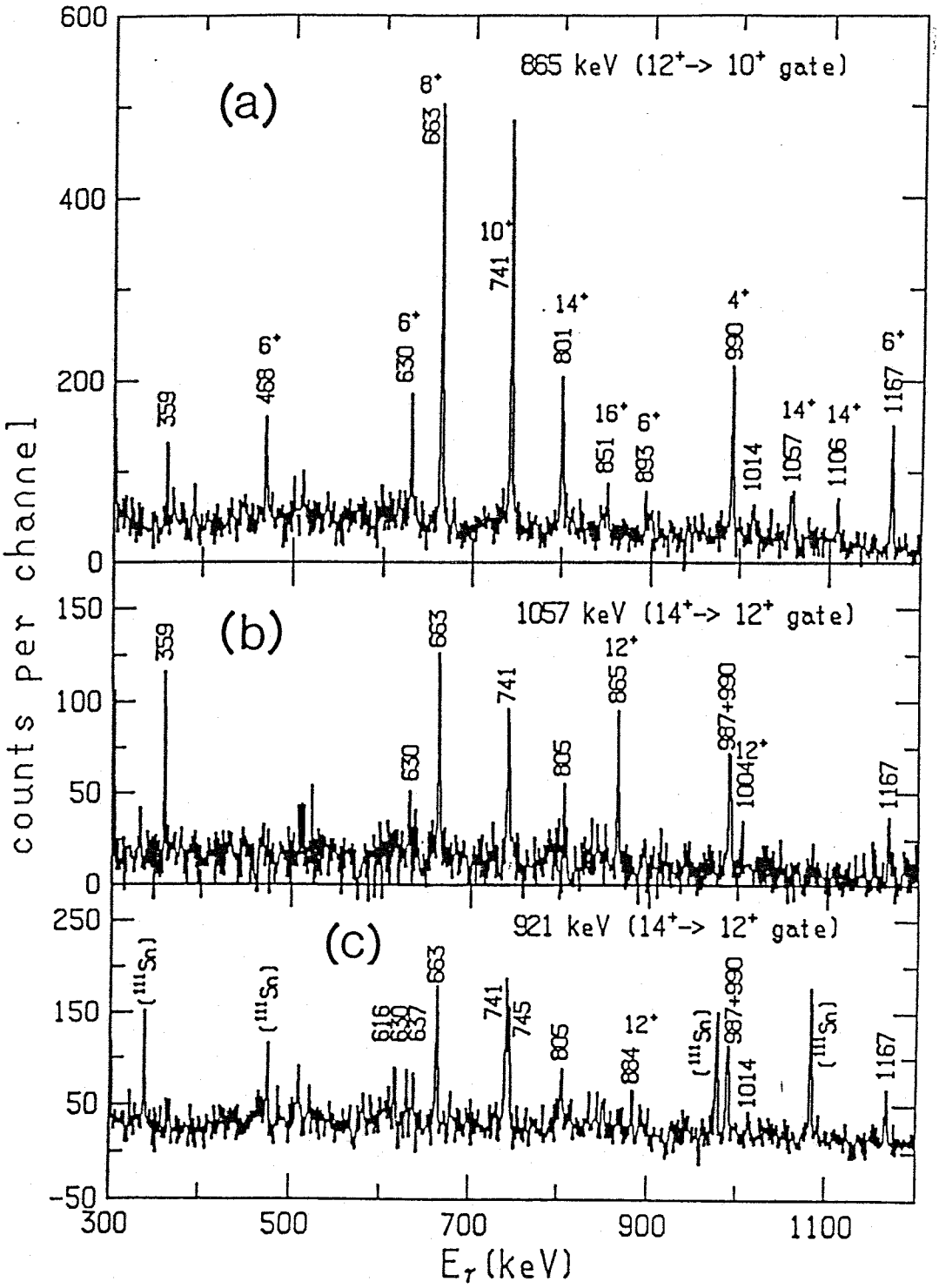


図５０　　図４７の注参照

(a)　865-keV gate spectrum

(b)　1057-keV gate spectrum

(c)　921-keV gate spectrum

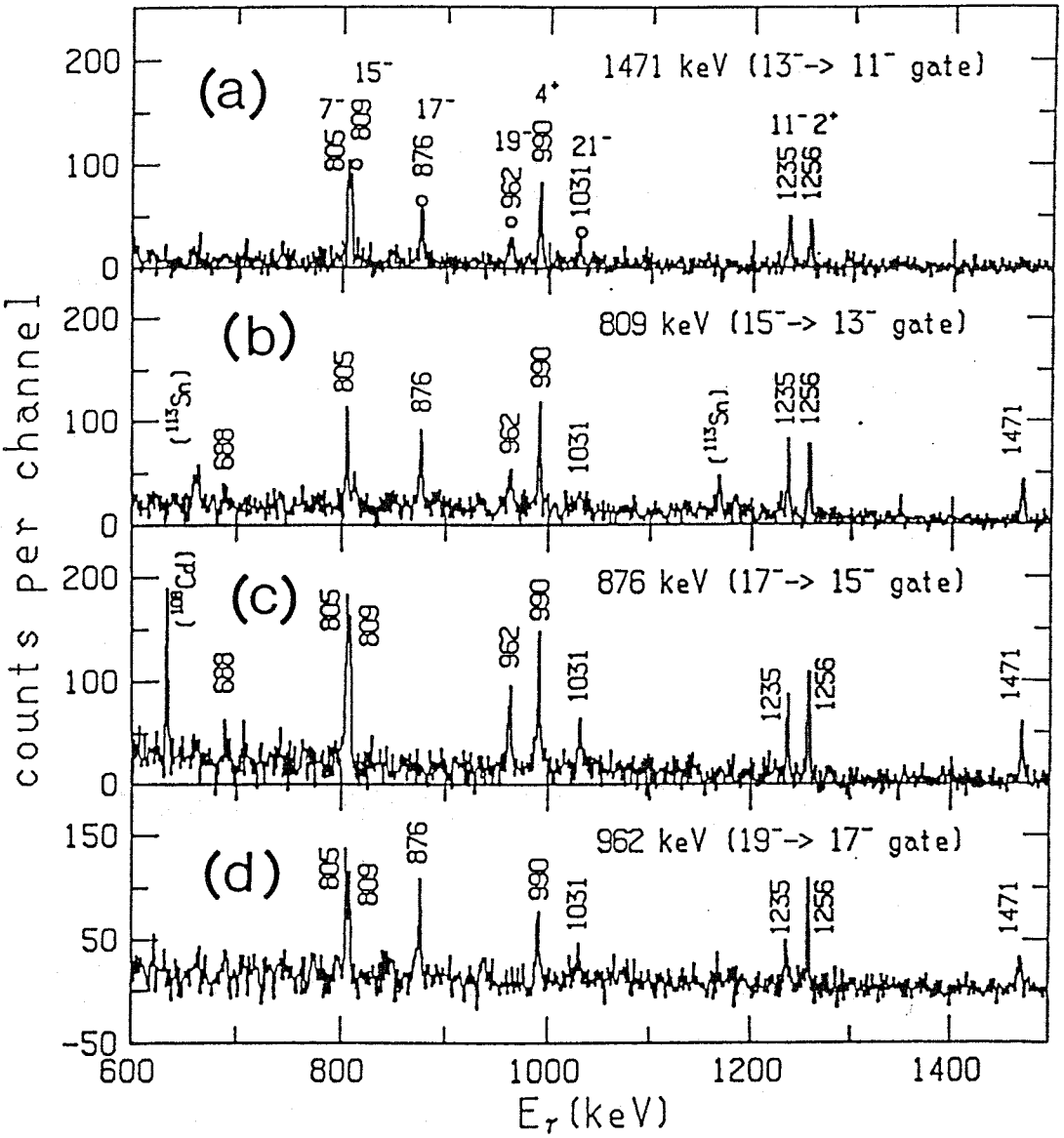


図５１　　図４７の注参照

(a)　1471-keV gate spectrum

(b)　809-keV gate spectrum

(c)　876-keV gate spectrum

(d)　962-keV gate spectrum

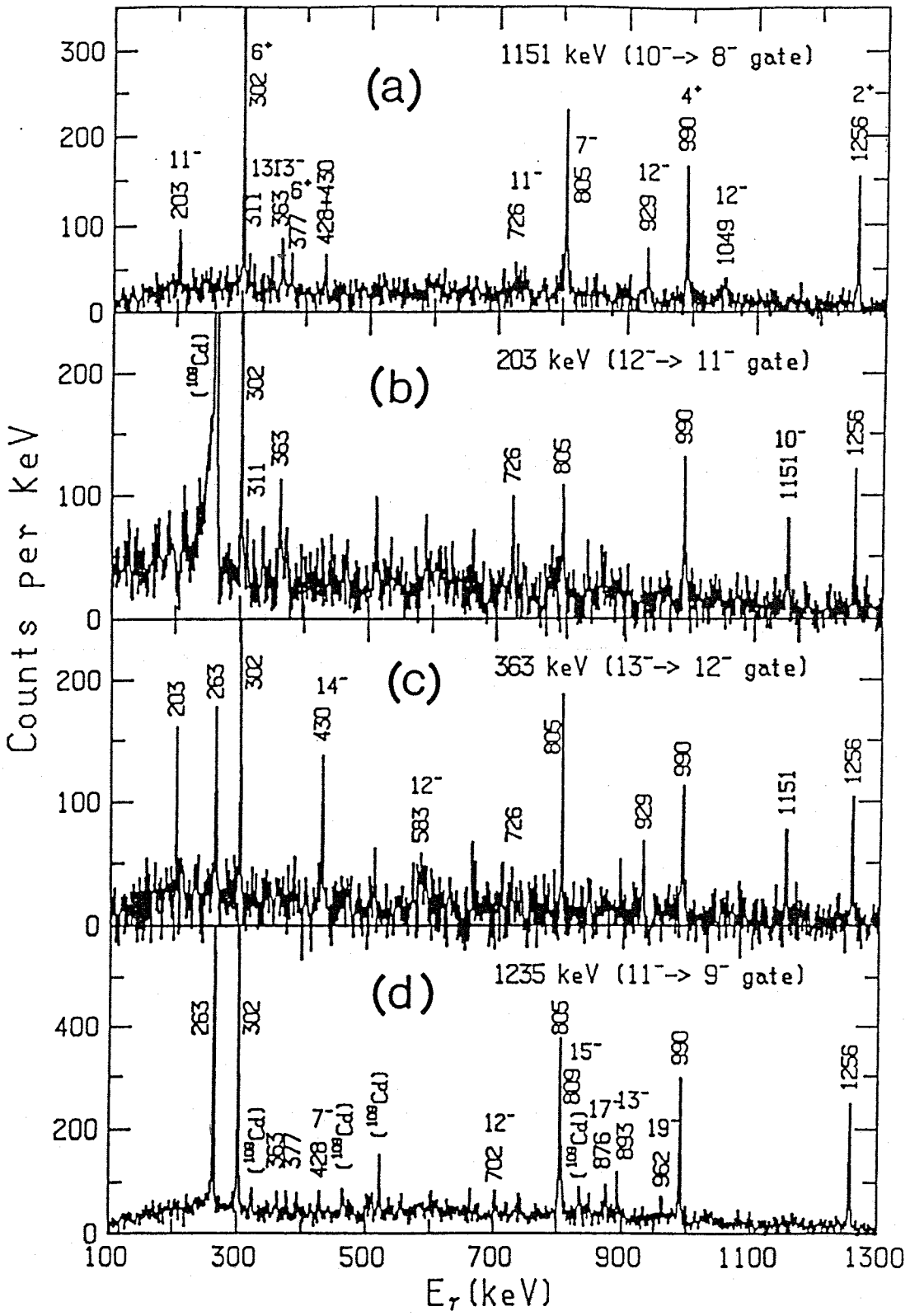


図５２　　図４７の注参照

(a)　1151-keV gate spectrum

(b)　 203-keV gate spectrum

(c)　 363-keV gate spectrum

(d)　1235-keV gate spectrum

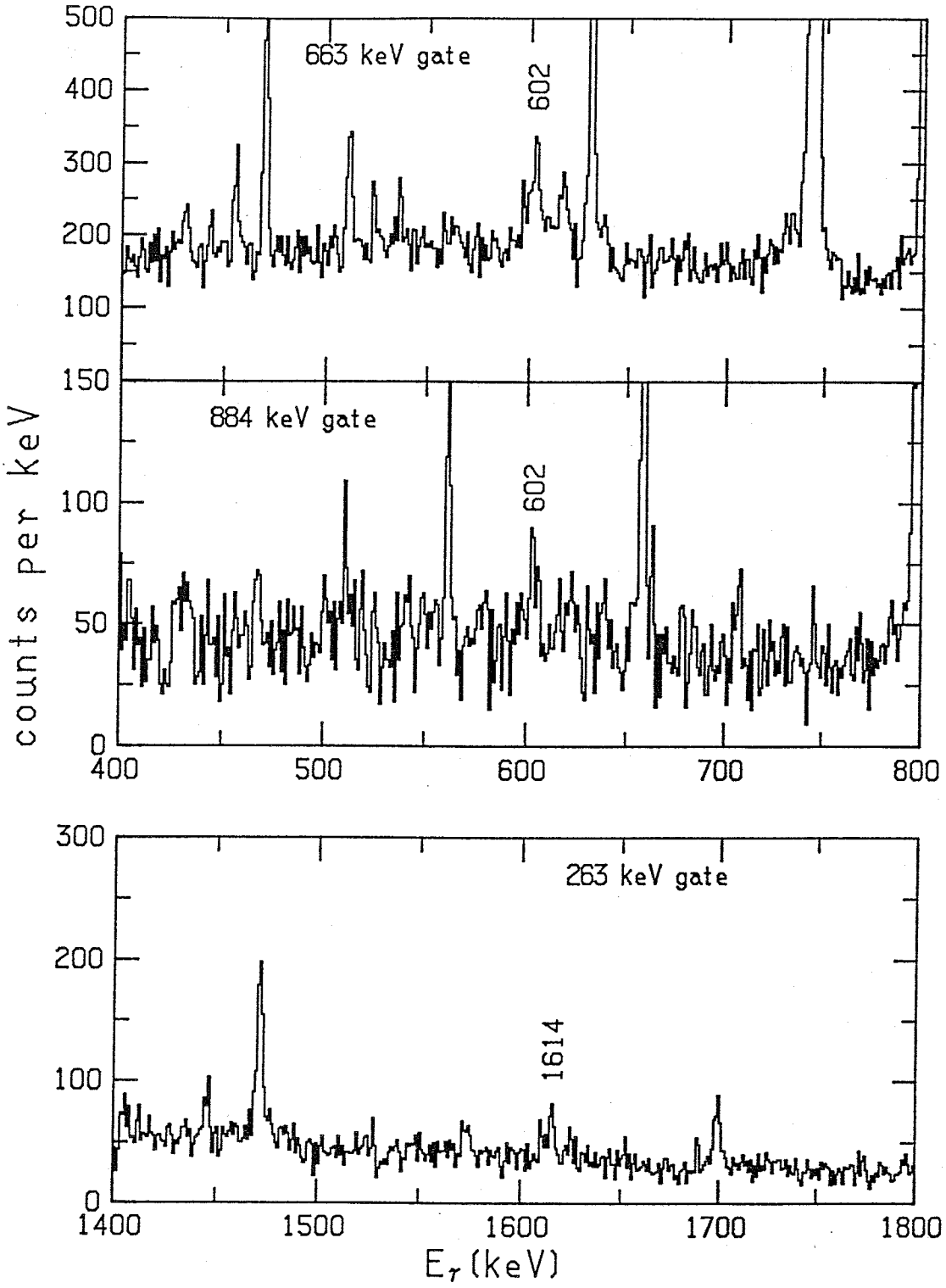


図５２Ｘ　　図４７の注参照

3．2．4　^{114}Sn

^{114}Sn の準位組立ては、^{100}Mo(^{18}O,4n)^{114}Sn 反応によるγγ同時計測に基づいて行った。図５４ａに、γγ同時計測の all gate spectrum を示す。^{114}Sn 起源のγ線強度は、主な競争チャンネルである ^{115}Sn に比べてもかなり大きく、E(^{18}O) = 65 MeV という入射エネルギーは、^{114}Snを反応の主チャンネルにしていることがわかる。スピンの同定は、γγ角相関の結果に基づいて行った（表９）。図５３に ^{114}Sn の準位図を示す。この図は、本研究で得られた全ての準位を含んでいる。我々の実験の前には、[Poe80,Bro79] の報告がある。図５４ｂには、1300 keV ($2^+ \rightarrow 0^+$) ゲートのスペクトルを示す。このスペクトルを斜影スペクトルと比べると、例えば、320 keV のγ線強度が 272 keV のγ線強度に比べて減衰しているが、これは、3087 keV 準位(7^-) が $T_{1/2}$ = 733 nsec のアイソマー[Poe80]になっているためである。[Poe80]らの報告した遷移がこのスペクトルにはっきりとみられる。彼らの報告した励起エネルギー 6046 keV までの準位図は、我々の結果と無矛盾である。新たに同定された準位の組立、およびスピン・パリティの決定について以下に述べる。

☆　4139 keV, 5182 keV , 5921 keV および 6046 keV 準位

これらの準位は、[Poe80]ですでに報告されているが、スピン・パリティが決まっていなかった準位である。角相関の結果から 4139 keV 準位から 3511 keV 準位(9^-) への 629 keV 遷移のγ線多重極度は、双極子型であることがわかり、4139 keV のスピンは、10 と同定された。この励起エネルギーは、他の同位体で知られている中性子の２準粒子準位 $\nu(h_{11/2})^2$ 10^+ の励起エネルギーの系統性にしたがっている（§４．１０参照）。また 4139 keV 準位からは、9^- の 3511 keV 準位だけに崩壊が観測され、8^- の 3190 keV 準位への崩壊は観測されない。^{110,112,116}Ｓｎで観測されている 10^- 準位は、いずれも 8^- 準位へだけ崩壊し、9^- 準位へは崩壊していない。　一方、^{110}Sn, ^{112}Sn で同定された $\nu(h_{11/2})^2$ 10^+ 準位は、いずれも 9^-準位へだけ崩壊し、8^-準位へは崩壊していない。この崩壊パターンの類似性から、^{114}Sn の 4139 keV 準位を、10^- ではなく 10^+ と同定する。

5182, 5921 および 6046 keV 準位からの、1042, 739 および 864 keV 遷移のγ線多重極度は、いずれも四重極子型であることが確認され、これらの準位をそれぞれ 12^+, 14^+ および 14^+ と同定した。正パリティとしたのは、[Poe80]の研究で、1042, 739 および 864 keV 遷移の線形編極度(linear polarization)が、それぞれ 0.48(7), 0.4(2) および 0.5(3) と正の値に報告されていることを利用した。これらのγ線多重極度が何れも四重極子型であり、線形編極度が正の値という条件を加えると、M2 遷移の可能性が除外できるからである。

本研究では、6046 keV 準位から 5921 keV 準位への 124 keV 遷移も、その存在が初めて確認された。また、6046 keV 準位は、1159 keV 遷移を通して、後述する回転バンドの高スピンメンバーと結ばれている（図５７ｃ）。

☆　6266 keV, 6551 KeV および 6925 keV 準位

これらの準位は、本研究で初めて同定された準位である。 6551 keV 準位は、124 keV と 505 keV 遷移のエネルギー和が、345 keV と 285 keV 遷移のエネルギー和に等しいことと、γγ同時計測の同時計測関係（例えば、図５７ａｂ）の無矛盾性に基づき同定された。345 keV と 285 keV の順番は、γ線強度により決まり、6266 keV 準位が同定された。6925 keV 準位は、879 keV と 374 keV 遷移（図５７ｂ）により同定された。

☆　6342 keV, 7205 keV, 8143 keV および 10360 keV 準位（回転バンド）

これまで、^{114}Sn には回転バンドのメンバーが 2^+ から 12^+ まで報告されている[Bro79]。この内の、$8^+ \rightarrow 6^+$(682 keV)、$10^+ \rightarrow 8^+$(801 keV)および $12^+ \rightarrow 10^+$(875 keV) 遷移でゲートしたスペクトルを図５５に示す。これらのスペクトルには、回転バンドの高スピンメンバーである 794, 863, 938, 1053 および 1164 keV 遷移が見られる。新たに見いだされた 794, 863 および 938 keV 遷移でゲートしたスペクトルを図５６に示す。794, 863, 938, 1053 および 1164 keV 遷移は、互いに同時計測関係にあり、よって、一連のバンドを形成する。これらの遷移の順番は、γ線強度に基づき決定された。794, 863 および 938 keV 遷移に関しては、γγ角相関の結果、四重極子型遷移であることが確認された。よって、6342, 7205 および 8143 keV 準位を、それぞれ 14^+, 16^+ および 18^+ と同定し

