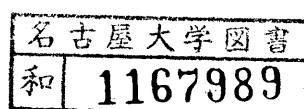


図・本誌

質量分離と化学分離を用いた質量数
150近傍の核分裂生成物の核分光

柴田 理尋

1993.12



目 次

第1章 序 論	1
1-1 はじめに	1
1-2 研究の背景	2
1-3 研究の目的	4
1-4 ^{152}Nd 、 ^{151}Pr 、 ^{147}Pr の崩壊及び ^{151}Nd 、 ^{147}Nd の 励起準位についてのこれまでの研究	4
1-4-1 ^{152}Nd の崩壊	4
1-4-2 ^{151}Pr の崩壊と ^{151}Nd の励起準位	5
1-4-3 ^{147}Pr の崩壊と ^{147}Nd の励起準位	5
1-5 論文の構成	6
第2章 実 験	8
2-1 線源の作成	8
2-1-1 核分裂生成物の分離	8
2-1-2 オンライン同位体分離装置「KUR-ISOL」	9
2-1-3 放射能イオンクロマトグラフィ	10
2-2 測 定	11
2-2-1 測定条件	11
2-2-2 ガンマ線の測定	11
2-2-3 ベータ崩壊の半減期の測定	12
2-2-4 内部転換電子の測定	12
2-2-5 ベータ線の最大エネルギーの測定	12
2-2-6 励起準位の半減期の測定	13

第3章 測定結果	20
3-1 ^{152}Nd の崩壊	20
3-1-1 ガンマ線スペクトルと同時計数関係	20
3-1-2 ベータ崩壊の半減期	20
3-1-3 ガンマ線の絶対放出率	21
3-1-4 内部転換係数とガンマ線の多重極度	21
3-1-5 ベータ崩壊エネルギー(Q_β 値)	22
3-1-6 励起準位の半減期	22
3-1-7 崩壊図式	23
3-2 ^{151}Pr の崩壊	24
3-2-1 ガンマ線スペクトルと同時計数関係	24
3-2-2 ベータ崩壊の半減期	25
3-2-3 内部転換係数とガンマ線の多重極度	25
3-2-4 ベータ崩壊エネルギー(Q_β 値)	26
3-2-5 崩壊図式	26
3-3 ^{147}Pr の崩壊	28
3-3-1 ガンマ線スペクトルと同時計数関係	28
3-3-2 内部転換係数とガンマ線の多重極度	29
3-3-3 励起準位の半減期と遷移確率	30
3-3-4 崩壊図式	30
第4章 考 察	53
4-1 質量数 $A=150$ 近傍のNilsson軌道の系統性	53
4-2 中性子数 $N=85$ の原子核と中性子数 $N=87$ の原子核との比較	57
第5章 まとめ	66
謝 辞	68
参考文献	69

付 録	72
A-1 Nilsson模型とAlaga則	72
A-2 放射能イオンクロマトグラフィ	75
A-3 内部転換係数の求め方	75
A-4 ベータ崩壊エネルギー(Q_β 値)の実験値と理論計算値との比較	76
発表論文一覧	82

第1章 序 論

1-1 はじめに

原子核の構造を理解する方法には大きく分けて、核子が自由に動くと考える殻模型と、原子核を平均的な媒質と考える液滴模型がある。前者は、核子が軌道を独立に運動すると考えるので独立粒子模型と呼ばれ、魔法数近傍の原子核の構造をよく説明する。後者は、原子核を1つの集団としてとらえることから集団模型と呼ばれ、魔法数から離れた変形した原子核の構造をよく説明する。

魔法数近傍核では、 γ 遷移の遷移確率の実験値と、Weisskopf¹⁾による一粒子模型に基づく理論値がよく一致し、球対称模型に基づいた独立粒子模型(球形核模型)がよく成り立つ。魔法数から離れるに従って球形核模型の適用は困難になり、回転楕円体ポテンシャルに基づく回転模型がよい近似を与えるようになる。

BohrとMottelson²⁾は、核のつくる平均的な一体ポテンシャルが核子の集団運動に連れてゆっくりと変化し、そのポテンシャルの中を核子が軌道運動をしていると考えた。このとき、一体ポテンシャルは集団的と考え、個々の核子の運動は殻模型に基づくと考えるので、この模型は統一模型と呼ばれる。