た。このバンドは、12^+ から 14^+ にかけて遷移エネルギーが減少した後は、単調に遷移エネルギーが増加するという回転バンドの特徴を持つ。よって、9196 keV および 10360 keV 準位をこの回転バンドの高スピンメンバーと考え、予備的に、20^+ および 22^+ と同定した。この同定は、実験的γ線多重局度の情報を持たないので準位図（図５３）の中で、括弧付きで示されている。

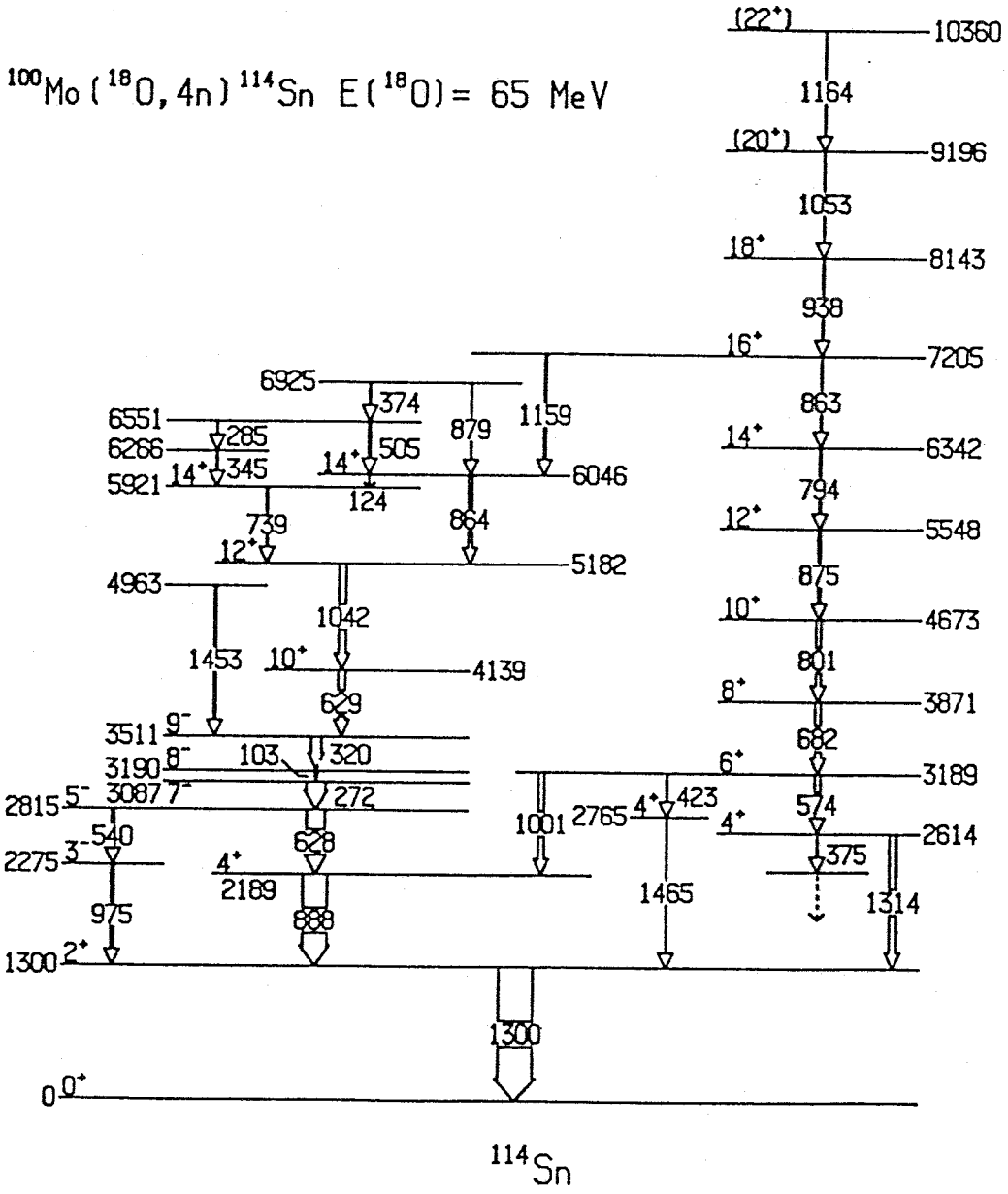


図５３　　^{114}Ｓｎの準位図

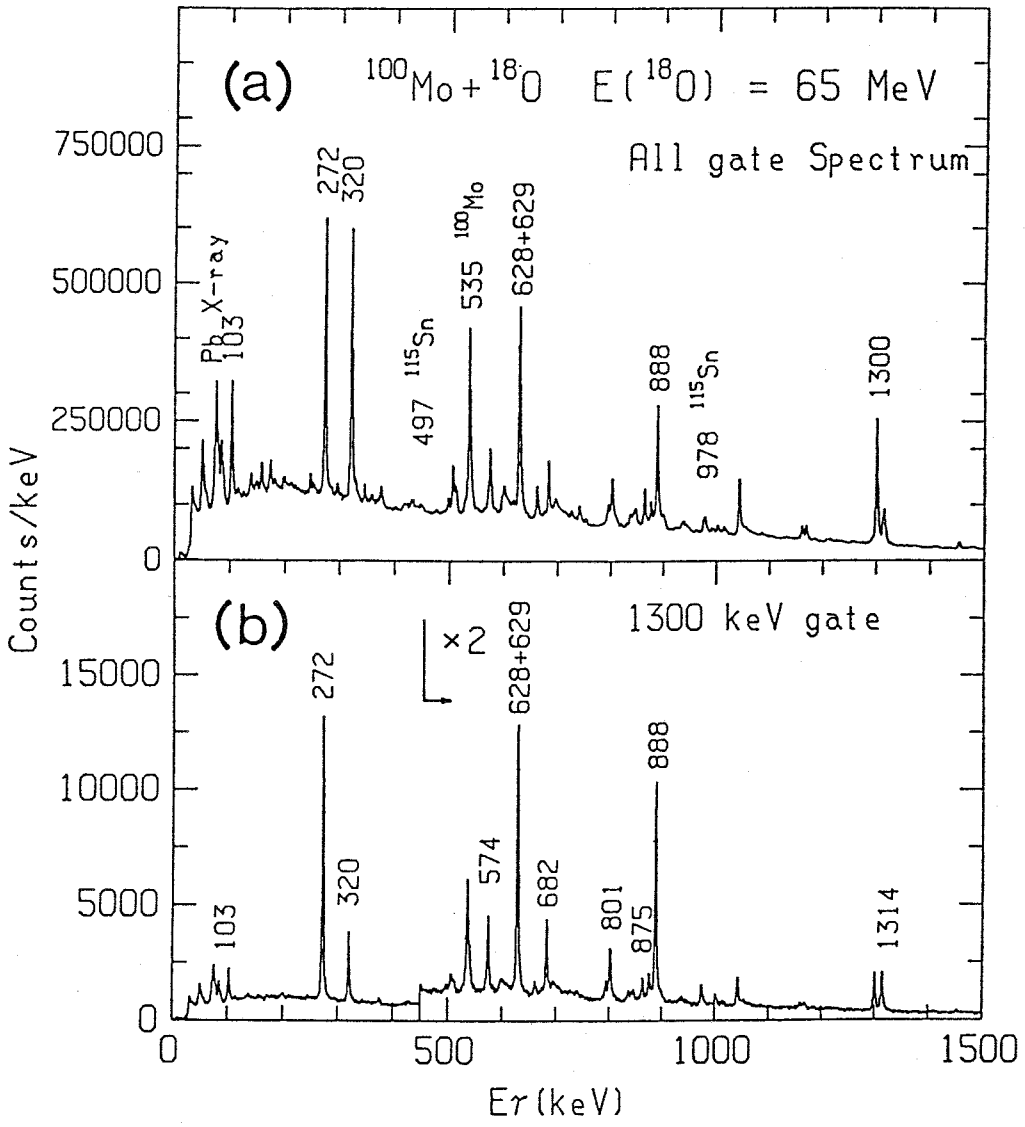


図５４　　$^{100}Mo + ^{18}O$ 反応における$\gamma\gamma$同時計測スペクトル

これらは、background の補正を行っている。

(a)　All gate spectrum

(b)　1300-keV gate spectrum

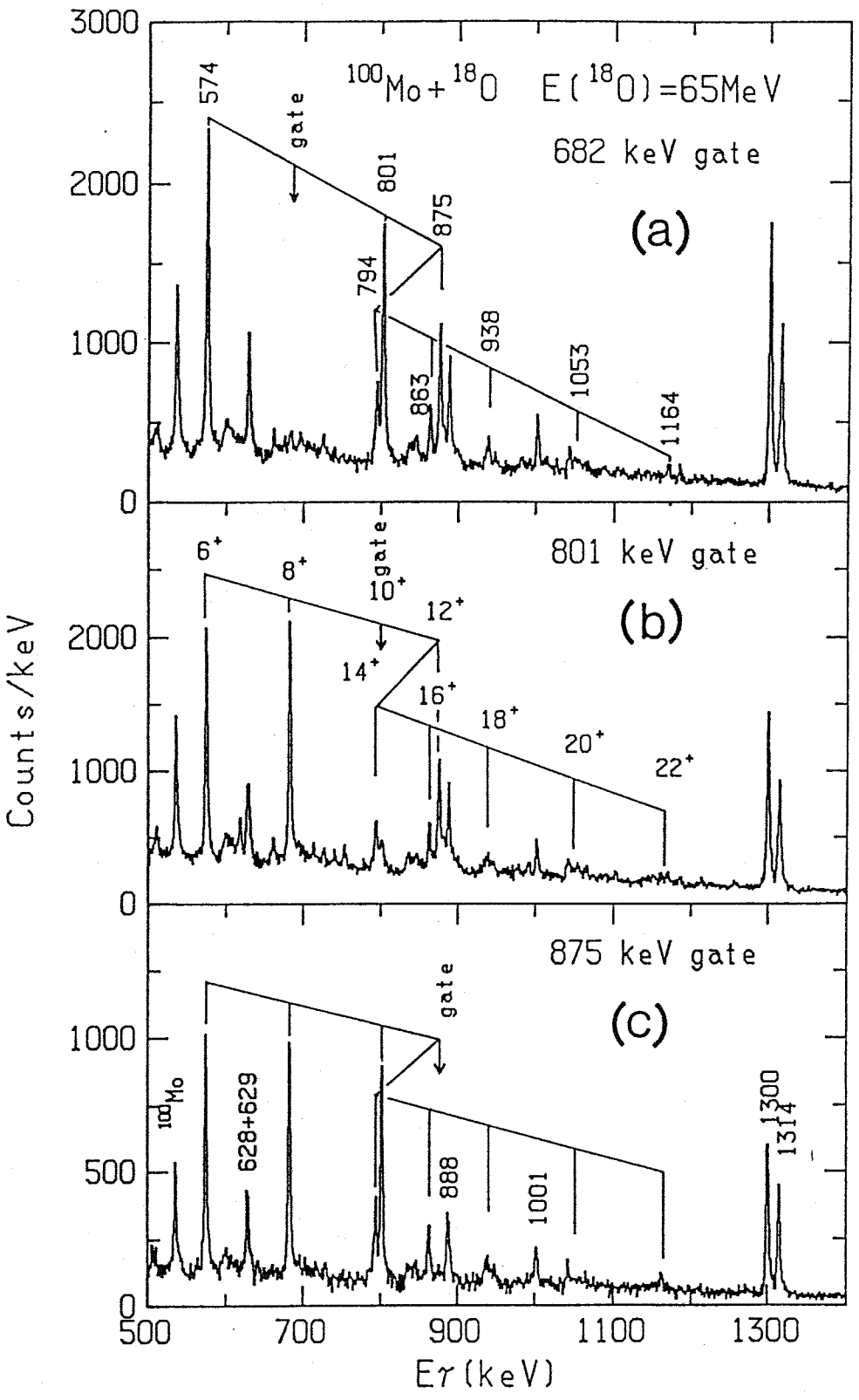


図５５　　図５４の注参照

(a)　682-keV gate spectrum

(b)　801-keV gate spectrum

(c)　875-keV gate spectrum

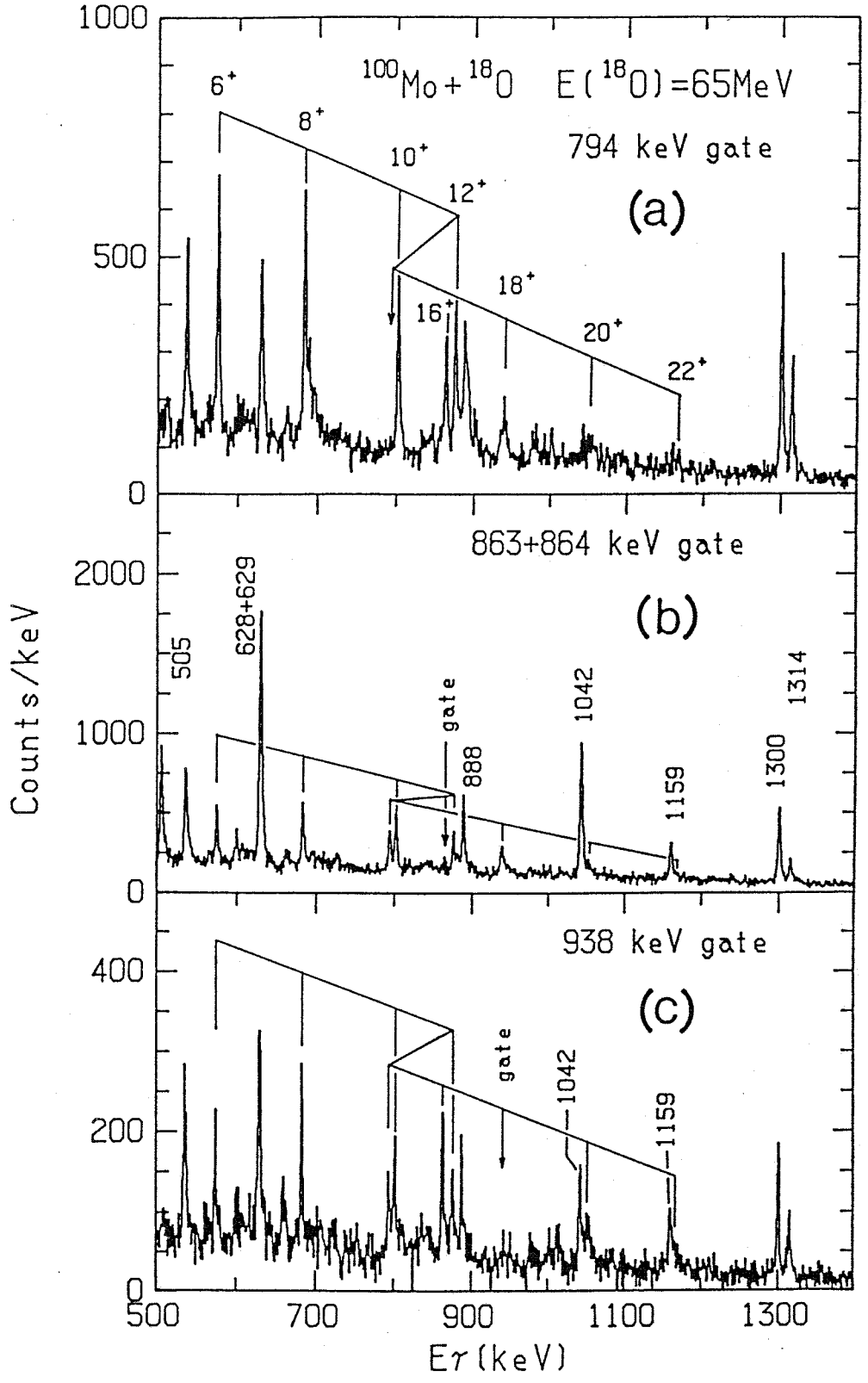


図５６　　図５４の注参照

(a)　794-keV gate spectrum

(b)　(863+864)-keV gate spectrum

(c)　938-keV gate spectrum

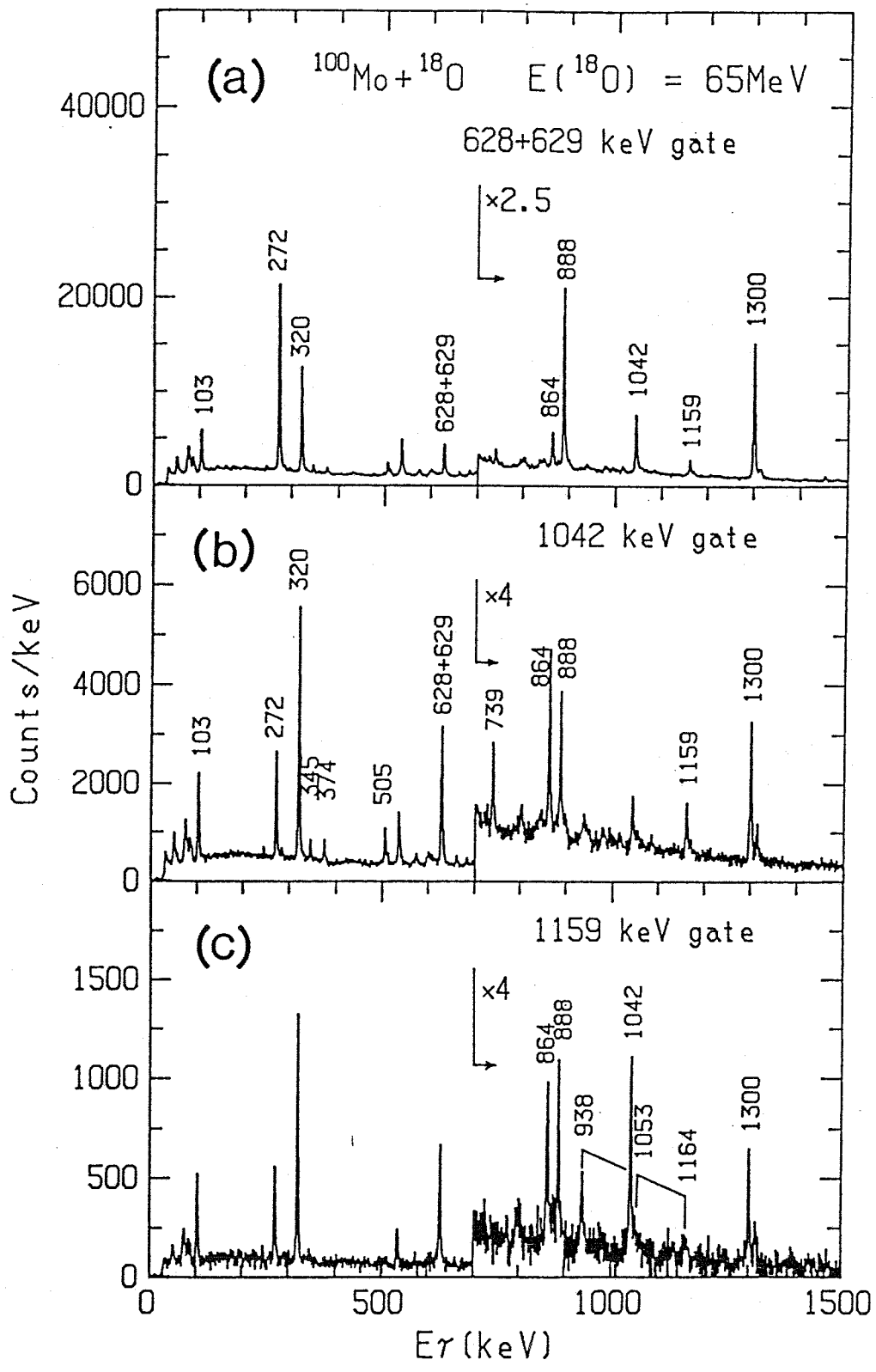


図５７　　図５４の注参照

(a) (628+629)-keV gate spectrum

(b) 1042-keV gate spectrum

(c) 1159-keV gate spectrum

第四章　　議論

4．1　^{110}Sn，^{112}Sn および ^{114}Sn の高スピン領域における回転バンドの発見とその特徴

^{110}Sn，^{112}Sn，および^{114}Snにおいて観測された偶パリティ回転バンドを図５８に示す。スピン値１４ħ（^{110}Snでは１２ħ）以上が新たに見いだされた準位である。

^{110}Snは、これまで（α,xn）反応を用いた実験により 5.33 MeV (11^-) 準位まで報告されている。しかしながら、同定された準位はすべて中性子の準粒子励起で説明されるものであり、$^{112-118}$Snで報告されているような侵入バンドは、見つかっていなかった。今回、高スピン準位が調べられることにより、12^+～20^+ 領域に回転バンドが同定された。ただし、10^+ 以下のスピン値を持つ侵入バンドのメンバーは、この実験によっても観測されなかった。^{110}Sn における12^+～20^+ 準位の励起エネルギーは、^{112}Sn の対応する準位に比べて、300～500 keV 高い。また、遷移エネルギー Eγ（I→I-2）については、^{110}Sn の方が ^{112}Sn に比べて、3～8 % 小さくなっている。

^{112}Sn には、これまで（α,xn）反応を用いた実験により侵入バンドのメンバーが 12^+ まで報告されている。ただし、侵入バンドの 10^+ へ崩壊する 12^+ 準位は 5564 keV 準位と 5684 keV 準位の２つが報告されている。励起エネルギーの規則性から 5684 keV 準位の方が、準粒子励起をともなわない侵入バンドのメンバー、12^+ と考えられている。今回の実験で、14^+～22^+ 領域に回転バンドが新しく同定されたが、この回転バンドは、もう一方の 12^+、すなわち、5564 keV 準位の方に崩壊していることがわかった。また、負パリティ回転バンドも 13^-～21^- 領域に初めて同定された。

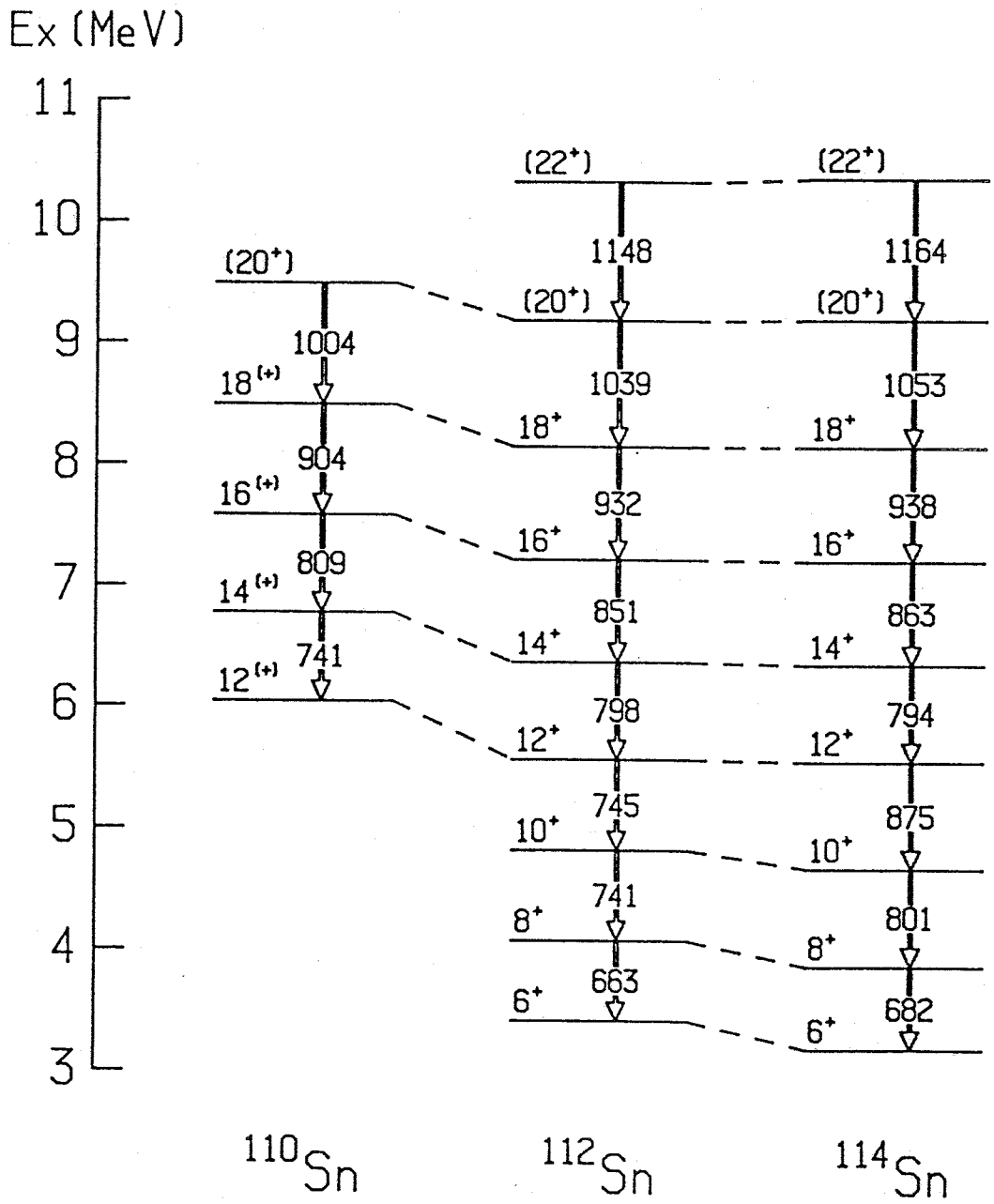


図５８　(^{16}O,4n), (^{18}O,4n) 反応により見つかった ^{110}Sn, ^{112}Sn, および ^{114}Sn における偶パリティ回転バンド

^{114}Sn においても、これまでに（α,xn）反応を用いた実験により、侵入バンドのメンバーが 12^+ まで報告されている。今回の実験で、14^+ ～ 22^+ 領域に回転バンドのメンバーが新しく同定されたが、この回転バンドは、侵入バンドの 12^+ 準位に崩壊することがわかった。励起エネルギーを隣の ^{112}Sn と比べると、10^+ 以下の侵入バンドのメンバーについては、^{114}Snの方が、150 ～200 keV 低いけれども、12^+ 以上の回転バンドのメンバーについては、その差は、30 keV 以内になっている。遷移エネルギーについて、^{112}Sn と比較すると 12^+ 以上の準位に関して、1.4 % 以内で一致している。

^{110}Sn, ^{112}Sn および ^{114}Snの回転バンドに共通してみられる特徴は、その励起エネルギーが スピンの大きさの自乗 I(I+1) に比例して増加しているということである。図５９の黒丸は、^{110}Sn, ^{112}Sn および ^{114}Sn における回転バンドのメンバーを、横軸 I(I+1)、縦軸 励起エネルギーの平面にプロットしたものである。図中の実線は、各回転バンドに対して最小自乗フィットして得られた直線である。よって、スピン値 12 ～ 14 ħ 以上の回転バンドのメンバーは、回転バンドに対する第一近似式

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \cdot I(I+1) + C \qquad \text{--- ①}$$

により、きわめて精度よく再現されることがわかる。ここで $\mathcal{J}$ は、変形コアの有効慣性モーメントである[Boh75]。この事実から ^{110}Sn, ^{112}Sn および ^{114}Sn の 12 ～ 22 ħ 領域に見いだされた回転バンドは、途中にバンド交差などのない一つのバンドであると考えられ、かつ、剛体回転子的に振舞っている。

図５９には、回転バンドのメンバーと共に、中性子の準粒子励起と考えられる準位を白丸で示した。スピン値約 12 ħ 以下の領域では、中性子の２準粒子励起と考えられる準位がイラスト準位を形成していたが、それよりも高励起で高スピンの領域では、回転バンドに属する準位が、回転バンドに属さない準位に比べて強く populate されることがわかった。このことから、スピン値 約 14ħ 以上の領域では、回転バンドがイラスト準位を形成していると考えられる。すなわち ^{110}Sn, ^{112}Sn および ^{114}Sn のスピン値 12～14 ħ においてイラスト線は、球形相から変形相へ変化しているのである。

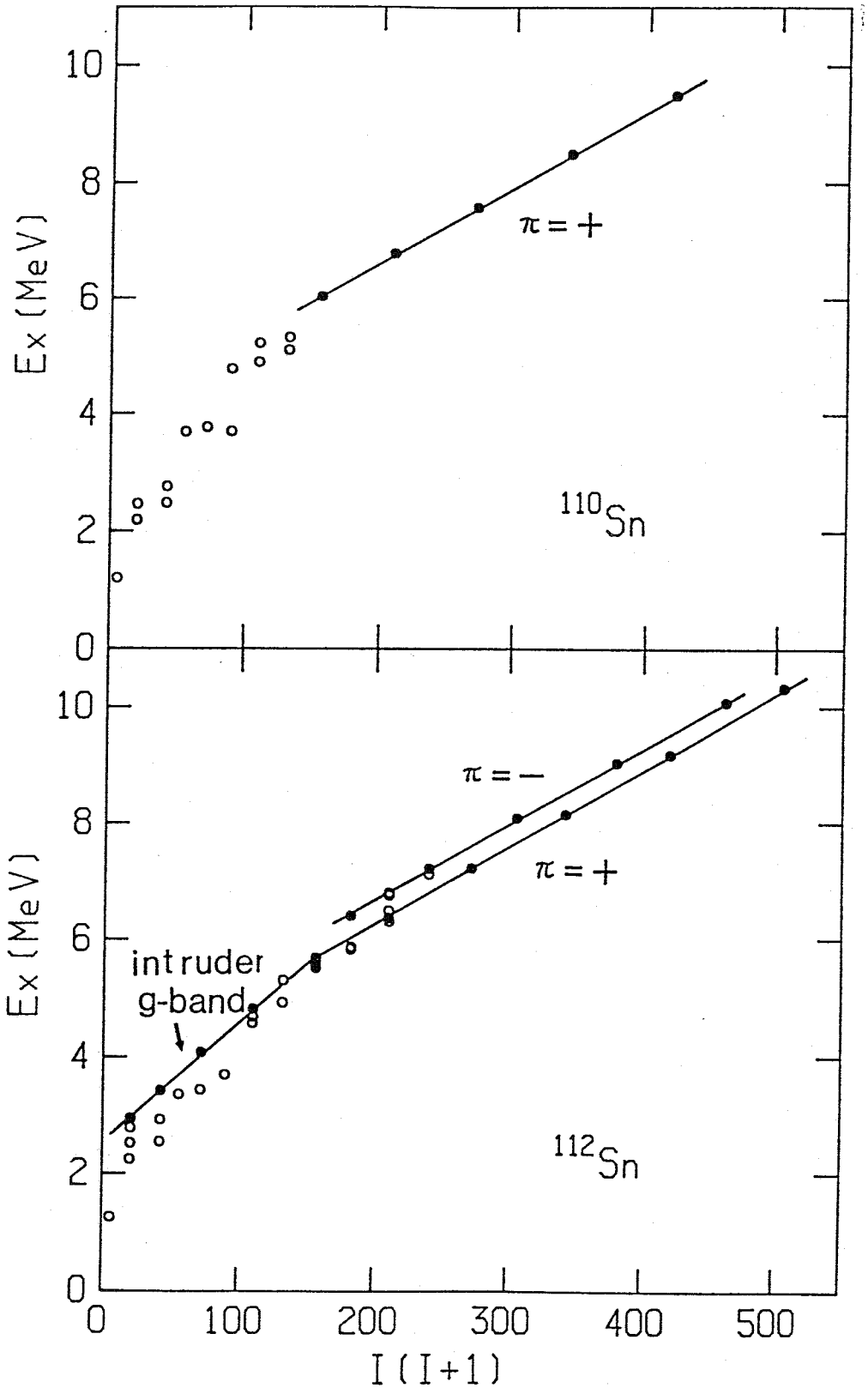

Ex (MeV)
10
8
6
4
2
0
π = +
^{110}Sn
π = −
π = +
intruder
g-band
^{112}Sn
0
100
200
300
400
500
I(I+1)

図５９　　次の頁に続く

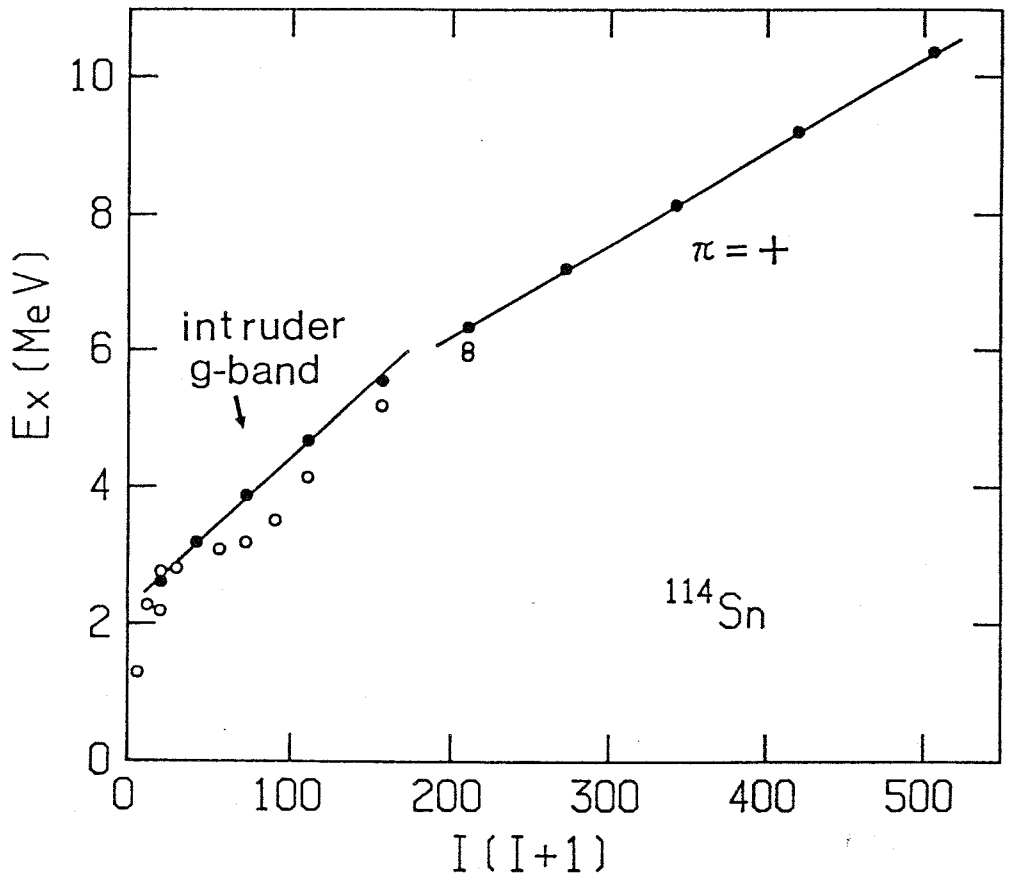


図５９　　黒丸は、^{110}Sn, ^{112}Sn および ^{114}Sn における回転バンドのメンバーをプロットしたものである。横軸は、スピンの大きさの自乗であり、縦軸は、励起エネルギーである。実線は、各バンドを最小自乗フィットして得られた直線である。白丸は、中性子の準粒子励起と考えられる準位である。

4．2　^{112}Snおよび^{114}Snに見られる後方歪曲現象と2準粒子励起による解釈

図59からわかるように、12～22 ħ 領域に発見された回転バンドに対する直線の傾きは、スピン値 12 ħ 以下で報告されている侵入バンドに対する直線の傾きに比べて、明らかに緩やかである。この事実は、高スピン回転バンドの慣性モーメントが、侵入バンドの慣性モーメントに比べて大きいことを意味している。

図60に、^{112}Snおよび^{114}Snにおける偶パリティ回転バンドの慣性モーメントを、回転角速度の自乗に対しプロットしたものを示す。黒丸が、実験点である。慣性モーメントおよび回転角速度の自乗は、実験的に得られたスピン値Ｉと励起エネルギーＥ$_I$を、次式に代入することにより計算した[Lie78]。

$$\frac{2\mathcal{J}}{\hbar^2} = \frac{4\cdot I - 2}{E_I - E_{I-2}} \quad \text{---} \quad ①$$

$$(\hbar\omega)^2 = (I^2 - I + 1)\cdot\left(\frac{E_I - E_{I-2}}{2\cdot I - 1}\right)^2 \quad \text{---} \quad ②$$

^{112}Snの場合、ħω～0.37 MeV において、慣性モーメントが約20[MeV^{-1}ħ^2]から約38[MeV^{-1}ħ^2] にまで増大している。^{114}Snの場合には、^{112}Snよりも大きなħω～0.41 MeV において、慣性モーメントの増加、約 20[MeV^{-1}ħ^2]から約37[MeV^{-1}ħ^2] 、が見られる。その起こり方は、^{112}Snの場合よりも急激である。

このような慣性モーメントが激増する現象は、これまで多くの基底回転バンドに対して見つかっており、後方歪曲現象(backbending phenomenon)と呼ばれている。^{112}Snおよび^{114}Snにおいて発見された慣性モーメントの増加現象は、侵入バンドにおける後方歪曲現象と位置付けられよう。

変形核および遷移領域核における偶質量数核の後方歪曲現象は、基底バンドとhigh-j 2準粒子が励起したバンド (S-band) の交差であると考えられている[Ste72]。バンド交差の起こる回転角速度 ħω$_c$ や交差の滑らかさ（バンド間の相互作用）に対しては、[Cranking] Hartree-Fock-Bogoliubov 模型[Ben78]によって、さらに微視的な立場からは、 Spin-projection Hartree-Bogoliubov 模型によって、定量的で広い (N, Z) 領域に渡る計算が試みられている[Ham86,Fae80

,Iwa82]。

^{112}Snおよび^{114}Snにおける後方歪曲現象も、同様なメカニズムで説明されるか否かを調べるために、high-j 2準粒子励起を考慮した Spin-projection Hartree-Bogoliubov (H.B.) 計算との比較を行った。計算については、§4．3で説明する。励起を考慮した high-j 準粒子は、$\nu h_{11/2}$ 起源のニルソン軌道の内、エネルギーの低い方から6～7本である。図60中、黒三角で示されたのが、計算された励起エネルギーから ①, ② 式を用いて求めた慣性モーメントである。 ^{112}Snおよび^{114}Snにおける後方歪曲現象の起こる回転角速度およびバンド交差の滑らかさが、何れの場合も見事に再現されている。よって、^{112}Snおよび^{114}Snで見いだされた後方歪曲現象は、$\nu h_{11/2}$ 準粒子2個が励起した回転バンド（2準粒子侵入バンド）と侵入バンドのバンド交差によるものであると考えることができる。

ただし、$\hbar\omega \geqq 0.44$ MeV 領域では、実験値と計算値に比較的大きな差がみられる。この差を、遷移エネルギーの差としてみると、スピン値 18～22$\hbar$ において計算された励起エネルギーは、実験値に比べ約 200 keV 大きくなっている。よって、ここで行った計算は、バンド交差については見事に説明するけれども、Snにおいて発見された2準粒子侵入バンドの性質を定量的に説明するには十分でないことがわかる。

回転角速度が大きくなると、ペアリング力の減衰することが指摘されているが[Bac85,Naz85]、ここで行った計算ではこの効果は入っていない。ペアリング力の減衰は、励起エネルギーを下げる効果を持ち、その結果、遷移エネルギーも小さくする。$\hbar\omega \geqq 0.44$ MeV の高回転角速度領域では、ペアリング力の減衰まで考慮した計算が必要と考えられる。