球対称でない変形した原子核に統一模型の考えを適用する。核子数が奇数の原子核では、対を作らない最後の1個の核子が、それ以外の核子がつくる軸対称の回転楕円体ポテンシャルの中で運動するという模型を考えることができる。

この一粒子の波動関数は、 $|N1\Lambda\Sigma\rangle$ で記述することができる。ここで、 N は調和振動子ポテンシャルの量子数、 Λ は軌道角運動量 l の対称軸への射影成分、 Σ は固有スピンの対称軸への射影成分である。また、全角運動量の対称軸への射影成分、

$$\Omega = \Lambda \pm \Sigma = \Lambda \pm 1/2$$

がよい量子数となる。

この一粒子軌道の状態を、Nilsson³⁾は量子数の組、

$$\Omega^\pi [N n_3 \Lambda]^* \quad : \quad \pi = (-1)^N$$

で表した。ここで、 n_3 は振動子の量子数 N の対称軸への射影成分、 π はパリティである。この形式で表した核子の状態をNilsson軌道と呼び、これらの量子数を漸近量子数(asymptotic quantum number)と言う。

* Nilsson軌道は、陽子には π 、中性子には ν を、スピンの向き+には \uparrow 、-には \downarrow をつけて、 $\pi 5/2^- [532 \uparrow]$ 、 $\nu 3/2^- [532 \downarrow]$ などと、表す場合がある。

原子核が球対称から回転楕円体へと変形する度合を、 δ というパラメータで表す(付録A-1参照)。Nilsson軌道のエネルギーは、原子核の変形度 δ にともなってコリオリ力の影響を受けて変化する。

変形が充分進むと、原子核は独立粒子の描像がほとんどなくなり集団的な運動が強くなる。それは、励起準位のエネルギーが、核スピン I の関数

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} I(I+1)$$

と表せる回転バンドが確認されることから説明できる。ここで、 \mathfrak{I} は原子核の慣性モーメント、 \hbar は h (プランク定数)/(2π)である。

質量数が150近傍の原子核は、殻模型で記述できる魔法数近傍の原子核と、回転模型で記述できる原子核との中間にあり、遷移領域核と呼ばれる。この領域において、陽子数や中性子数の変化にともなって原子核がどのように変形していくかを調べることは興味深い。

このような原子核の構造を調べるために、原子核から放出される β 線、 γ 線及び内部転換電子などを測定して、その内部構造を探るのが核分光と呼ばれる方法である。なかでも、崩壊を利用して娘核の構造を調べるのが、 $\beta\gamma$ 核分光である。 $\beta\gamma$ 核分光の場合は、その β 崩壊に際し選択則が働くため、親核のスピンに近い娘核の準位が選択的に現われる。特に、 β 崩壊する親核のスピンは一般的にあまり高くないので、低いスピンの準位を選択的に見ることができる。一方、加速器を用いた重イオンによるインビーム核分光の場合は、比較的大きな角運動量をビームが持ち込むので、高いスピン状態を見ることができる。励起準位間の γ 遷移も、遷移前後の準位の波動関数に関係し選択則が働くために、 γ 線強度、多重極度及び励起準位の半減期は重要な情報となる。 β 遷移においては、遷移と漸近量子数の間に選択則が成り立つ(Alaga則⁴⁾)。さらに、 β 遷移は $\log-ft$ 値とも密接に関係するので、それから準位のスピンプリティ及びNilsson軌道のある程度決めることができる(付録A-1参照)。 γ 遷移においても変形核領域ではAlaga則が成り立ち、準位間の γ 線強度から準位の回転バンドを分類できる。また、励起準位の半減期は、その準位の性質を敏感に反映するので、その半減期を球形核模型に基づく遷移強度(Weisskopf値、付録A-1参照)と比較することは、核構造を知る上で重要である。このように $\beta\gamma$ 核分光で核構造の議論を行なうためには、詳しい崩壊図式を作成することが重要である。