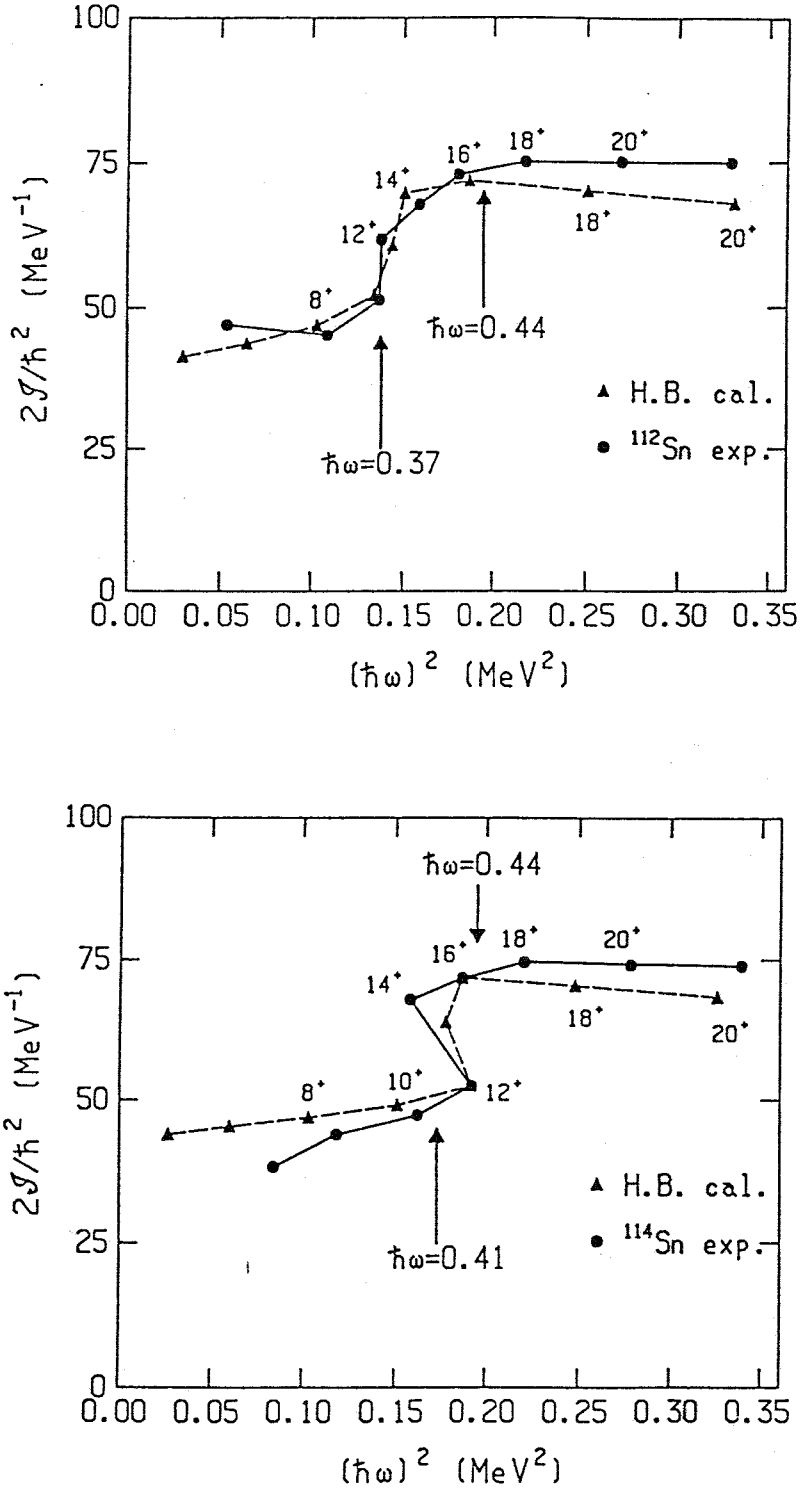


図６０　^{112}Sn （上段）および ^{114}Sn （下段）の偶パリティ回転バンドに対するバックベンディングプロット。　黒丸が、実験値を示し、黒三角が、Spin-projection Hartree-Bogoliubov 計算の結果を示す。

4．3　^{110}Snにおける侵入バンド消失と
ハートリー・ボゴリュボフ計算による考察

^{110}Sn，^{112}Sn，および^{114}Snの高スピン領域に、回転バンドの高スピン準位が共通して観測されたが、これらの高スピン準位は、励起エネルギーおよび準位間エネルギー共に類似している。

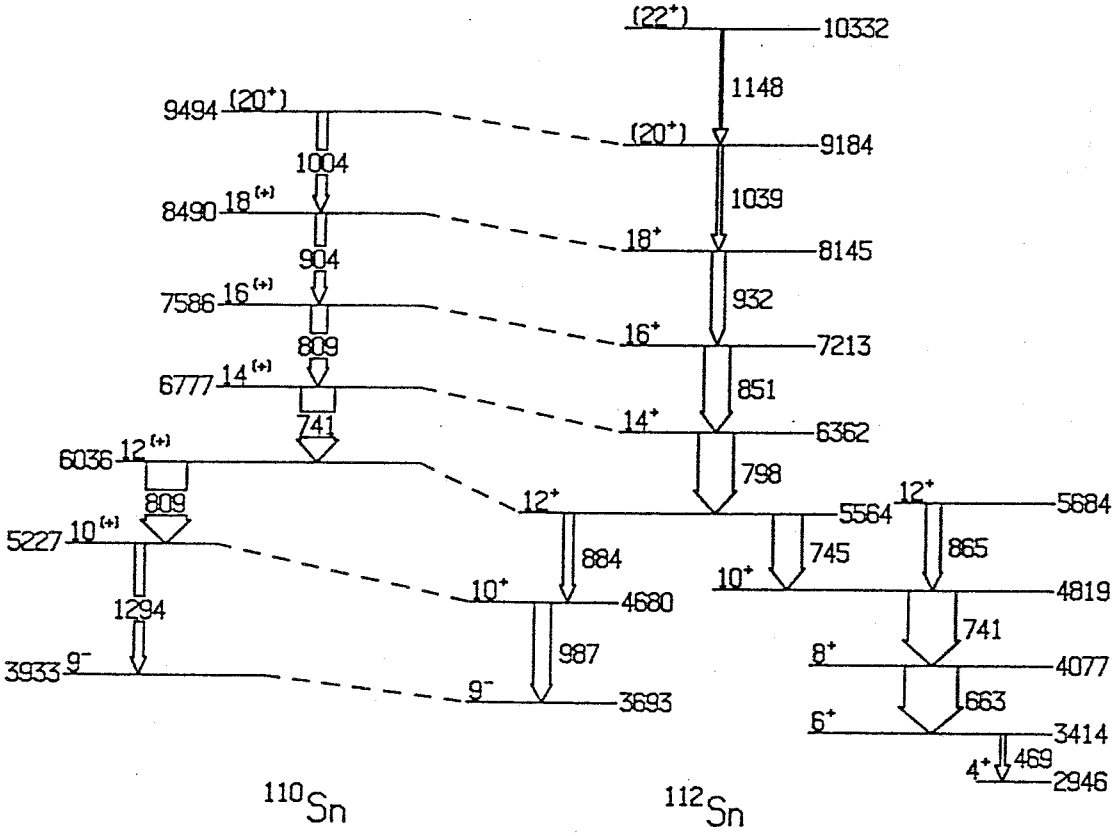


図６１　　^{110}Snおよび^{112}Snの部分的準位図。^{110}Snと^{112}Snの間の点線は、対応する準位間を結んでいる。矢印の太さは、γ線強度に比例するように描かれている。^{110}Snの５２２７ｋｅＶ（１０$^{+}$）準位からは、３９３３ｋｅＶ準位以外にも遷移がみられるが、^{110}Snと^{112}Snの対応が明確となるよう、これらの遷移は省略されている。

前節において、これらの高スピン準位は、２準粒子侵入バンドと考えられることを説明した。ところが、^{110}Snにおいては、同様な２準粒子侵入バンドが観測されたにも関わらず、その崩壊先として、観測されたのは中性子の２準粒子励起

準位（$\nu h_{11/2}$）^{2} 10^+ と考えられる５２２７ｋｅＶ準位だけであった。この状況を図６１に示す。この図では、^{110}ＳｎおよびSｎに対し、対応する準位が点線で結ばれており、矢印の太さは、γ線強度に比例するよう描かれている。２準粒子侵入バンドの 12^+ から中性子の２準粒子励起準位（$\nu h_{11/2}$）^{2} 10^+ への崩壊パターンは、^{110}Ｓｎ（ 6036 keV → 5227 keV ）と^{112}Ｓｎ（ 5564 keV → 4680 keV ）で共通している。しかしながら、^{110}Ｓｎにおいては、$^{112\text{-}118}$Ｓｎで報告されていた侵入バンドのメンバーと考えられる準位への遷移は観測されず、同時に、そのようなメンバーも全く同定されなかった。

^{110}Ｓｎにおける２準粒子侵入バンドの 12^+ から侵入バンドの 10^+ への遷移の有無を調べるために２準粒子侵入バンド中の 741-keV および 809-keV 遷移でゲートしたγγ同時計測スペクトルを詳細に調べた。この結果、これらの遷移と同時計測関係にあり、かつ、^{110}Ｓｎの準位図に組み込めなかったγ線として、508 keV と 601 keV のγ線のあることがわかった。これらのγ線強度は、$2^+ \rightarrow 0^+$ 遷移の 1211 keV を 100 としたとき、それぞれ、３±１，９±１であった。このほかにピークがあるとしても、そのγ線強度は１以下である。

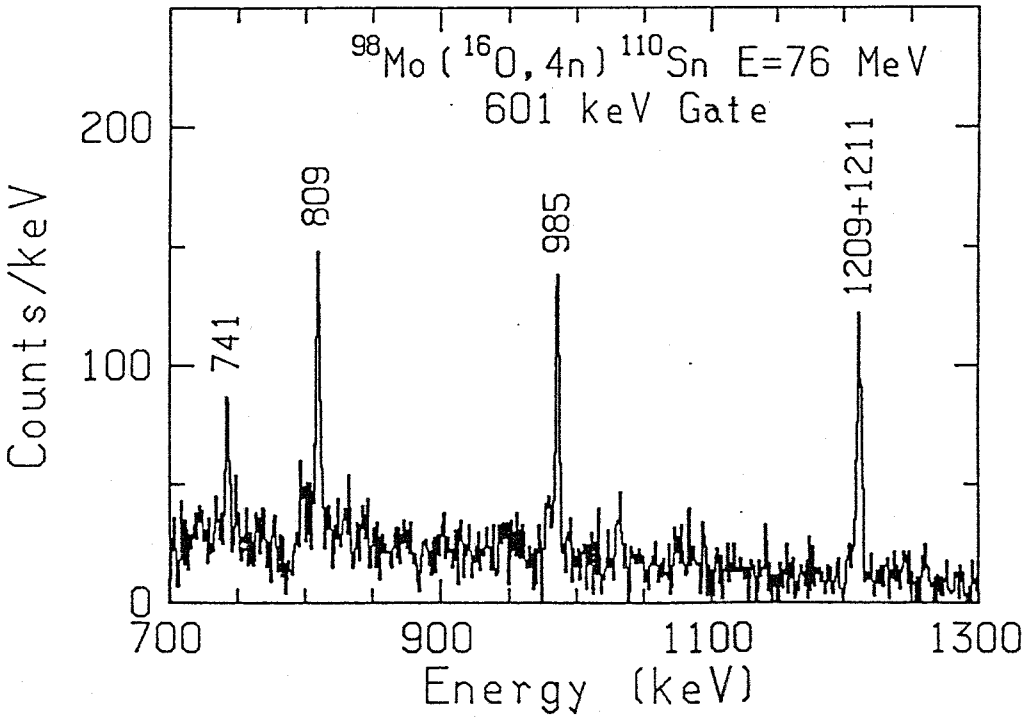


図６２　γγ同時計測スペクトル　601-keV gate

601-keV ゲートのスペクトルを図６２に示す。601 keV は、^{110}Ｓｎに属し、かつ、741-keV および 809-keV 遷移と同時計測関係にあることがわかっているが、準位図に組み込めなかったγ線である。741 keV のγ線強度は、809 keV, 985 keV（$4^+ \rightarrow 2^+$）および 1211 keV（$2^+ \rightarrow 0^+$）のγ線強度の約半分しかないことがわかる。よって、601-keV遷移は、6036-keV準位から直接崩壊するγ線ではないことがわかる。すなわち、このγ線は、少なくとも 5227-keV 準位より下流の準位（5227-keV準位を含む）から崩壊することが要求される。よって、601-keV 遷移が、２準粒子侵入バンドの12^+から侵入バンドの10^+への遷移である可能性は否定される。

508-keV ゲートのスペクトルでは、511 keV（e^+e^-）の混ざりが大きく 601 keV と同様の議論は不可能であった。よって、508-keV遷移が、２準粒子侵入バンドの12^+から侵入バンドの10^+への遷移である可能性は否定されない。

そこで、図５８に示した^{110}Ｓｎと^{112}Ｓｎの崩壊パターンの類似性に着目し、２準粒子侵入バンドの12^+から、球形10^+（$\nu h_{11/2}$）^{2}と侵入バンド10^+への分岐比が^{110}Ｓｎと^{112}Ｓｎとで等しいと仮定し、そのときの^{110}Ｓｎにおける分岐比を見積る。

^{112}Ｓｎに於いて、侵入バンドの10^+への遷移は遷移エネルギー 745 keV、γ線強度 ６７±１である。 γ線強度は、相対的なものであり、^{112}Ｓｎでは、$2^+ \rightarrow 0^+$ の 1257-keV 遷移を 288 に規格化している。^{110}Ｓｎでは、$2^+ \rightarrow 0^+$ の 1211keV遷移を 100 に規格化している。球形 10^+ への遷移は遷移エネルギー 884 keV、γ線強度２３±２である。Ｅ２遷移強度は、γ線強度に$(E\gamma)^{-5}$を掛けたものに比例するので、^{112}Ｓｎの場合には、２準粒子侵入バンドから侵入バンドへのＥ２遷移強度は、球形10^+への遷移強度に比べて 6.9 倍大きいことがわかる。

^{110}Ｓｎの２準粒子侵入バンドから球形10^+への遷移エネルギーは、809 keV であり、γ線強度は、２５±２である。^{112}Ｓｎより求めた分岐比を用いると、^{110}Ｓｎの２準粒子侵入バンドから侵入バンドへの遷移エネルギーを 508 keV とした場合、そのγ線強度は、１７±２であることが要求される。この値は、実験的に得られた 508 keV のγ線強度３±１に比べ約６倍大きな値である。

逆に、508-keV遷移が、6036-keV（12^+）準位から直接，侵入バンドの10^+

へ崩壊する遷移であるとしても、実験的に得られているＥ２遷移強度は、球形準位への 809-keV遷移に比べ約 1.2 倍であり、ほぼ等しい値となることがわかる。球形準位への遷移強度と同程度のＥ２遷移強度しか受け持たない準位は、集団的準位とは考えにくい。少なくとも、その準位の配位には、球形成分と変形成分の大きな混合を必要とする。

以上より、^{110}Ｓｎにおいて、２準粒子侵入バンド（Ｉ≧１２$^{+}$）は観測されるけれども、侵入バンド（Ｉ≦１０$^{+}$）は観測されないという特異な現象が起こっていることがわかる。

この現象を調べるために、バンド交差の解析（§４．２）にも用いた角運動量斜影ハートリー・ボゴリュボフ計算（ Spin-Projection Hartree-Bogoliubov ）[Iwa82]を行った。図６３は、Spin-Projection を行う前のハミルトニアンの期待値〈０｜Ｈ｜０〉を、変形度ε_2の関数として、^{110}Ｓｎ，^{112}Ｓｎおよび^{114}Ｓｎに対して計算したものである。

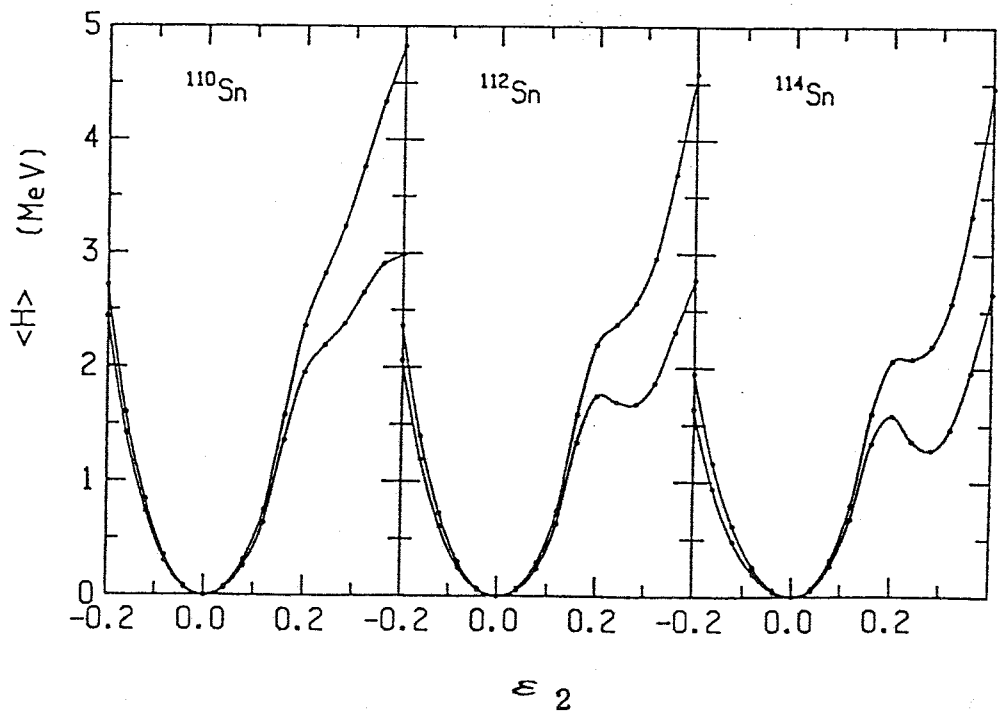


図６３　^{110}Ｓｎ，^{112}Ｓｎおよび^{114}Ｓｎに対するポテンシャル曲線。横軸は、変形パラメーター ε_2、縦軸は、①式で定義されるハミルトニアンの期待値。$\varepsilon_2 = 0$ の点を、0 MeV に選んでいる。２本の線は、２つの異なる Q・Q 力のパラメーターに対する計算結果である。

ε_2 は、その座標系が変形の主軸と一致するような座標系からみた、核表面の、球形から四重極変形へのずれを表す量であり、次式で定義される。

$$R(\theta,\phi) = R_0 \cdot \{ 1 + \varepsilon_2 \cdot Y^*_{20}(\theta,\phi) + \varepsilon_4 \cdot [Y^*_{22}(\theta,\phi) + Y^*_{2-2}(\theta,\phi)]\}$$

また、ε_2、ε_4 は、Bohr-Mottelson が導入した物理量 β、γ と次の関係で結ばれる量である。

$$\varepsilon_2 = \beta \cos\gamma$$

$$\varepsilon_4 = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin\gamma$$

$\varepsilon_4 = 0$ の場合、$\gamma = 0°$ となり、$\varepsilon_2 = \beta$ である[Tak78]。
一定の ε_2 に対し、ε_4 の値を変化させたところ $\varepsilon_4 = 0$ で $\langle 0 | H | 0 \rangle$ は、最も小さくなった。そこで、図６３は、$\varepsilon_4 = 0$ としたときの計算値である。
$|0\rangle$ は、軸対称な Nilsson-BCS 真空状態で、$a_i|0\rangle = 0$ である。a_iは、準粒子の消滅演算子である。微視的なハミルトニアンとしては、①式の Pairing + Quadrupole Pairing + Quadrupole 力を採用した。

$$H = h - G \cdot P^{\dagger}P - G_Q \Sigma P^{\dagger}_i P_i - \chi/2 \cdot \Sigma Q^{\dagger}_i Q_i \quad \text{---} \quad ①$$

chemical potential は、spherical single-particle Hamiltonian h に含ませている。ここでは、three shells を陽子および中性子に対し考慮した。ペアリング力Ｇは、$G\nu = 0.87 \cdot (22.5-18(N-Z)/A)/A$, $G\pi = 0.87 \cdot 22.5/A$ と選び、四重極ペアリング力G_Qは、$G_Q = 0.2 \cdot G$ と選んだ。図６０中２本の実線は、Quadrupole力の強さのスケーリングパラメーターχを約３％変化させたときに、ポテンシャル曲線の変化する様子を示したものである。$^{110\text{-}114}$Ｓｎで、パラメーターの強さは共通に選んでいる。^{114}Ｓｎでは、変形状態の谷がはっきり見えるが、^{110}Ｓｎになると谷のくぼみが非常に浅くなっている。

次に、

$$\{\ P_J|0\rangle,\ P_J a_i^{\dagger} a_j^{\dagger}|0\rangle\ \}$$

のようにベースを広げ、２準粒子励起まで含ませるようにして、①式の微視的ハミルトニアンを対角化する。ここで、P_J は、角運動量斜影演算子である。２準粒子としては、$\nu h_{11/2}$ 軌道からなる Nilsson 準位を約６本含めるようにした。この結果得られた^{110}Ｓｎ，^{112}ＳｎおよびＳｎに対するイラスト準位の励起エネルギーを図６４に示す。各原子核に対して、図６３と同じく、２種類の Quadrupole力のパラメーターを用いてそれぞれ計算した。図６０に示したバックベンディングプロットは、この計算（χ = 1.165, ε_2 = 0.3）に基づいている。

^{112}ＳｎおよびＳｎでは、0^+～20^+ $\hbar$にかけて、ε_2～ 0.3 にポテンシャルの極少点がみられる。この谷の深さに比べると浅いけれども、^{110}Ｓｎのスピン値 14 $\hbar$ 以上にもε_2～ 0.3 にポテンシャルの極少点が存在する。　ところが、^{110}Ｓｎのスピン 10 $\hbar$ 近傍では、ε_2～ 0.3 に極少点が見られない。そして、Quadrupole力のパラメーターの微少変化に対して、不安定な振舞いを示している。