1-2 研究の背景

SoodとSheline⁵⁾は、中重核($147 \leq A \leq 190$)領域の $\log-ft \leq 5.2$ である122例の許

容促進遷移(allowed unhindered β transition)についてまとめた。この β 遷移は中性子とそのNilsson軌道のスピンの向きを変えるだけで陽子軌道へと遷移する大変強い遷移である。それは、崩壊からしか調べることができない。質量数 $A=150$ 、原子番号 $Z=60$ 近傍において、許容促進遷移は2例ある。一つは、 ^{154}Nd の基底状態($J^\pi=0^+$)から ^{154}Pm の 151.7keV ($J^\pi=1^+$)と 850.2keV ($J^\pi=1^+$)の準位への移($\log-ft$ 値が、それぞれ4.9と4.8)である。もう一つは、 ^{151}Nd の基底状態($J^\pi=3/2^+$)から ^{151}Pm の 2304keV の励起状態($J^\pi\leq 5/2^-$)への遷移($\log-ft=4.9$)である。ともに関与するNilsson軌道は、 $\nu 3/2^- [532\downarrow]$ と $\pi 5/2^- [532\uparrow]$ であるとされている。

Danielsら⁶⁾によって報告された ^{152}Nd から ^{152}Pm への β 崩壊は、 ^{152}Pm の基底状態と 294.6keV の励起状態に強く遷移し、その $\log-ft$ 値はそれぞれ4.8、4.2である。この基底状態への β 遷移は許容促進遷移と考えられる。しかし、 ^{152}Nd から ^{152}Pm への β 崩壊の崩壊図式は Q_β 値が 1.2MeV と予測されている⁷⁾のに対し、 294.6keV の準位までしか報告されておらず、 γ 線も5本しか報告されていない。 Q_β 値によっては $\log-ft$ 値が変わり、 294.6keV への β 遷移についても許容促進遷移の可能性が有りうる。 $\text{Pm}(Z=61)$ 及び $\text{Pr}(Z=59)$ の同位体では、基底状態のスピン・パリティが決められておらずこの近傍のNilsson軌道のエネルギー順序がはっきりしていない。この領域のNilsson軌道の系統性から、この β 遷移に関与するNilsson軌道を調べることは興味深い。

^{147}Pr は、中性子数が87($82+5$)の原子核で、遷移領域の中でもNilsson模型よりも殻模型で記述できる原子核と考えられる。中性子数が87の原子核は、最外殻 $2f_{7/2}$ を5個の中性子が占める。中性子数が87に対して中性子数が85の原子核(^{141}Ba 、 ^{143}Ce 、 ^{145}Nd 、 ^{147}Sm 、 ^{149}Gd)は、 $2f_{7/2}$ の殻を中性子が3個占める原子核である。その励起状態のうち3粒子状態($2f_{7/2}$)³間の遷移は、 $E2$ 遷移は強く促進され、 $M1$ 遷移は抑止されることが調べられている⁸⁾。 $2f_{7/2}$ の殻には8個の粒子が入りうるので、中性子数が87の原子核の励起準位は $2f_{7/2}$ の3個の空孔の配位によって説明できると考えられる。 ^{147}Nd の励起準位のエネルギー間隔から、3空孔状態と3粒子状態の類似性が提案されている⁹⁾が、遷移確率に基づいた類似性の報告はない。重要な3空孔状態($2f_{7/2}$)⁻³のメンバーと考えられる 314.7keV の準位の半減期についての報告もない。また、従来の崩壊図式では、 127.9keV 以上の遷移の内部転換係数が決定していないのでスピン・パリティが未確定である。このように、類似性を言うにはデータが不十分である。

1-3 研究の目的

以上の背景をもとに、本研究の目的を述べる。

^{152}Nd から ^{152}Pm への β 崩壊を調べ、 ^{152}Nd の詳しい崩壊図式を作成する。許容促進 β 遷移の場合では、 ^{152}Nd の92番目の中性子がどの陽子軌道に遷移するかを、91番目の中性子と61番目の陽子の配位の系統性から考察する。また、61番目の陽子軌道を知るのに、59番目の陽子軌道を調べることは意味がある。59番目の陽子のNilsson軌道は、 ^{151}Pr から ^{151}Nd への β 遷移を利用して考察することができる。そのために、 ^{151}Pr の詳しい崩壊図式を作成する必要がある。さらに、得られた ^{151}Nd の励起準位については、回転-振動の結合の効果も考慮したNilsson模型に基づく計算を行ない実験と比較する。N=91の同中性子核の系統性に基いてその励起準位のバンド構造を解釈し、A=150近傍のNilsson軌道を調べる。