このポテンシャル曲線の振舞いは、高スピン領域に２準粒子侵入バンドが存在するという実験事実を再現し、また、10^+ 以下の侵入バンドは観測にかからないという実験事実も説明する。10^+ で変形状態に安定なポテンシャルの極少点を持たないということは、10^+ 準位において、球形 10^+ と変形 10^+ の混合が大きいことを意味する。この混合が大きいと、この節の前半で説明したように、変形 10^+ への遷移は、観測されにくくなるのである。

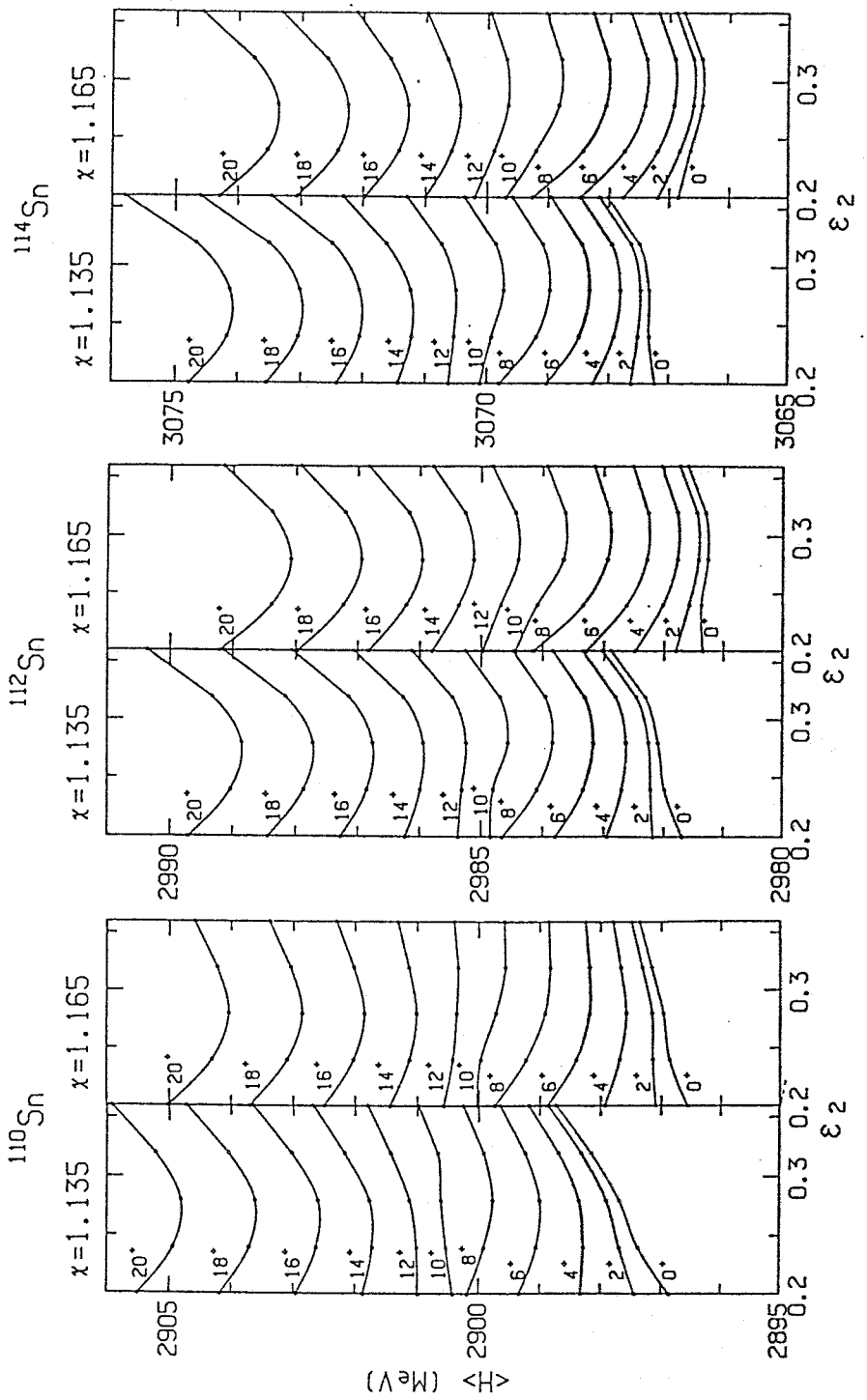


図６４　　$\nu h_{11/2}$ 軌道起源の２準粒子励起を考慮した角運動量斜影ハートリー・ボゴリュボフ計算によるポテンシャル曲線。黒丸は、計算点であり、実線は、それらをスムーズに結んだものである。各原子核に対し、２通りの Q・Q 力 パラメーター χ を用いた計算結果を示す。

4．4　^{111}Snにおける回転バンドの発見とその特徴

奇質量数Sn同位体の高スピン状態は、これまで（α,xn）反応を用いて調べられている[Has79,Pra84]。^{111}Snについては、3789-keV (23/2$^-$) 準位までが報告されている。そこで同定された準位は、中性子の1あるいは3準粒子励起準位として説明される[Has79,Pra84,Gun78]。奇質量数Sn同位体においては、偶質量数Sn同位体の場合と異なり、これまでに侵入バンドのメンバーと考えられる準位は1つも報告されていない。

今回、^{98}Mo(^{16}O,3n) 反応で ^{111}Sn の高スピン準位が調べられることにより、23/2$^-$ ～(43/2$^-$) 領域に回転バンドが初めて同定された。中性数が 61 個である ^{111}Sn において、奇パリティ準位の配位に寄与し得る軌道は、$\nu h_{11/2}$ だけである。よって、この回転バンドは、偶質量数Sn同位体において報告されている偶パリティ侵入バンドに$\nu h_{11/2}$ 準粒子が1個結合した奇パリティ侵入バンドと考えられ、$\nu h_{11/2}$－侵入バンド($\nu h_{11/2}$ Intruder band)と呼ぶことにする。

^{98}Mo(^{16}O,3n) 反応で励起した ^{111}Sn の高スピン領域で、強く populate されたのは、$\nu h_{11/2}$－侵入バンドのメンバーだけであった。よって、スピン値27/2$^-$以上の領域では、$\nu h_{11/2}$－侵入バンドがイラスト準位になっていると考えられる。すなわち、^{111}Snのイラスト線では、スピン値約 27/2$^-$ において球形相から変形相への転移が起こっている。

図６５に^{111}Snにおいて発見された $\nu h_{11/2}$侵入バンド と球形準位の一部を^{110}Snおよび^{112}Snの部分的準位図と共に示す。各準位図の左側に示されたのが球形準位であり、右側に示されたのが回転バンドに属する準位である。^{112}Snにおける侵入バンドの低スピンメンバー 0$^+$, 2$^+$ は見つかっておらず、また、6$^+$ から 4$^+$ への遷移も４本に分岐している。しかしながら、この事実は、侵入バンドの低スピンメンバーが存在しないのではなく、侵入バンドの低スピンメンバーと振動準位との混合が大きいためであると考えられている[Bac81,Kan79,Yan86]。また、^{116}Snにおいては、0$^+$ バンドヘッドが見つかっており[Bro79]、侵入バンドのバンドヘッドは 0$^+$ と考えられている。よって、^{111}Snにおける $\nu h_{11/2}$ 侵入バンドのバンドヘッドも 侵入バンドの 0$^+$ に $\nu h_{11/2}$ が結合した 11/2$^-$ と考えられる。そこで侵入バンドの 0$^+$, 2$^+$, 4$^+$, 6$^+$,... には、$\nu h_{11/2}$侵入バンド

の $11/2^-$, $15/2^-$, $19/2^-$, $23/2^-$,... がそれぞれ対応する。図６５中の点線は、この対応関係にある準位を結んだものである。また、励起エネルギーとしては、^{111}Ｓｎの 978 keV 準位を^{110}Ｓｎおよび^{112}Ｓｎの基底準位と揃えた。978 keV 準位は、 ^{110}Ｓｎおよび^{112}Ｓｎの基底準位 0^+ に対する $\nu h_{11/2}$ による１準粒子準位と考えられる準位である。

^{111}Ｓｎにおける$\nu h_{11/2}$侵入バンドを、^{110}Ｓｎもしくは^{112}Ｓｎの回転バンドと比較したときの特徴を示しておく。

① ^{111}Ｓｎの $23/2^-$ 準位から $19/2^-$ 準位への遷移は２本に分岐している。この現象は、^{112}Ｓｎの 6^+ 準位から 4^+ 準位への遷移が分岐していることと類似している。

② ^{111}Ｓｎにおける $\nu h_{11/2}$侵入バンドのエネルギー間隔は、^{110}Ｓｎもしくは^{112}Ｓｎにおける対応する回転バンドメンバーのエネルギー間隔に比べて大きい。

③ ^{111}Ｓｎの $\nu h_{11/2}$侵入バンドのメンバーである $23/2^-$ 準位は、^{112}Ｓｎの侵入バンドのメンバーである 6^+ 準位に対応する。その励起エネルギーは、^{111}Ｓｎの球形１準粒子 978-keV 準位と^{112}Ｓｎの基底準位からそれぞれ測った場合、^{111}Ｓｎの方が低いところに現れる。すなわち、

$$Ex(23/2^-:\text{変形}) - Ex(11/2^-:\text{球形}) < Ex(6^+:\text{変形}) - Ex(0^+:\text{球形})$$

という関係が成り立っている。

④ ^{112}Ｓｎの回転バンドでは、スピン値約 10 $\hbar$ のところで後方歪曲現象が見られるが、^{111}Ｓｎにおける $\nu h_{11/2}$侵入バンドのエネルギー間隔は、スピン値と共に単調に増加しており、後方歪曲現象は見られない。

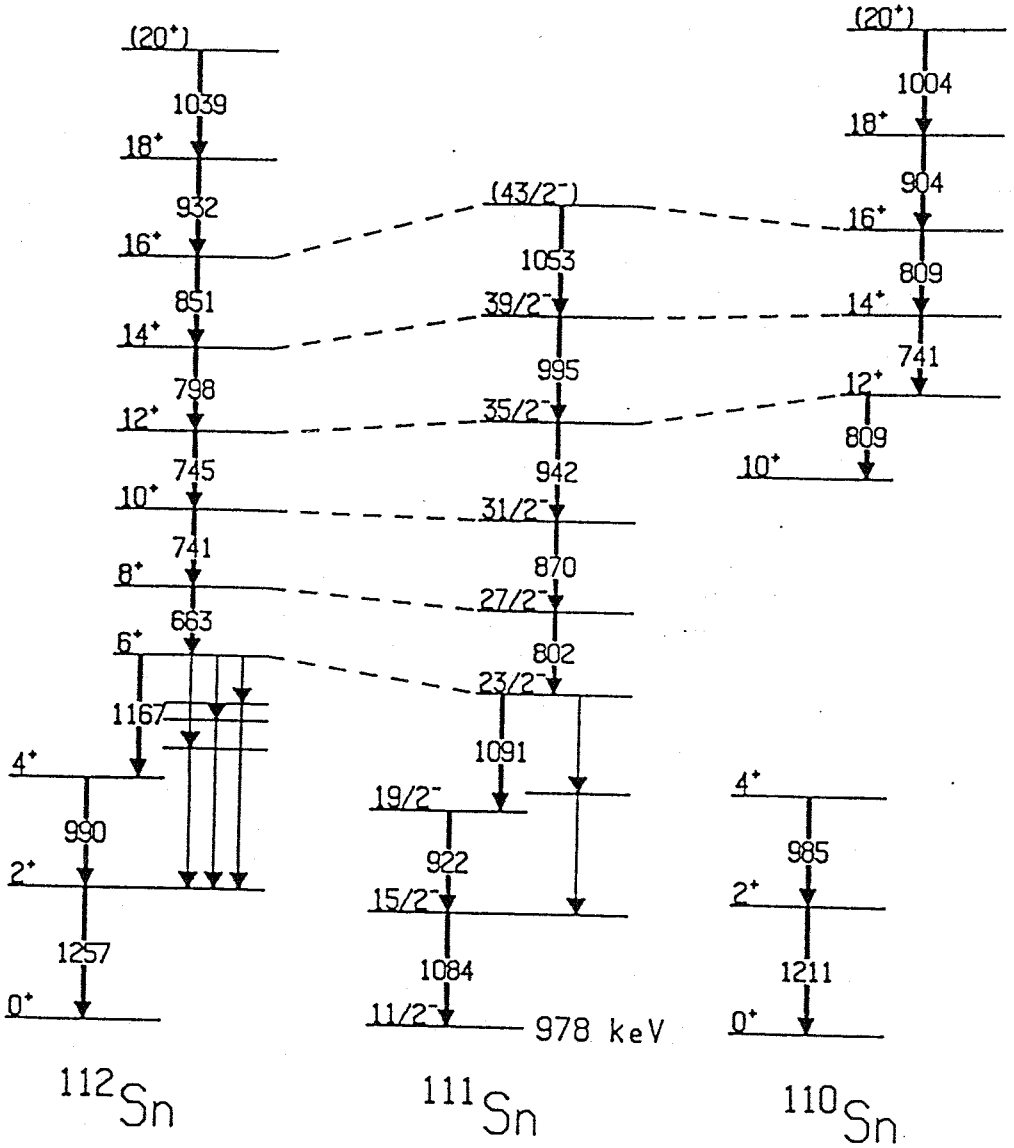


図６５　^{111}Sn の奇パリティ回転バンド。球形 11/2$^-$ 準位(Ex = 978 keV)を ^{110}Sn および ^{112}Sn の基底準位に揃えている。点線は、対応する準位を結んでいる。

４．５　　Ｓｎの侵入バンドと$\nu h_{11/2}$準粒子の結合形態

^{111}Ｓｎにおける $\nu h_{11/2}$侵入バンドのエネルギー間隔は、^{112}Ｓｎ における侵入バンドの対応するエネルギー間隔に比べて大きいという特徴があった。１準粒子回転バンドと基底回転バンドのエネルギー間隔の比較は、準粒子とコアの結合形態に関する情報を与えてくれる。

１準粒子と変形コアの結合形態のモデルとして、強結合スキームと回転整列スキームが知られている。図６６で示したように、強結合スキームの場合、１準粒子は変形コアの回転運動に追随し、全スピンの対称軸成分Ｋがよい量子数となる。回転整列スキームの場合、準粒子のスピンｊは、集団回転軸の方向に整列し、ｊの回転軸成分αがよい量子数となる。

両極端スキームでの励起エネルギーは、それぞれ次のように表すことができる[Lie78]。

$$E_I[\text{強結合}] = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}}[I\cdot(I+1)-K\cdot(K+1)] \quad \cdots \quad ①$$

$$E_I[\text{回転整列}] = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}}(I-j)\cdot(I-j+1) \quad \cdots \quad ②$$

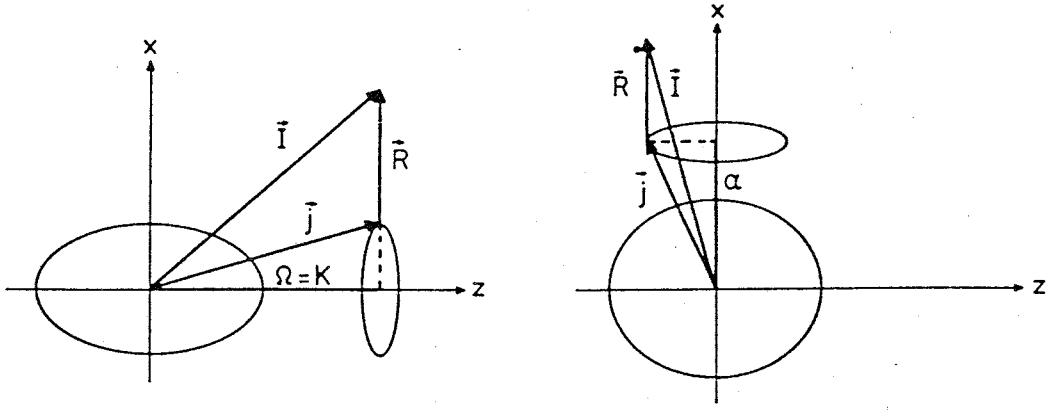


図６６　強結合スキーム（左）および回転整列スキーム（右）のスピンの向き

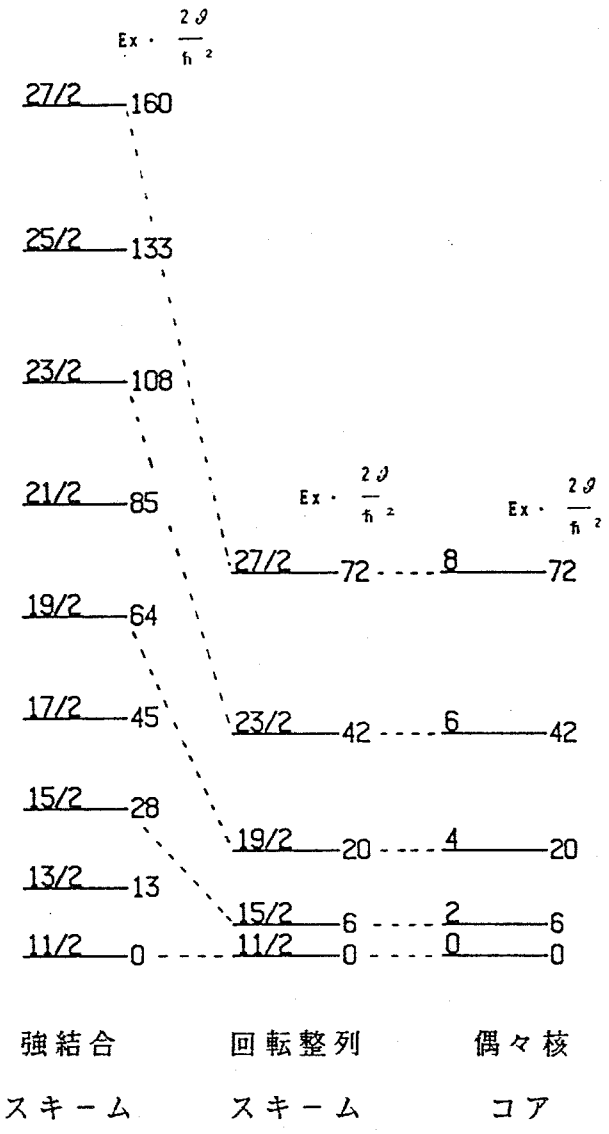


図６７

強結合および回転整列スキームでの典型的な励起エネルギー。但し、K = 11/2, α = 11/2の場合である。

jあるいはKに 11/2 を代入して、①、②式により計算された励起エネルギーを図６７に示す。

この図からわかるように回転整列の極限では１準粒子回転バンドのエネルギー間隔は、対応する偶々核のエネルギー間隔に等しい。例えば、

$$\frac{E_{27/2} - E_{23/2}}{E_8 - E_6} = 1.00$$

となる。強結合の極限では、偶々核のエネルギー間隔よりも広がっている。この広がり方は、考えるスピン値によって異なるが、例えば、

$$\frac{E_{15/2} - E_{11/2}}{E_2 - E_0} = 4.67$$

$$\frac{E_{27/2} - E_{23/2}}{E_8 - E_6} = 1.73$$

等々である。

侵入バンドに$\nu h_{11/2}$が結合した^{111}Snの回転バンドに対し、隣核の^{112}Snにおける侵入バンドと、エネルギー間隔を比べたところ、

$$^{111}Sn \rightarrow \quad \frac{E_{27/2} - E_{23/2}}{E_8 - E_6} = 1.21$$
$$^{112}Sn \rightarrow$$

という結果を得た（図６８）。この値は、強結合スキームで予想される値(1.73)よりも、回転整列スキームで予想される値(1.00)に近い。

このような結合形態の吟味を、これまで類似性が強調されてきたＸｅで行ったところ、

$$^{117}Xe \rightarrow \quad \frac{(E_{27/2} - E_{23/2})}{E_8 - E_6} = 1.21$$
$$^{116}Xe \rightarrow$$

$$^{117}Xe \rightarrow \quad \frac{(E_{27/2} - E_{23/2})}{E_8 - E_6} = 1.21$$
$$^{118}Xe \rightarrow$$

という結果を得た（図６８右）。これは、^{111}Snと^{112}Snの場合と同じ値であり、１準粒子・変形コアの結合形態においてＸｅとＳｎの類似性が確認されたといえる。