^{147}Pr については、崩壊図式を作成し、 ^{147}Nd の励起準位の半減期から $B(M1)$ 、 $B(E2)$ の値を求める。N=87の原子核の系統性と、N=85の原子核との類似性を調べる。その際、内部転換係数及びM1遷移とE2遷移の混合比を決めるために内部転換電子も測定する。特に、 $(2f_{7/2})^{-3}$ の配位で励起状態を説明するとき314.7keVの準位をはじめ、そのメンバーと考えられる準位のパリティと、そこからの γ 遷移の多重極度は重要である。その他の食い違うパリティも限定する必要がある。

以上の目的のために、線源作成法として出力5MWの京都大学原子炉実験所の研究用原子炉(京大炉(KUR))に設置されているオンライン同位体分離装置(Isotope Separator On-Line = ISOL)「KUR-ISOL」と、化学分離法「放射能イオンクロマトグラフィ」を用いる。放射能イオンクロマトグラフィは、Nd、Prには有効な化学分離法と考えられる。この化学分離法を線源作成法として適用するため、その核分裂生成物に対する分離特性を調べ、その有効性を明らかにする。

1-4 ^{152}Nd 、 ^{151}Pr 、 ^{147}Pr の崩壊及び ^{151}Nd 、 ^{147}Nd の励起準位についてのこれまでの研究

1-4-1 ^{152}Nd の崩壊

質量数が150近傍の β 安定線から離れた原子核(Fig.1-1)は、核分裂の収率も小さく、核分光用の線源としての放射能強度を得ることが困難になる。そのため、報告例は少なく、あってもそれらは十分なものではないのが現状である。

^{152}Nd は、WakatとGriffin¹⁰⁾が ^{235}U の核分裂生成物から高速イオン交換法を用いて分離し、半減期を11.3minと報告した。ほぼ同じ時期に、DanielsとHoffman⁶⁾が、 $^{150}\text{Nd}(t,n)^{152}\text{Pm}$ 反応と同時に起こる $^{150}\text{Nd}(t,p)^{152}\text{Nd}$ 反応を用

いて、半減期を11.4(2)minと報告した。彼らは、5本の γ 線と3つの励起準位を含む簡単な崩壊図式を報告した。これ以後、 ^{152}Nd についての報告はない。その理由は、迅速分離を目指すISOLは、 β 安定線からさらに離れた、秒程度の短寿命の原子核を研究対象とするようになり、半減期が数分程度以上の原子核は対象になりにくくなったこと及び従来の化学分離ではこれ以上に強い線源が得られなかったことなどが考えられる。

1-4-2 ^{151}Pr の崩壊と ^{151}Nd の励起準位

^{151}Pr は、PinstonとSchussler¹¹⁾らがISOLを用いて ^{235}U の核分裂生成物から分離し、880.0keVまでの励起準位と半減期を22.4(15)sと報告した。MachとGill¹²⁾らが、同じく ^{235}U の核分裂生成物からISOLを用いて分離し半減期を14sと報告した。Anderlら¹³⁾は、 ^{252}Cf の自発核分裂生成物からISOLを用いて分離し、半減期を18.90(7)sと報告した。GraefenstedtとJurgensら¹⁴⁾は、 ^{239}Pu の核分裂生成物からISOLを用いて分離し β 線を測定して、その Q_β 値を4170(75)keVと報告した。核分裂の収率が少ない ^{151}Pr は、ISOLを用いても取り出すことが困難で、これらのうち簡単な崩壊図式が報告されているものは文献¹¹⁾の1例のみである。

一方、崩壊ではなく核反応を利用して、娘核 ^{151}Nd の励起準位について、いくつかの研究がなされている。

CarsonとSheline¹⁵⁾は、 $^{150}\text{Nd}(d,p)^{151}\text{Nd}$ 反応による ^{151}Nd の励起準位の断面積を歪曲波ボルン近似によって解析し、励起状態のスピン-パリティを報告した。

PinstonとRoussilleら¹⁶⁾は、 $^{150}\text{Nd}(n,\gamma)$ 、 (n,e^-) 反応の即発 γ 線とその転換電子を測定し、964.2keVまでの準位図式を作成した。彼らは、低エネルギーの励起準位をNilsson模型に基づいた理論計算と比較してNilsson軌道のバンドメンバーとして分類した。

KatajanheimoとJäderholmら¹⁷⁾は、 $^{150}\text{Nd}(d,p\gamma)^{151}\text{Nd}$ 反応の γ 線を測定して946.2keVまでの準位図式を作成した。彼らは、サイクロトロンを利用した (E_γ, t_γ) 同時計数測定によって、189keVの準位の半減期を0.7ns以下と報告した。

1-4-3 ^{147}Pr の崩壊と ^{147}Nd の励起準位

^{147}Pr は、核分裂の収率が比較的大きく半減期も13min程度と長いので、報告例は ^{151}Nd に比べると多い。最初、HoffmanとDaniels¹⁸⁾が、化学分離を用いて ^{235}U の核分裂生成物から ^{147}Pr を分離し、その崩壊を研究した。

その後、RoussilleとPinstonら¹⁹⁾は、ISOLで ^{235}U の核分裂生成物から ^{147}Pr を分離し、11の準位と29本の γ 線を含む1310.7keVまでの崩壊図式を作成した。

彼らは、 $^{146}\text{Nd}(n, \gamma)$ 反応²⁰⁾の即発 γ 線も弯曲結晶(bent-crystal)検出器で測定し ^{147}Nd の1979.5keVまでの準位図式を作成した。さらに $^{146}\text{Nd}(n, e^-)$ 反応²¹⁾の転換電子を電子スペクトロメータで測定し49.9、78.0、86.7、127.9 keVの4本の低エネルギーの遷移の内部転換係数と $M1/E2$ の混合比を決定した。彼らは、 ^{147}Nd の励起準位を $2f_{7/2}$ の3空孔状態 $(2f_{7/2})^{-3}$ として説明した。

Dorikensら²²⁾は、 $^{148}\text{Nd}(\gamma, p)^{147}\text{Pr}$ 反応を用いて、62本の γ 線と21の準位を含む崩壊図式を作成した。

しかし、これらの報告は励起準位のスピン-パリティについて異なるところがある。314.7keVの準位のスピン-パリティは、Roussilleら¹⁹⁻²¹⁾は $3/2^-$ と報告しているが、Dorikensら²²⁾は $5/2^+$ 、または、 $7/2^+$ と報告している(この準位は、 $2f_{7/2}$ の3空孔状態と考えられる重要な準位である)。769.3keVと792.6keVのスピン-パリティも異なっている。

Yamamotoら²³⁾は、 ^{147}Pr を ^{235}U の核分裂生成物から化学分離法(高圧濾紙電気泳動法)を用いて分離し、 β 線をプラスチックシンチレーション検出器で測定して Q_β 値を2.77(10)MeVと決定した。彼らは、従来の報告に対し、9本の γ 線と4つの励起準位を新たに加えた、詳しい崩壊図式を報告したが、スピン-パリティの違いまでは言及していない。

Hammarénら²⁴⁾は、 $^{146}\text{Nd}(d, p\gamma)$ 反応でビーム停止法(stopped beam法)を用いて49.9、127.9、190.3、214.6、604.5keVの準位の半減期を測定した。励起準位については、1粒子-回転子模型で解釈し、 $(2f_{7/2})^{-3}$ の配位については言及していない。

1-5 論文の構成

実験について述べる第2章では、オンライン同位体分離装置「KUR-ISOL」と、本研究ではじめて応用した化学分離法「放射能イオンクロマトグラフィ」の特徴と分離実験について説明する。測定方法、測定条件についても述べる。測定結果の第3章では、解析方法と結果、それらに基づいて作成した ^{152}Nd 、 ^{151}Pr 、 ^{147}Pr の崩壊図式を報告する。考察の第4章では、 ^{152}Nd から ^{152}Pm への許容促進遷移に関するNilsson軌道について、 $Z=61$ 、 $N=91$ 及び $Z=59$ の原子核の系統性から考察する。 ^{151}Pr については、実験とNilsson模型に基づく計算によって得られた ^{151}Nd の励起準位とを比較し、準位のバンドについて説明する。 ^{147}Nd については、励起準位の半減期に基づいて3空孔状態について考察する。第5章では考察のまとめを述べる。表と図は、それぞれの章末にまとめた。