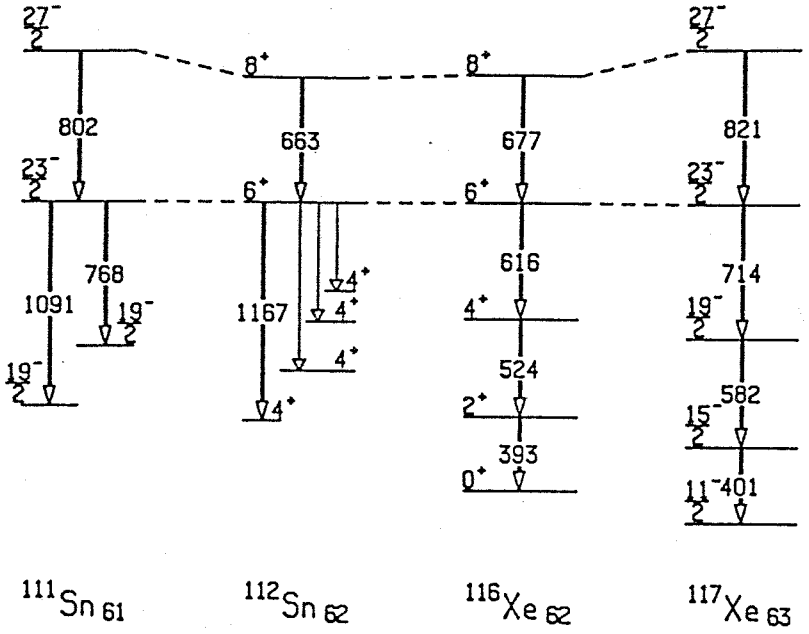


図６８　　^{111}Sn, ^{112}Sn, ^{116}Xe および ^{117}Xe における

$8^+ \rightarrow 6^+$ 遷移エネルギーと $27/2^- \rightarrow 23/2^-$ 遷移エネルギーの比較

４．６　$\nu h_{11/2}$侵入バンドに見られるブロッキングの効果

§４．２において、^{112}Ｓｎおよび^{114}Ｓｎで見い出された偶パリティ高スピン回転バンドは、侵入バンドに２準粒子$(\nu h_{11/2})^2$が励起した回転バンドであることを Hartree-Bogoliubov 計算との比較に基づき議論した。§４．５では、^{111}Ｓｎにおける$\nu h_{11/2}$侵入バンドのエネルギー間隔は、^{112}Ｓｎにおける侵入バンドのエネルギー間隔と類似しており、$\nu h_{11/2}$侵入バンドは、回転整列スキームに近いことを示した。^{112}Ｓｎおよび^{114}Ｓｎの回転バンドにおける慣性モーメントの急増現象（後方歪曲現象）を$\nu h_{11/2}$侵入バンドにおける慣性モーメントの振舞いと比べることにより、後方歪曲現象における$\nu h_{11/2}$準粒子の役割を調べることができる。

図６９は、^{111}Ｓｎ、^{112}ＳｎおよびＸｅ同位体の回転バンドに対するバックベンディングプロットである。偶質量数核については、§４．２の①、②式により$2\mathcal{J}/\hbar^2$および$(\hbar\omega)^2$を計算した。奇質量核については、§４．２の①、②式の Ｉ を I-j で置換した次式で計算した。

$$\frac{2\mathcal{J}}{\hbar^2} = \frac{4(I-j)-2}{E_I - E_{I-2}} \qquad \text{---} \quad ①$$

$$(\hbar\omega)^2 = [(I-j)^2+(I-j)+1] \cdot \left[\frac{E_I - E_{I-2}}{2(I-j)-1}\right]^2 \qquad \text{---} \quad ②$$

式中 jは、コアに結合している１準粒子の角運動量である。ここでは、$\nu h_{11/2}$バンドを考えているから、j は 11/2 である。ただし、この①、②式が厳密に成り立つのは、$\nu h_{11/2}$準粒子のスピンが完全にコアの集団回転軸に揃った場合だけである。

図中、例えば、27/2$^-$ と示したデータ点は、27/2$^-$ → 23/2$^-$ 遷移に対応するデータ点である。^{111}Ｓｎにおいては、 23/2$^-$ よりスピン値の小さなバンドメンバーはユニークに同定されなかったので、低スピン領域の慣性モーメントの振舞いは決定されない。しかしながら、Ｘｅ同位体には、低スピンメンバーが同定されており、かつＳｎの侵入バンドとの類似性が指摘されている（§４．５）。Ｘｅ

との類似性を利用して、^{111}Ｓｎにおける低スピン領域の慣性モーメントを予想することができる。実際、27/2$^-$ のデータ点は、^{111}Ｓｎと^{117,119,121}Ｘｅでほぼ一致している。

Ｘｅとの低スピン領域での類似性を仮定するならば、^{111}Ｓｎでは、^{112}Ｓｎに見られる後方歪曲現象が起こっていないといえる。上の仮定を用いない場合でも、少なくともスピン値 23/2$^-$ から 43/2$^-$ の間では後方歪曲現象は起こっていない。

$\nu h_{11/2}$侵入バンドで、後方歪曲現象が禁止されるのは、定性的にはブロッキングの効果 [Ste75] により説明される。 ^{112}Ｓｎの高スピンバンドが２準粒子 $(\nu h_{11/2})^2$ の回転整列により生じているとする。この２準粒子は、エネルギー的に最も安定になる$\nu h_{11/2}$ 軌道の Nilsson 準位を占有するはずである。ところが、$\nu h_{11/2}$侵入バンドでは、１準粒子が初めから回転整列している。そこで、$\nu h_{11/2}$侵入バンドにおいて、さらに２準粒子 $(\nu h_{11/2})^2$ の回転整列を起こそうとすると、エネルギー的に最も安定になる Nilsson 準位はすでに占有されているから、ブロックされてしまう。よって、後方歪曲現象が禁止されるのである。

$\nu h_{11/2}$侵入バンドにおいて、後方歪曲現象が見られないという事実から、逆に、偶パリティ２準粒子侵入バンドが２準粒子 $(\nu h_{11/2})^2$ 励起により生じているバンドであることがわかる。

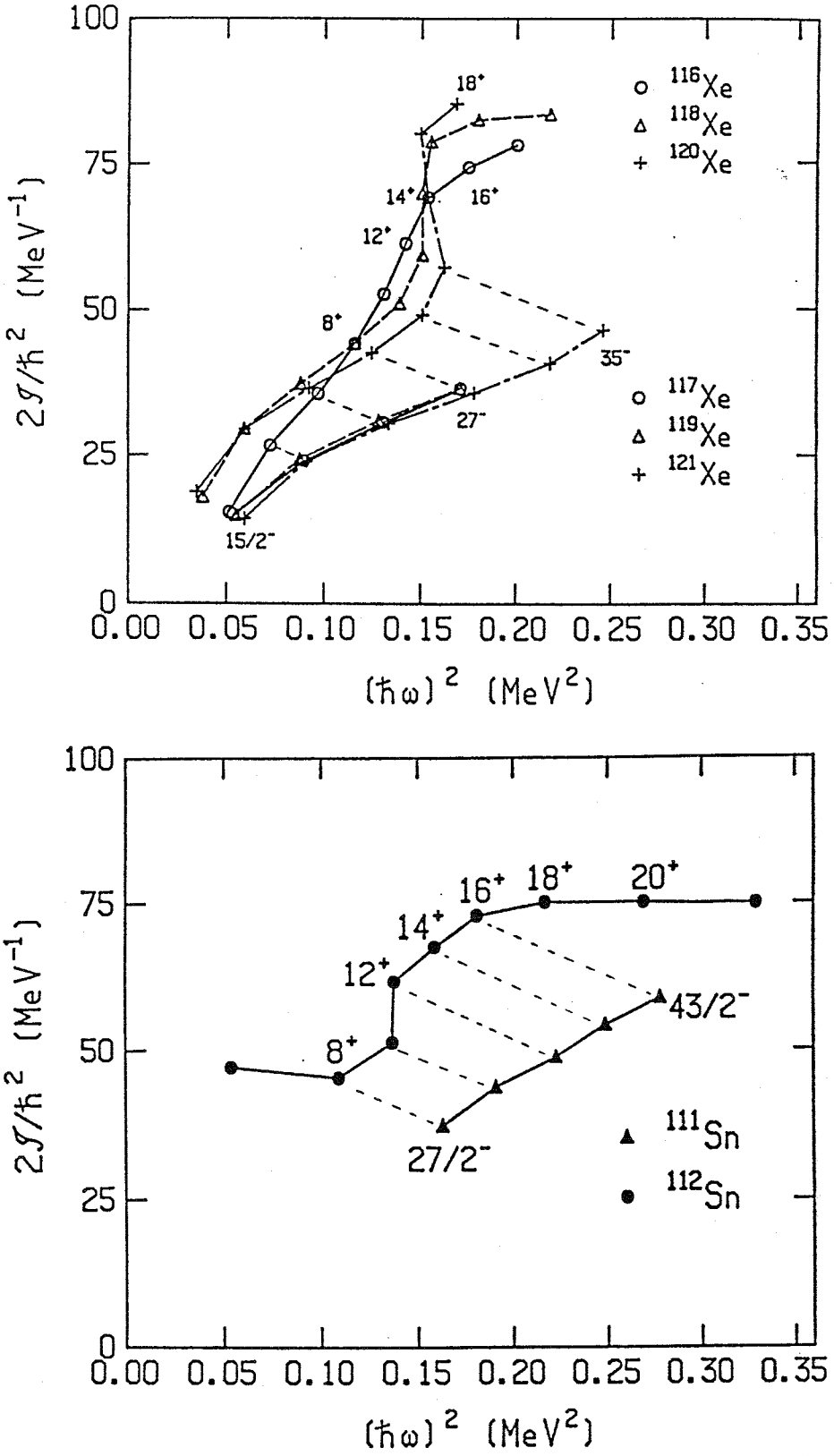


図６９　　^{111}Sn, ^{112}Sn および Xe 同位体の回転バンドに対するバックベンディングプロット

4．7　侵入バンド内遷移の B(E2) 値

回転バンド内の換算遷移確率 B(E2) は、回転バンドの集団性を知る上で重要な物理量である。

これまで、^{116}Snの侵入バンドの低スピンメンバーに対して、B(E2) の測定が行われ、$B(E2;4^+_2 \rightarrow 2^+_2) > 17$ W.u. および $B(E2;2^+_2 \rightarrow 0^+_2) = 17$ W.u. という結果を得ている。ここで、A = 112 の原子核では、1 W.u. = 32 e^2fm^4 である。しかしながら、侵入バンドの低スピンメンバーは、振動準位との混合が大きく、バンド外準位からバンド内準位への遷移に最も大きな B(E2)値 $B(E2;4^+_1 \rightarrow 2^+_2) = 60$ W.u. が報告されている。この事実は、^{116}Snの侵入バンドの低スピンメンバーが、簡単なバンド構造ではないことを示している[Kan79]。

6^+ 以上の高スピン準位では、侵入バンド内準位とバンド外準位の間に遷移がみられず、それらの準位間の混合は小さいことが指摘されている[Bro79]。本研究では、^{112}Snの侵入バンドのメンバーである 6^+ 準位および 8^+ 準位に対し、寿命(mean lifetime)の下限値および上限値を、それぞれ次のように決めることができた。

$$3.9 < \tau(8^+) < 17.9 \quad [psec]$$

$$0.8 < \tau(10^+) < 4.6 \quad [psec]$$

この値は、寿命と換算遷移確率 B(E2) の関係式

$$1/\tau = 1.22 \cdot 10^9 \cdot E\gamma^5 \cdot B(E2) \quad [sec^{-1}]$$

（ただし、Eγの単位は、[MeV]であり、B(E2)の単位は、[e^2fm^4]である。）

に代入することにより、

$$B(E2;8^+ \rightarrow 6^+) = (1.0 \pm 0.6) \cdot 10^3 \quad [e^2fm^4]$$

$$B(E2;10^+ \rightarrow 8^+) = (2.7 \pm 1.8) \cdot 10^3 \quad [e^2fm^4]$$

となる。

中性子の２準粒子準位間の $B(E2;8^+\rightarrow 6^+)$ および $B(E2;10^+\rightarrow 8^+)$ の測定値[Has83,Poe80,Dal86]と^{112}Ｓｎの侵入バンド内 B(E2) 値の比較を表１２に示す。中性子の２準粒子準位間の B(E2) に比べ、侵入バンド内の B(E2) は、約 100 倍増強されている。この事実から、侵入バンドは、中性子の準粒子励起とは区別され、集団的励起モードであることがわかる。

表１２　Ｓｎ同位体の $B(E2;\ 8^+ \rightarrow 6^+)$ および $B(E2;\ 10^+ \rightarrow 8^+)$

核種	Ii → If	B(E2; Ii→If) [e^2fm^4]
^{103}Ｓｎ	$8^+ \rightarrow 6^+$	3.3 ± 0.5
^{112}Ｓｎ	$8^+ \rightarrow 6^+$	$(1.0 \pm 0.6)\cdot 10^3$
〃	$10^+ \rightarrow 8^+$	$(2.7 \pm 1.8)\cdot 10^3$
^{116}Ｓｎ	$10^+ \rightarrow 8^+$	50 ± 9
^{118}Ｓｎ	$10^+ \rightarrow 8^+$	28 ± 15
^{120}Ｓｎ	$10^+ \rightarrow 8^+$	9 ± 2

4．8　2準粒子・4準粒子混合

偶質量数Ｓｎ同位体における低スピン・イラスト近傍準位に対して、実験値と、中性子の励起を考える２準粒子模型との比較が行われている[Yam69,Poe80]。そこでは、この模型が、励起エネルギーを広い中性子数範囲に渡って、約 200 keV の精度で再現するが、波動関数の詳細に依存する電磁気的性質、特に E2 あるいは E3 遷移強度については、１オーダー近い差異を生じることが指摘されている。

２準粒子状態とは、原子核の中で０$^+$対が１つだけ壊れた状態のことである。この状態に、２つ以上の０$^+$ 対が壊れた成分がどれだけ入っているかを調べることにより、２準粒子という近似の有効性や、励起準位を準粒子の数によって分類することの有効性を直接吟味することができる。

この問題に対し、４準粒子配位まで考慮した計算が行われ[Bon85]、これまでＳｎの２準粒子励起と考えられていた準位に、４準粒子励起の成分が、約 20 % 混合（ Seniority mixing ）していることが予想された。

４準粒子配位の混合は、２準粒子配位に集団的性質を持つ１つの振動子(1 phonon)を結合した配位を作れるため、Ｅ２遷移強度を増大させる効果を持ち得る。特に、$9^- \rightarrow 8^-$ 遷移に対し、この効果は顕著に現れる[Bon85]。^{110}Ｓｎおよび ^{112}Ｓｎに対する B(E2) および B(M1) の計算結果を表１３にに示す。表では、B(E2; $9^- \rightarrow 8^-$)値は、４準粒子配位(v_g=4)の混合を考えると、２準粒子配位(v_g=2)に限った場合に比べ、約７倍の 169 e^2fm^4 (^{110}Sn) および 206 e^2fm^4 (^{112}Sn) に増大することが示されている。

これまでは、この B(E2) 値増加の効果は、9^-の寿命が測定されていなかったために、遷移混合比(mixing ratio)で表現され、実験値と比べられてきた。

２準粒子配位に限った場合、Ｓｎの9^-および8^- は、次式で表現される。

$$|9^-\rangle = |9^-: g_{7/2}h_{11/2}\rangle \quad \text{--- ①}$$

$$|8^-\rangle = \alpha\,|8^-: g_{7/2}h_{11/2}\rangle + \sqrt{(1-\alpha^2)}\cdot|8^-: d_{5/2}h_{11/2}\rangle \quad \text{--- ②}$$

$|9^-: g_{7/2}h_{11/2}\rangle$ から $|8^-: g_{7/2}h_{11/2}\rangle$ への遷移は、E2 と M1 の両方が可能である。$|9^-: g_{7/2}h_{11/2}\rangle$ から $|8^-: d_{5/2}h_{11/2}\rangle$ への E2 遷移も可能であるが、M1 遷移は、ℓ-選択則により禁止される。この場合、$|8^-\rangle$ の配位（αの大きさ）に従って、$9^-\rightarrow 8^-$の遷移混合比は変化する。すなわち、2準粒子配位に限った場合でも、αを小さく選ぶことにより、遷移混合比は大きく増大し得る。よって、4準粒子配位混合の効果を、波動関数の詳細（α）とは独立に、見るには、遷移混合比だけでなく遷移混合比と$9^-\rightarrow 8^-$の遷移確率の両方を測定し、B(E2) を決めることが重要である。実際、2準粒子配位では、αの値をどのように選んでも、B(E2; $9^-\rightarrow 8^-$)値が、70 e^2fm^4 を越えることはない。

本研究により、初めて得られた実験値 B(M1)および B(E2) を表13に[Bon85]の計算値と共に示す。B(E2) の導出に必要となる遷移混合比δとしては、本研究で得られたδと[Poe80]による実験値の重み付き平均値を用いた。このδと寿命τより、B(E2; $9^-\rightarrow 8^-$)値は、^{110}Snおよび^{112}Snに対し、それぞれ 150 e^2fm^4 および 175 e^2fm^4 となる。この値は、2準粒子配位では決して再現されない大きな値である。また、[Bon85]による4準粒子の混合まで取り込んだ計算は、この実験値をよく再現している。この一致は、[Bon85]による主張、すなわち、”これまで主に、2準粒子配位と考えられていた準位に4準粒子配位が約 10 ～ 30 %混合している”という主張を裏付けるものと言えよう。

ただし、表13において、B(M1; $9^-\rightarrow 8^-$) の計算値は、実験値よりも 1.6 ～ 2.3 倍大きくなっている。この不一致を再現するには、さらに進んだ計算、例えば、コアの変形を考慮した計算等の行われることが期待される。

表１３　　B(M1; $9^- \rightarrow 8^-$) または B(E2; $9^- \rightarrow 8^-$) に対する
実験値と４準粒子計算[Bon85]との比較

		Calculation		Experiments	
		^{110}Sn	^{112}Sn	^{110}Sn	^{112}Sn
B(E2)	Vg≦2	23	36		
[e^2fm^4]	Vg≦4	169	206	150^{+100}_{-80}	175±35
B(M1)	Vg≦2	12.7	12.6		
[$0.01\mu_n^2$]	Vg≦4	9.6	9.8	$6.0^{+1.1}_{-0.8}$	$4.3^{+0.7}_{-0.5}$

４．９　４準粒子状態でのペアリング・ギャップ

偶質量数Ｓｎ同位体の低励起準位の性質、特に、励起エネルギーの中性子数依存性は、中性子の２準粒子模型でよく記述される。さらに、２準粒子準位における４準粒子混合の効果を考慮すると、波動関数の詳細に依存する電磁気的性質までも、定量的に再現されることを前節で示した。この混合は、約２０％であり、Ｓｎの励起準位を、中性子の準粒子数で分類することの有効度が２準粒子状態まで確かめられた。

これまで、偶質量数Ｓｎ同位体で、実験的に議論されてきたのは、主に２準粒子状態までであり、さらに0^+対の壊れた状態（多準粒子励起状態）に関する実験的情報は、非常に少ない。

多準粒子励起状態に関する理論的研究では、励起状態におけるペアリング・ギャップが準粒子の数に従い減少すると言う問題が指摘されている[Sol61,Akk77]。ペアリング・ギャップとは、次式

$$\Delta_a = -\frac{1}{2}\sum u_c \cdot v_c \frac{2j_c+1}{2j_a+1}\cdot G(aacc:0) \quad \text{--- ①}$$

で定義され、0^+対の広がり具合い(the diffuseness of pair distribution)を示す量である。G(abcd:I) は、粒子・粒子マトリックス要素である[Al171]。

通常の準粒子模型では、基底状態の0^+対の分布が、励起状態の計算にそのまま用いられる。しかしながら、準粒子が占有した軌道は、パウリの排他律に従い、0^+対の分布に影響を与えるので、励起状態の0^+対分布は、基底状態の分布とは異なるはずである。

この効果は、[Akk77]によりＳｎ同位体の多準粒子状態まで吟味された。図７０に、彼らの計算例を示す。横軸は準粒子の数であり、縦軸は、ペアリング・ギャップの平均値、すなわち、

$$\bar{\Delta} = \frac{\sum_a (2j+1)\cdot\Delta_a}{\sum_a (2j+1)} \quad \text{---} \quad ②$$

で定義される量である。図は、準粒子の数が増すに連れて、ペアリングギャップ

の平均値が減少することを示している。ペアリング・ギャップは、準粒子の励起エネルギーと、

$$E_a = \sqrt{\{(\varepsilon_a - \lambda)^2 + \Delta^2\}} \quad \text{---} \quad ③$$

の関係にあるので、ペアリング・ギャップの減少は、励起エネルギーの減少として実験的に観測することができる。③式で、ε_aは、single particle energy であり、λは、フェルミ準位である。彼らによると、このペアリングギャップ減少の効果は、Ｓｎ同位体の２準粒子準位の励起エネルギーを、約 300 keV だけ、通常の準粒子模型で計算される値よりも下げる。３準粒子準位に対しては、約 400 keV だけ下げることが示された。

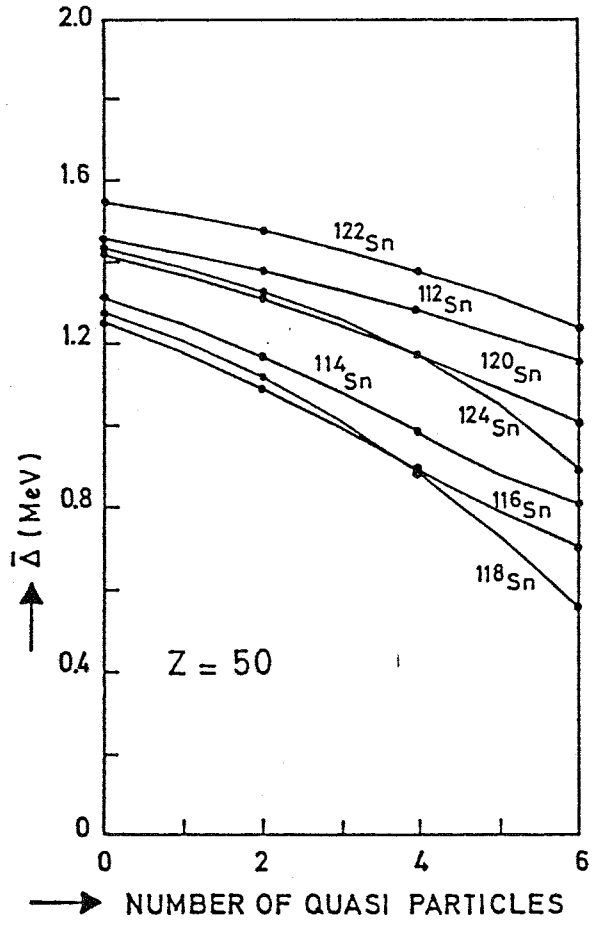


図７０　　Ｓｎ同位体の励起状態における、準粒子数に対するペアリングギャップ平均値の変化の計算値。

図７１には、中性子の２あるいは４準粒子準位と考えられる準位の励起エネルギーと、４準粒子模型(正確には、2-broken pair model)により計算された励起エネルギーの比較を示す。実験値と計算値の間の破線は、互いに対応する準位を結んだものである。この４準粒子計算は、前節で引用した[Bon85]によるものである。残留相互作用の形は、Gaussian型を用いている。[Bon85]の計算では、６準粒子混合の効果は入っておらず、また、励起状態におけるペアリング・ギャップ減少の効果も補正されていない。また、計算に必要となるsingle particle energyは、奇質量数Ｓｎ同位体の低励起準位を、３準粒子計算と比較して決めた値を用いている。

主に２準粒子配位と考えられる準位に対し、実験値と計算値のエネルギー差の平均値は、約 100 keV と小さい。一方、主に４準粒子配位と考えられる準位では、実験値の方が、平均して約 740 keV だけ励起エネルギーの低いところに現れている。

実験値の方が小さくなるという事実は、[Akk77]により指摘されたように、励起状態におけるペアリング・ギャップの減衰によるものと考えられる。なお、実験値と[Bon85]の計算値との差は、[Akk77]の予想する差よりも大きい傾向にあるが、さらに定量的な比較を行うためには、４準粒子準位に６準粒子混合の効果を取り入れた計算が、必要である。

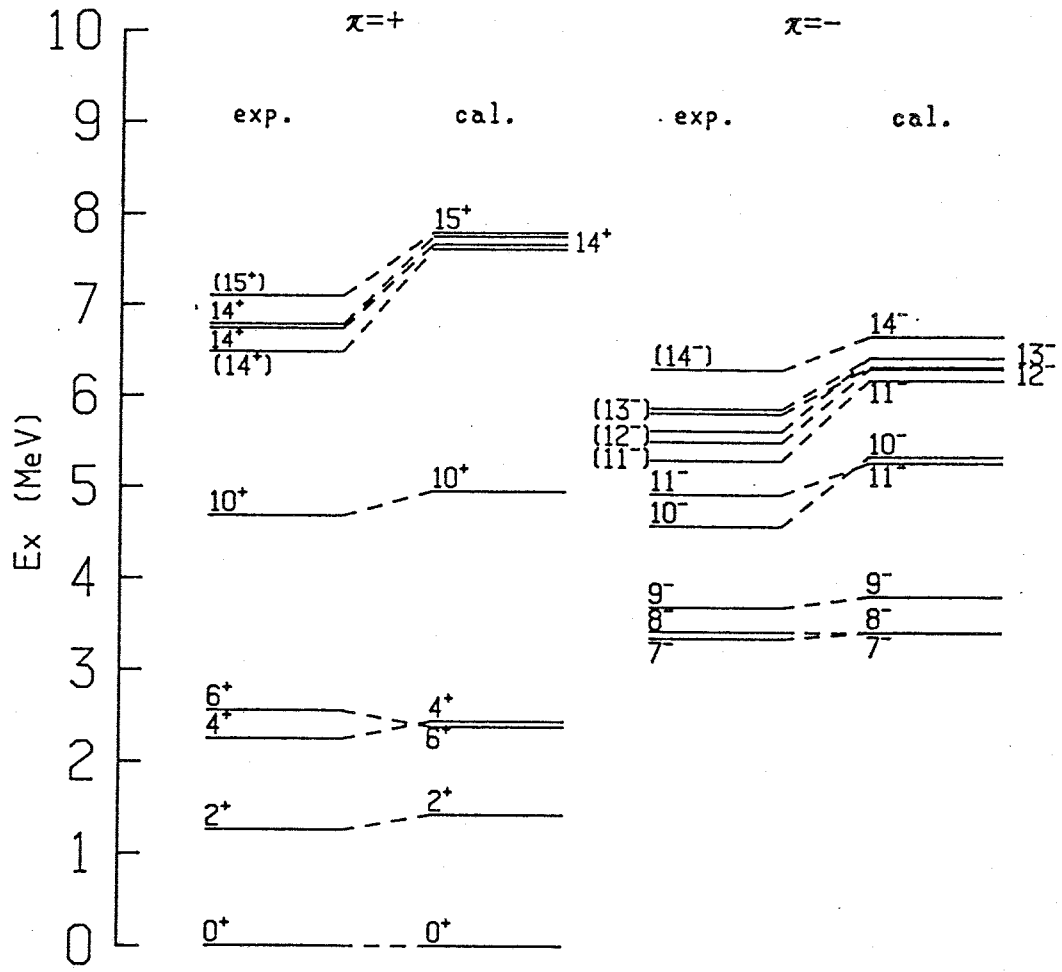


図７１　　^{112}Sn における中性子の２および４準粒子準位に対する励起エネルギーの実験値および計算値[Bon85]。左側が、偶パリティ準位の比較であり、右側が、奇パリティ準位の比較である。

４．１０　球形・変形準位の混合

これまで中性子の２準粒子準位と考えられる１０$^{+}$準位が、^{114}Ｓｎ，^{116}Ｓｎ，^{118}ＳｎおよびＳｎにおいて同定されている。この励起エネルギーは、中性数の減少と共に増加する傾向を示すが、この中性子数依存性は、簡単な中性子の２準粒子模型により再現される[Poe80]。

本研究により、^{110}Ｓｎの 5227 keV および^{112}Ｓｎの 4680 keV に　１０$^{+}$準位が同定された。これらの準位は、$^{114-120}$Ｓｎの１０$^{+}$と同様に、中性子の２準粒子状態と考えられる準位へと崩壊している。

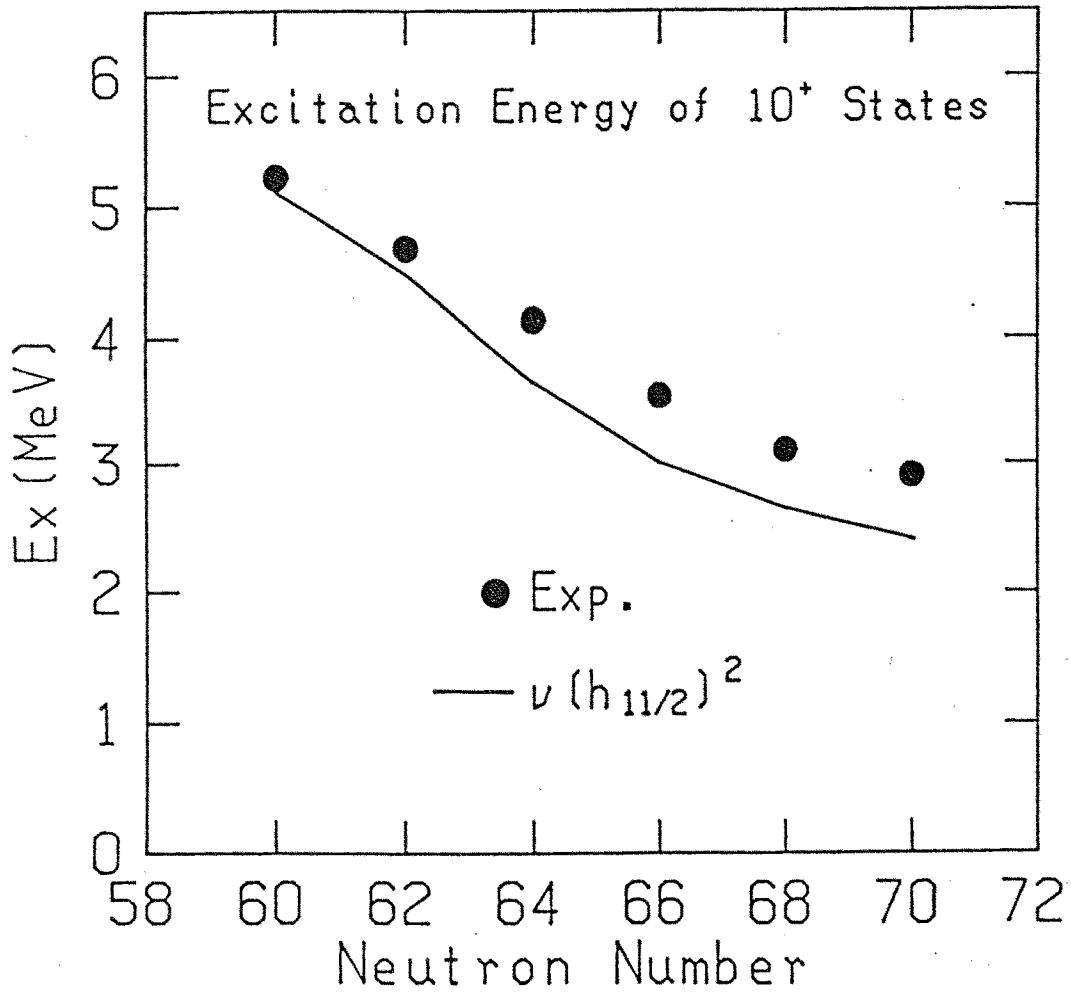
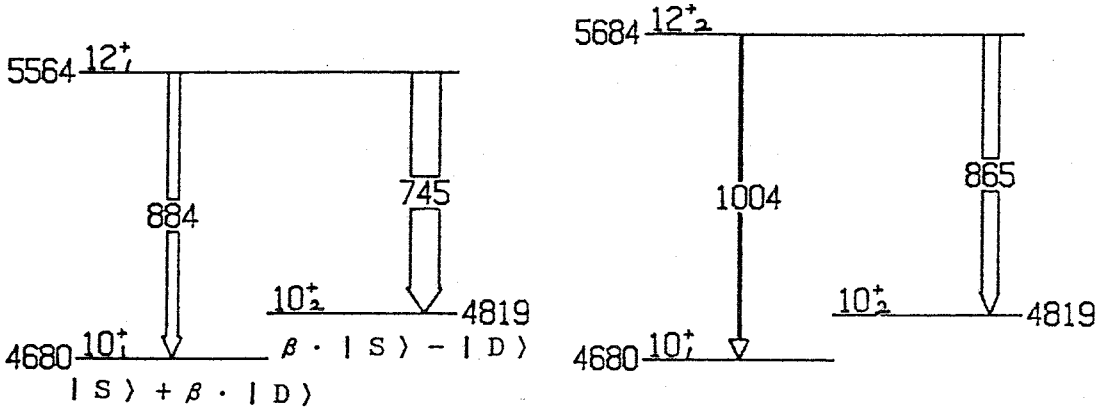


図７２　Ｓｎ同位体の球形１０$^{+}$準位の励起エネルギー。黒丸が実験点であり、実線が中性子の２準粒子模型で計算された励起エネルギーである。計算に必要なパラメーターは、[Kis60]のものを使用した。

これらの１０$^{+}$準位を、中性子の２準粒子模型で計算された励起エネルギーと共に図７２に示す。黒丸が実験点であり、実線が計算値である。計算に必要なパラメーターは、[Kis60]のものを使用した。^{110}Ｓｎおよび^{112}Ｓｎにおける１０$^{+}$準位も、$^{114-120}$Ｓｎにおける１０$^{+}$と同様に、再現されていることがわかる。以上の事実より、^{110}Ｓｎにおける 5227 keV 準位（１０$^{+}$）および^{112}Ｓｎにおける 4680 keV 準位（１０$^{+}$）は、$^{114-120}$Ｓｎと同様に、中性子の２準粒子状態 $(\nu_{11/2})^{2}$ １０$^{+}$ と考えられる。

^{112}Ｓｎにおいては、上述した球形１０$^{+}$ 準位から 139 keVだけ励起エネルギーの高いところに侵入バンドの１０$^{+}$準位（Ｅｘ＝ 4819 keV）が存在する。２準粒子侵入バンドのメンバーである 5564 keV（１２$^{+}$）準位は、この何れの１０$^{+}$ 準位へも崩壊する。球形１０$^{+}$ 準位への遷移は、遷移エネルギーが 884 keV、γ線強度が２３±２であり、変形１０$^{+}$ 準位への遷移は、遷移エネルギーが 745 keV γ線強度が６７±１である。また、侵入バンドのメンバーと考えられる5684 keV 準位（１２$^{+}$）も、この何れの１０$^{+}$ 準位へも崩壊しており、球形１０$^{+}$ 準位への遷移は、遷移エネルギーが 1004 keV、γ線強度が７±１であり、変形１０$^{+}$ 準位への遷移は、遷移エネルギーが 865 keV、γ線強度が３６±１である。この状況を、それぞれ、図７３（ａ）および（ｂ）に示す。



（ａ）　　（ｂ）

図７３　^{112}Ｓｎにおける 12^{+} → 10^{+} 崩壊パターン。|Ｓ⟩は、球形成分を表し、|Ｄ⟩は、変形成分を表す。βは、混合度である。

２つの１０$^{+}$準位の混合を考えるとき、それぞれの波動関数は、

$$\Psi_S = |S\rangle + \beta \cdot |D\rangle$$
$$\Psi_D = \beta \cdot |S\rangle - |D\rangle$$

と表現される。ここでΨ_Sは、４６８０ｋｅＶ準位の波動関数を表し、Ψ_Dは、４８１９ｋｅＶ準位の波動関数を表す。$|S\rangle$は、球形成分を表し、$|D\rangle$は、変形成分を表す。βは、混合度である。

実験的に分岐比が決まっているので、（ａ）の場合、（ｂ）の場合、それぞれ独立に、波動関数の混合度βを求めることができる。このとき、次のような近似を用いる。

$$\langle \Psi_S | E2 | 12^+ \rangle = \langle S | E2 | 12^+ \rangle + \beta \cdot \langle D | E2 | 12^+ \rangle$$
$$\sim \beta \cdot \langle D | E2 | 12^+ \rangle$$
$$\langle \Psi_D | E2 | 12^+ \rangle = \beta \cdot \langle S | E2 | 12^+ \rangle - \langle D | E2 | 12^+ \rangle$$
$$\sim -\langle D | E2 | 12^+ \rangle$$

すなわち、変形準位間のＥ２遷移強度は、変形準位から球形準位へのＥ２遷移強度に比べ、十分大きいと近似した。このとき、Ｅ２遷移強度の比は、

$$\frac{B(E2: 12^+ \rightarrow 10^+_S)}{B(E2: 12^+ \rightarrow 10^+_D)} = \beta^2$$

となり、分岐比よりＢ（Ｅ２）の比が決まるので、その結果β^2が定まる。

１２$^{+}$が５５６４ｋｅＶ準位の場合には、

$$\beta^2 = 0.15 \pm 0.01$$

１２$^{+}$が５６８４ｋｅＶ準位の場合には、

$$\beta^2 = 0.09 \pm 0.02$$

となった。

何れの場合も、配位混合振幅の２乗β^2は、１よりも十分小さく、球形準位の１０$^{+}$と侵入バンドの１０$^{+}$の混合は小さいことを示している。

第五章　結論および今後の課題

Ｓｎ同位体は、Z=50 の魔法核であるが、その励起準位には、球形準位だけでなく、回転バンド構造（侵入バンド）の存在することが指摘されている[Bro79]。本研究では、重イオン融合反応を用いて、Ｓｎの高スピン状態を励起し、その領域での変形準位および球形準位の性質を調べた。

用いた反応は、^{98}Mo(^{16}O,4n)^{110}Sn, ^{98}Mo(^{16}O,3n)^{111}Sn, ^{100}Mo(^{16}O,4n)^{112}Sn および ^{100}Mo(^{18}O,4n)^{114}Sn である。^{110}Ｓｎ, ^{111}Ｓｎ, ^{112}Ｓｎ および^{114}Ｓｎの高スピン準位を同定するために、５～６台の BGO アンチコンプトンスペクトロメーターによるγγ同時計測を行った。スピン・パリティを同定するためには、BGO アンチコンプトンスペクトロメーターと中性子多重度フィルターを併用したｎγ角相関および反跳核飛行距離測定法による寿命測定の実験を行った。また、γγ角相関の解析結果もスピンの同定に利用した。

この結果、^{110}Ｓｎ, ^{111}Ｓｎ, ^{112}Ｓｎ および ^{114}Ｓｎの高スピン準位が、約 22 ħ（励起エネルギー約 10 MeV ）まで同定された。スピン値 12 ～ 22 ħ 領域、励起エネルギー 5 ～ 10 MeV 領域の準位が、本研究で初めて同定された準位である。この高スピン準位の情報に基づき、Ｓｎ同位体の球形準位および変形準位に関し、以下の点が議論された。

^{110}Ｓｎ, ^{112}Ｓｎ および ^{114}Ｓｎ においては、12 ～ 22 ħ 領域に偶パリティ回転バンドが共通して観測された。これらの回転バンドの励起エネルギー　　は、スピンの大きさの自乗 I(I+1) に比例しており、剛体回転子的振舞いを示している。また、12 ～ 22 ħ 領域では、回転バンドに属する準位が、回転バンドに属さない準位に比べて、強く populate されることがわかった。このことから、^{110}Ｓｎ, ^{112}Ｓｎ および ^{114}Ｓｎのスピン値 12 ～ 14 ħ においてイラスト線は、球形相から変形相に変化することが示された。

^{112}Ｓｎおよび^{114}Ｓｎにおける偶パリティ回転バンドにおいて、慣性モーメントの急激な増加現象、いわゆる後方歪曲現象が見つかった。Hartree-Bogoliubov 計算との比較から、この現象は、侵入バンドと$\nu h_{11/2}$ 準粒子２個が励起した２準粒子侵入バンドのバンド交差であることが示された。

^{110}Snにおいては、2準粒子侵入バンド($I \geq 12^+$)は観測されるけれども、侵入バンド($I \leq 10^+$)は観測されないという特異な現象が示された。この現象に対し、Hartree-Bogoliubov 計算を用いた考察を行い、^{110}Snの 10^+ 準位では、球形 10^+ と変形 10^+ の混合が大きくなるために、侵入バンドの 10^+ 準位が観測にかからなくなるという説明を行った。

奇質量数Sn同位体には、これまで回転バンドが見つかっていなかったが、本研究により、^{111}Snの $23/2^-$～$(43/2^-)$ 領域に、回転バンドが初めて同定された。この回転バンドは、偶質量数核の侵入バンドに $\nu h_{11/2}$ 準粒子が1個結合した $\nu h_{11/2}$ 侵入バンドと解釈された。また、^{111}Snのイラスト線は、スピン値約 $27/2^-$ で球形相から変形相へ転移することが示された。