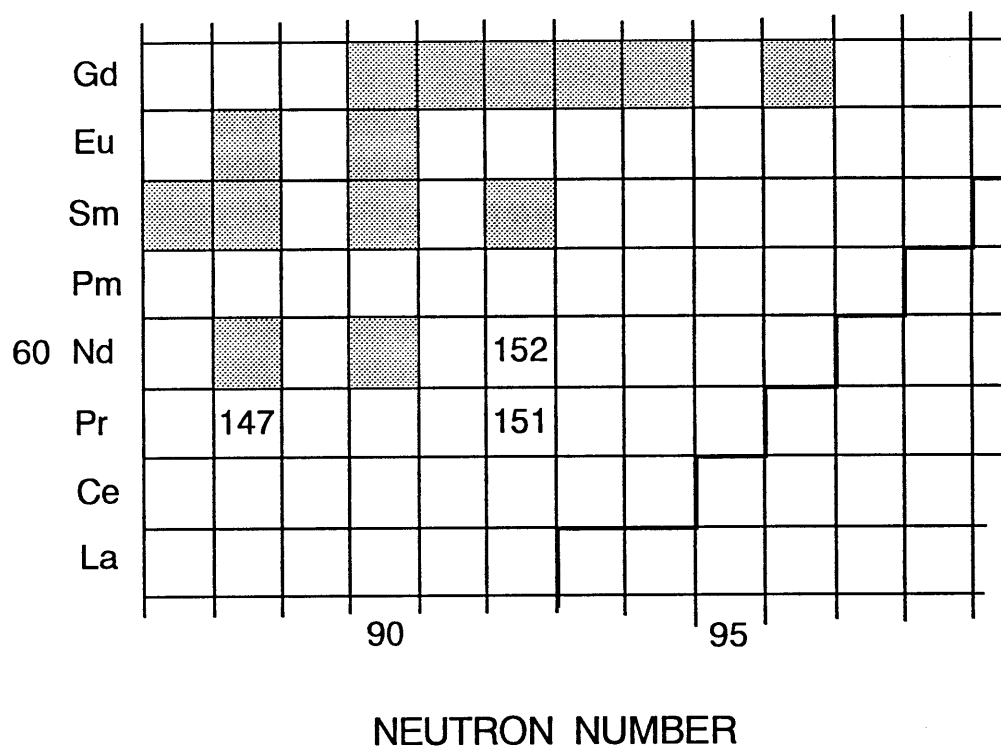


Fig.1-1 Partial chart of the nuclides in the region of $A \approx 150$ in neutron-rich nuclides. The shaded square represents a stable nuclide. The left side nuclides separated with a solid line are already observed.

第2章 実 験

2-1 線源の作成

2-1-1 核分裂生成物の分離

崩壊を利用する $\beta\gamma$ 核分光の場合は、強度が強く不純物の少ない線源を作成する必要がある。 β 安定線から離れた原子核を得るには、加速器による核反応を利用する方法と、原子炉で ^{235}U や ^{239}Pu の核分裂を利用する方法がある。一般に、核反応を用いる場合は陽子過剰核を得ることができ、核分裂を利用すると中性子過剰核を得ることができる。Fig.2-1²⁵⁾に示すように、陽子過剰核は、存在が理論的に予想されている原子核の境界(ドリップライン)まで実験的に確認されているのに対し、中性子過剰核は、ドリップラインのはるか手前までしか到達しておらず、崩壊データも詳しくない。従って、中性子過剰核の研究は、核構造に対して新しい重要な知見を与えうると考えられる。

^{235}U の熱中性子による核分裂生成物は、質量数が96と140近傍にピークを持つ2山状に分布する。質量数が150を越えると、核分裂の収率(Fig.2-2)²⁶⁾が急激に減少し、さらに半減期も短くなるので核分光の線源とするには放射能強度が著しく弱くなる。 ^{235}U や ^{239}Pu などの短寿命の核分裂生成物の分離に最も有効な方法は、ISOLを用いる方法である。ISOLは加速器に附置したものと、原子炉に附置したものとがある。OSIRIS(スウェーデン)、OSTIS(仏)、LOHENGRIN(仏)、JOSEF(独)、TRISTAN(米)、HELIOS(独)、KUR-ISOL(日)などは、原子炉附置型のISOLである。ISOLDE(スイス(CERN))は、高エネルギーの陽子を用いた核分裂や核破砕による生成物を分離している加速器附置型のISOLである。これらを用いて中性子過剰の短寿命核(秒程度以下)の核分光実験が势力的に行なわれ、原子核構造に関する重要な研究成果をあげてきた。KUR-ISOLは今までに、 ^{152}Ce (1.4s)、 ^{152}Pr (3.2s)、 ^{154}Pr (2.3s)、 ^{155}Nd (8.9s)、 ^{156}Pm (26.7s)といった短寿命の新同位体を見つけた。AnderlとGreenwoodら¹³⁾は、 ^{252}Cf の自発核分裂生成物から、 ^{164}Gd (45s)のような中重核をISOLで分離することに成功しているが、放射能強度は強くない。イオン源付ISOLは、イオン源の型によってイオン化できる元素が限定される。特に、高融点の元素や陰イオンはイオン化しにくいという欠点がある。