^{111}Snの $\nu h_{11/2}$ 侵入バンドに見られる $\nu h_{11/2}$ 準粒子と変形コアの結合形態は、Xeの $\nu h_{11/2}$ 回転バンドに見られる準粒子-コア結合形態と極めて類似していることが示された。また、$\nu h_{11/2}$ 侵入バンドには、高スピン準位まで後方歪曲現象がみられないことから、ブロッキングの議論により、偶質量数核の2準粒子侵入バンドが、$(\nu h_{11/2})^2$ の励起によるものであることを示した。

^{112}Snの侵入バンドのメンバー 8^+ および 10^+ の寿命に対し、下限値および上限値を決めることができた。この結果得られた B(E2) 値は、中性子の2準粒子準位間の B(E2) 値に比べて約 100 倍増強されていることが示された。

^{110}Snおよび^{112}Snの2準粒子準位 9^- の寿命が精度よく測定された。これを、4準粒子配位まで取り込んだ計算 [Bon85]と比較することにより、これまで2準粒子準位と考えられてきた準位に、4準粒子励起の成分が 10 ～ 30 % 混合していることが議論された。

^{112}Snで同定された中性子の4準粒子準位と4準粒子模型[Bon85]で計算された励起エネルギーを比較することにより、実験値の方が約 740 keV 低くなっていることが示された。これは、準粒子の数が増すと、ペアリングギャップが減少するためであることを議論した。

^{110}Snおよび^{112}Snにおいて、これまで見つかっていなかった中性子の2準粒子準位 $(\nu h_{11/2})^2$ 10^+ を同定した。また、^{112}Snにおいては、この球形 10^+ と侵入バンドの 10^+ の混合度を吟味したところ、それは、約 10 % と小さいことが示された。

以上述べたように、本研究により、球形・変形共存を示すＳｎ同位体の高スピン状態に、どの様な準位が現れるか、が示された。また、その準位の持つ性質も議論された。しかしながら、今回の研究では、到達できなかった課題および本研究により新たに生じた問題点がある。

１つは、２準粒子侵入バンドの $\hbar\omega \sim 0.44$ MeV 領域で見いだされた慣性モーメントの定常性である（§４．２）。これは、２準粒子の励起を考慮した Hartree Bogoliubov 計算によっても再現されていない。”慣性モーメントの定常性が、どの回転角速度まで成り立つのか”および ”慣性モーメントの定常性を再現するには、どの様なメカニズムが必要なのか”という問題である。

２つ目は、多準粒子状態に関する問題である。本研究により、Ｓｎ同位体の球形準位が、２準粒子準位から４準粒子準位へ拡張された。しかしながら、６準粒子準位と言った、さらに 0^+ 対の壊れた準位が、６準粒子励起を主な配位として持つ準位として、存在し得るか否かという問題である。

３つ目は、Ｓｎに見られる回転バンドの変形度が、本研究の実験では、意味を持つ範囲に制限されなかった点である。

１、２番目の問題については、本研究で用いた酸素イオンよりも重いイオンを用いて、さらに高スピン準位を励起することが必要であろう。３番目の問題については、Ｓｎの回転バンドのメンバーが、約 10 psec よりも速い寿命を持っており、さらに、励起状態に現れる回転バンドであるために、γ線強度が弱いという困難がある。この寿命を精度よく決めるためには、きわめて質の高いターゲット、反跳核飛行距離測定台 および γ線検出システムが必要であろう。

謝辞

本研究をまとめるまでには、多くの先輩・同輩諸氏から有益な助言および協力を得た。

指導教官である 笠木治郎太 助教授は、本研究の大部分に関して、議論および助言をされると共に、実験にも積極的に参加された。

研究室の 村上 健 助手は、本研究で用いた中性子多重度フィルター開発の中心的メンバーの一人であると共に、実験にも参加された。

同じく研究室の 橘木 寛 氏、吉田光一 氏および 柴田佳美 嬢は、実験に協力・参加された。

理化学研究所の 稲村 卓 副主任研究員および 久保敏幸 研究員は、理化学研究所 160 cm サイクロトロンでの実験に参加された。

理化学研究所の 郷農靖之 研究員は、本研究で用いた RIKEN BGO アンチコンプトンスペクトロメーター開発の中心的メンバーの一人であると共に、その使用法を御教授された。

原子核研究所の 菅井 勲 助手には、Mo ターゲットの蒸着に関し、必要な装置を使用させていただくと共に、蒸着技術を御教授していただいた。

千葉大学の 岩崎三郎 助教授には、本研究の解析に用いたHartree-Bogoliubovの計算コードを使用させていただくと共に、その用法についても御教授していただいた。

原子核研究所 AVF サイクロトロンを用いた^{114}Snの研究は、インビームγ線核分光グループの協力を得た。実験に参加されたのは、東北大学 川村暢明 助手、筑波大学 古野興平 助教授、細田剛司 氏、千葉大学 草刈英栄 助教授、篠原秀雄 氏、小野陽一 氏、千葉工業大学 菅原昌彦 講師、東京工業大学 足立 実 助手、古沢隆紀 氏、および京都大学 松木征史 助教授 である。

この他、実験に関しては、理化学研究所および原子核研究所のお世話になった。

本研究を結ぶに当たり、上記の方々に心よりお礼を申し上げたい。

１９８８年　１月

原田　秀郎

References

All71 Comparison between the BCS and the FBCS formalisms as ....
K. Allaart and E. Boeker
Nucl. Phys. A168 (1971) 630

Akk77 Pairing Correlations in Excited States of Superfluid Nuclei
J. N. L. Akkermans, K. Allaart and E. Boeker
Nucl. Phys. A282 (1977) 291

Ale78 Lifetime Measurements of Excited Nuclear Levels by Doppler-shift
T. K. Allexander and J. S. Forster
Advances in Nuclear Physics vol.10 cha.3 Plenum Press 1978
Edited by M. Baranger and E. Vogt

And81 High-Spin States in 108Sn
E. Andersson, P. Herges, H. V. Klapdor and I. N. Wischnewski
Z. Phys. A299 (1981) 105

And86 Two-quasiproton and Two-quasineutron Excitations in 102,104,106Pd
W. Andrejtscheff, L. K. Kostov, L.G. Kostova, P.Petkov et al.
Nucl. Phys. A448 (1986) 301

Aug80 On the Yrast Levels of 106-108Sn
G. Auger, G. Albouy, C. Roulet, H. Sergolle, A. Kerek, et al.
Z. Phys. A296 (1980) 319

Awa83 データ解析 アナログとデジタル
栗屋 隆
学会出版センター 1983

Bac85 Single-Neutron States at High Spins in Yb: Quenching of Pair....
J. C. Bacelar, M. Diebel, C. Ellegaard, J.D. Garrett, et al.
Nucl. Phys. A442 (1985) 509

Bac81 0+ States and E0 and E2 Transition Rates in Even Sn Nuclei
A. Backlin, N. G. Jonsson, R. Julin, J. Kantele, et al.
Nucl. Phys. A351 (1981) 490

Bar82 Level Structures of 119,121Xe Excited in (12C,3n) Reactions
V. Barci, J. Gizon, A. Gizon, J. Crawford, J. Genevey, et al.
Nucl. Phys. A383 (1982) 309

Bar57 Microscopic Theory of Superconductivity
J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schriefer
Phys. Rev. 106 (1957) 162

Ben79 An Interpretation of Backbending in terms of the Crossing of ...
R. Bengtsson and S. Frauendorf
Nucl. Phys. A314 (1979) 27

Ben79 Quasiparticle Spectra near the Yrast Line
R. Bengtsson and S. Frauendorf
Nucl. Phys. A327 (1979) 139

Ber80 High Spin States of the odd-odd 110In nucleus
R. Beraud, A. Charvet, R. Duffait, M. Meyer, J. Genevey, et al.
Jour. de Phys. C10 (1980) 159

Boh58 Possible Analogy between Nuclei and Superconducting Metal
A. Bohr, B. R. Mottelson and D. Pines
Phys. Rev. 110 (1958) 936

Boh75 Nuclear Structure vol. II (Nuclear Deformation)
A. Bohr and B. R. Mottelson
Benjamin 1975

Bon85 Spectroscopy of Even Sn Nuclei and Generalized-Seniority Breaking
G. Bonsignori, M. Savoia, K. Allaart, A.Van Egmond and G.Te Velde
Nucl. Phys. A432 (1985) 389

Bro79 Collective Bands in Even Mass Sn Isotopes
J. Bron, W.H.A. Hesselink, A.Van Poelgeest, J.J.A.Zalmstra,et al.
Nucl. Phys. A318 (1979) 335

Che86 Multi-Quasiparticle Induced Prolate-Oblate Transitions in N=88,90
Y. S. Chen, S. Frauendorf and L. L. Riedinger
Phys. Lett. B171 (1986) 7

Cho81 Band Structure in Neutron-Deficient 117,119,121Xe
P. Chowdhury, U. Garg, T. P. Sjoreen and D. B. Fossan
Phys. Rev. C23 (1981) 733

Cur69 A Monte Carlo Programme for Doppler Shift Analysis
W. M. Currie
Nucl. Instr. and Methods 73 (1969) 173

Dal86 Transition Probabilities between ν h11/2 State in Sn Isotopes
P.J. Daly, S. Lunardi, F. Soramel, M. Morando, C.Signorini et al.
Z. Phys. A323 (1986) 245

Die84 Influence of Quadrupole Pairing on Rotational Band-Head Energy,..
M. Diebel
Nucl. Phys. A419 (1984) 221

Ebe87 Nuclear Spins, Moments and Charge Radii of 108-111Sn
J. Eberz, U. Dinger, G. Huber, H. Lochmann, R. Menges, et al.
Z. Phys. A326 (1987) 121

Eml84 Rotation-Induced Shape Transitions in Dy Nuclei
H. Emling, E. Grosse, R. Kulessa, D. Schwalm and H.J. Wollersheim
Nucl. Phys. A419 (1984) 187

Fed79 Unified Shell-Model Description of Nuclear Deformation
P. Federman and S. Pittel
Phys. Rev. C20 (1979) 820

Fie77 0+ States Observed in Cd and Sn Nuclei with the (3He,n) Reaction
H. W. Fielding, R. E. Anderson, C.D. Zafiratos, D.A. Ling, et al.
Nucl. Phys. A281 (1977) 389

Fla76 Two-quasiparticle-plus-rotor bandmixing of Coliolis decoupling
C. Flaum and D. Cline
Phys. Rev. C76 (1976) 1224

Fuk83 Ge(Li)-BGO を用いた Compton Suppression スペクトロメーターの研究
福田 光順
卒業論文 東京工業大学 1983

Fuk84 RIKEN BGOACS System
M. Fukuda, Y. Gono, Y. Ishikawa, M. Sugawara, T. Inamura, et al.
RIKEN Accel. Progr. Rep. 18 (1984) 152

Gra76 Collective and Two-quasiparticle Excitations in 102,104,106Pd
J.A. Grau, L.E. Samuelson, F.A. Rickey, P.C. Simms and G.J. Smith
Pyhs. Rev. C14 (1976) 2297

Gre65 Proc. Int. Conf. on Neutron Capture
W. Greiner
Julich, West Germany 1965

Gun78 Number-Projected 3-Quasiparticle Description of Odd Sn Isotopes
W. F. van Gunsteren, K. Allaart and P. Hofstra
Z. Phys. A288 (1978) 49

Ham85 Advances in studies of Nuclei far from Stability
J. H. Hamilton, P. G. Hansen and E. F. Zganjar
Rep. Prog. Phys. 48 (1985) 631

Har84 ^{119}Snの励起状態に関する研究
原田 秀郎
修士論文 東京工業大学 1984

Has79 Study of High-Spin States in Odd Sn Isotopes
O. Hashimoto, Y. Shida, G.C.Madueme, N.Yoshikawa, M.Sakai, et al.
Nucl. Phys. A318 (1979) 145

Has83 Mean Lives and Magnetic Moments of High-Spin Levels in 108Sn
M. Hass, H.H. Bertschat, C. Broude, E. Dafni, et al.
Nucl. Phys. A410 (1983) 317

Hey83 Coexistence in Odd-mass Nuclei
K. Heyde, P. Van Isacker, M. Waroquier, J.L. Wood and R.A. Meyer
Phys. Rep. 102 (1983) 291

Hey84 Unified Description of Intruder States in Even-even Nuclei
K. Heyde, P. Van Isacker, J. Moreau and M. Waroquier
International Synposium on In-beam Nuclear Spectroscopy
Debrecen Hungary May (1984) p. 151

Hey87 Shell-Model Description of 0+ Intruder States in Even-even Nuclei
K. Heyde, J.J. Jolie, J. Ryckebusch, M. Waroquier, et al.
Nucl. Phys. A466 (1987) 189

Hol87 Evolution of Nuclear Structure with Spin and Energy in 152Dy
R. Holtzmann, I. Ahmad, B. K. Dichter, H. Emling, et al.
Phys. Lett. B195 (1987) 321

Hon86 Yrast Levels in 198Pb and the Structure of Nuetron-Deficient Pb..
K. Honkanen, C. J. Herrlander, B. Fant and T. Lonnroth
Nucl Phys. A451 (1986) 141

Iwa82 Treatment of the Band Crossing by Means of the Angular Momentum..
S. Iwasaki and K. Hara
Prog. Theor. Phys. vol.68 (1982) 1782

Jan84 High Spin States in 116Xe
V.P.Janzen, J.A.Cameron, A.J.Larabee, D.Rajnauth, J.C. Waddington
McMaster Accelerator Lab Annual Report (1984) p.54

Jai86 High-Spin Isomers in 202Pb
H.C. Jain, P. Carle, A. Kallberd, L.O.Norlin, K.G.Rensfelt et al.
Nucl. Phys. A458 (1986) 225

Kan79 Absolute E0 and E2 Transition Rates and Collective States in116Sn
J. Kantele, R. Julin, M.Luontama, A.Passoja, T.Poikolainen et al.
Z. Phys. A289 (1979) 157

Kas84 Use of Charge Integrating ADC's with PSD for n-γ Discrimination
J. Kasagi, T. Murakami and T. Inamura
RIKEN Accel. Progr. Rep. 18 (1984) 158

Kas86 Enhanced E2 Transitions between 9- and 8- states in 110,112Sn
J. Kasagi, H. Harada, T. Murakami, K. Yoshida, et al.
Phys. Lett. B176 (1986) 307

Ker84 High-Spin Bands in 117,119I and 118Xe
A.Kerek, T.Lonnroth, K.Honkanen, E.der Mateosian, and P.Thiberger
Z. Phys. A317 (1984) 169

Kis60 Pairing plus Long Range Force for Single Closed Shell Nuclei
L.S. Kisslinger and R. A. Sorensen
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selesk. 32 (1960) no.9

Kus83 High-Spin States in Even-even Xe Nuclei and Backbending Phenomena
H. Kusakari, K. Kitao, K. Sato, M. Sugawara and H. Katsuragawa
Nucl. Phys. A401 (1983) 445

Lie78 Phenomena in Fast Rotating Heavy Nuclei
R. M. Lieder and H. Ryde
Advances in Nuclear Physics vol.10 cha.1 Plenum Press 1978
Edited by M. Baranger and E. Vogt

Lin63 Range Concepts and Heavy Ion Ranges
J. Lindhard, M. Scharff and H. E. Schiott
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selesk. 33 (1963) no.14

Mur85 Performance of a Neutron Multiplicity Filter Composed of six....
T. Murakami, J. Kasagi, H. Harada and T. Inamura
Nucl. Instrm. and Methods A241 (1985) 172

Naz85 Disappearance of Pairing Correlations in A Rotating Nucleus .....
W. Nazarewicz, J. Dudek and Z. Szymanski
NUcl. Phys. A436 (1985) 139

Nes81 Nuclear g-Factors of 21/2+ Isomer in 111In and 6+ Isomer in 112Sn
P.Van Nes, K. Allaart, W.H.A. Hesselink, J. Konijn and H. Verheul
Z. Phys. A301 (1981) 137

Nes83 Search for Collective Bands in 194,196Pb Nuclei above 12+ Isomers
P. Van Nes, Z. Sujkowski, W. Hsselink, J. Van Ruyven, et al.
Phys. Rev. C27 (1983) 1342

Nya86 Coexistence of Prolate-Oblate Structures up to Spin 40ħ in 152Dy
B. M. Nyako, J. Simpson, P.J. Twin, D. Howe, P.D. Forsyth, et al.
Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 2680

Oht77 RDM による核寿命の測定
大塚 雅哉
卒業論文 東京工業大学 1977

Pel82 In-beam Gamma-ray Spectroscopy with Heavy Ions
D. Pelte and D. Schwalm
Heavy Ion Collisions vol.3 Edited by R. Bock North-Holland 1982

Pat86 Effect of Alignments on Shape of 158Yb
S. B. Patel, F. S. Stephens, J. C. Bacelar, E. M. Beck et al.
Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 62

Poe80 Neutron Excitations in Even Mass Sn Nuclei
A. Van Poelgeest, J. Bron, W. H. A. Hesselink, K. Allaart, et al.
Nucl. Phys. A346 (1980) 70

Pom77 High Spin Behavior of Nuclei with Proton Number 40-60
K. Pomorski and B. N. Pomorska
Z. Phys. A283 (1977) 383

Pom78 The Deformation of the Ground and Excited States in the Ag and Sn
B. M. Pomorska and J. Ludziejewski
Z. Phys. A287 (1978) 337

Pra84 New Postive-parity States and Shell Model Description of 111Sn
H. Prade, W. Enghardt, W.D. Fromm, H.U. Jager, L. Kaubler, et al.
Nucl. Phys. A425 (1984) 317

Rad85 Total γ-Ray Spectrum in 153Ho: From Yrast Line into Continuum
D.C.Radford, I.Ahmad, R.Holzmann, R.V.F.Janssens, T.L.Khoo et al.
Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1727

Rag84 Systematics of Nuclear Deformation
I. Ragnarsson and R. K. Sheline
Physica Scripta. Vol.29 (1984) 385

Ram87 Transition Probability, B(E2:0+→2+) of Even-even Nucleides
S. Raman, C. H. Malarkey, W. T. Milner, C. W. Nestor, et al.
Atomic Data and Nuclear Data Tables 36 (1987) 1

Ruy86 High-Spin Neutron Excitations in Nuetron-Deficient Even Mass Pb..
J.J. Van Ruyven, J. Penninga, W.H.A. Hesselink, P.Van Nes, et al.
Nucl. Phys. A449 (1986) 579

Sam78 Levels of 108Cd populated in the 96Zr(16O,4n)108Cd Reaction
L.E. Samuelson, F.A. Rickey, J.A. Grau, S.I. Popik and P.C. Simms
Nucl. Phys. A301 (1978) 159

Sim80 Symmetric Rotor Interpretation of Transitional Nuclei
P.C. Simms, F. A. Rickey and R. K. Popli
Nucl. Phys. A347 (1980) 205

Ste72 Coriolis Effects in the Yrast States
F. S. Stephens and R. S. Simon
Nucl. Phys. A183 (1972) 257

Ste75 Coriolis Effects and Rotation Alignments in Nuclei
F. S. Stephens
Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 43

Sug86 Rotational Bands in the Doubly Even Tin Isotopes
M. Sugita
preprint and private communication

Tak78 原子核論 岩波講座 現代物理学の基礎（第２版） 9
高木修二 丸森寿夫 河合光路
岩波講座 現代物理学の基礎（第２版）９ 岩波書店 1978

Tuk69 放射線計測のエレクトロニクス
佃 正昊
現代科学選書 岩波書店 1969

Via75 The Electric Quadrupole Moment of the 6+ State of 112Sn
R. Vianden, K. Krien and H. U. Schmidt
Nucl. Phys. A243 (1975) 29

Vig87 Observation of Collective Behavior in 110Sn
D. A. Viggars, H. W. Taylor, B. Singh and J. C. Waddington
Phys. Rev. C36 (1987) 1006

Wen81 Collective Bands in doubly-even Sn nuclei
G. Wenes, P.A. Isaker, M. Waroquier, K. Heyde and J.Van Maldeghem
Pyhs. Rev. C23 (1981) 2291

Woo83 Phenomenological Aspects of the IBM
J. L. Wood
Proc. Work. on Bosons in Nuclei, Drexel 1983 p.19

Yam69 Level and Isomer Systematics in Even Tin Isotopes 108-118Sn
T. Yamazaki and G. T. Ewan
Nucl. Phys. A134 (1969) 81

Yan86 Microscopic Treatment of Shape Coexistence in Even-even Nuclei
L. M. Yang, T. Song and X. H. Wang
Phys. Lett. B175 (1986) 6

Zen83 Pairing Reduction deu to the Blocking Effect
J. Y. Zeng, T. S. Cheng, L. Cheng and C. S. Wu
Nucl. Phys. A411 (1983) 49