一方、核分裂生成物を相互分離する方法として古くから用いられてきたのがイオン交換、沈澱、溶媒抽出といった化学分離法である。これらの化学分離法は、同じ原子番号である同位体が必然的に混じるためISOLに比べて線源中の不純物が多い。

しかし、測定器のエネルギー分解能の向上や測定技術の進歩にともない比較的長い半減期(10数分以上)の原子核の核分光に現在も利用され、詳しい核データを提供している。また、SISAK法²⁷⁾(Short-lived Isotope Studied by the A Kufue Technique)などのように自動的に化学分離を行う方法(On-Line Chemistry)も開発され、希土類や陰イオンの短寿命核で成果をあげた。また、IkedaとYamamotoらは、Tamaiらが開発した高圧濾紙電気泳動法^{23,28-31)}を利用して、半減期が数十秒から数分程度の希土類核の詳しい崩壊データを蓄積した。

化学分離法は、ISOLに比べると線源の純度が落ち、原子核の半減期による制約($T_{1/2} > 10\text{s}$)が大きいので、 β 安定線からよりはなれた原子核の情報を得ることはできない。しかし、確実に分離できるという点で線源作成法としての安定度が高い。そして、不純物として混じり込む核種(これらはたいていの場合、核分裂の収率が大きいので詳しいデータが報告されている)を、目的核の測定の較正用に用いることも可能である。また、マシンタイムのきびしい制約もほとんど受けない。従って化学分離法をISOLと併用すれば、より効率的に実験ができる。

2-1-2 オンライン同位体分離装置「KUR-ISOL」

KUR-ISOLの概略図を示す(Fig.2-3)^{32,33)}。このISOLはヘリウムジェット型と呼ばれ、原子炉内に置かれた²³⁵Uターゲットに熱中性子を照射し、生成した核分裂生成物をNaCl、ジオクチルフタレート(dioctylphthalate=DOP)などで作ったエアロゾルに付着させ、加圧したHeガスでイオン源まで運ぶ方式である。照射位置での熱中性子束は、 $1.2 \times 10^{12} \text{n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ である。運ばれた核分裂生成物を表面電離型イオン源でイオン化し、電場と磁場によって質量分離する。分離された原子核ビームは、アルミニウムを蒸着したマイラーテープに打ち込まれる。テープはコンピュータによって制御され、一定時間ビームの収集を行った後、20cmはなれた測定器の前(オフビームの位置)にすばやく移動し測定を開始する。

KUR-ISOLでは、収率を向上させるために酸化法³⁴⁾(Fig.2-4)やフッ化法³⁵⁾(Fig.2-5)などを開発し、その結果、質量数150以上の原子核の収率が著しく増大した。本研究では、¹⁵²Ndと¹⁵¹Prは、酸化法を用いて(¹⁵²Nd+¹⁶O)¹⁺、(¹⁵¹Pr+¹⁶O)¹⁺の酸化物としてイオン源から引き出した。従って、分離の磁場強度は質量数152+16、151+16に設定した。そのビームを一定時間収集し、より短寿命の同重体(親核)を崩壊させるための冷却時間をとって余分なバックグラウンドを低減させた後、テープを移動し測定を開始した。線源が送られてくる毎にスペクトルを次々に足し合わせて統計精度をあげた。

2-1-3 放射能イオンクロマトグラフィ

^{152}Nd と ^{147}Pr は、放射能イオンクロマトグラフィ(Fig.2-6)を利用し、希土類を迅速に相互分離して線源を作成した。この方法は、京都大学原子炉実験所のTamaiらによって、高速イオンクロマトグラフィと放射線検出器を組み合わせた極微量迅速分離システムとして開発され「放射能イオンクロマトグラフィ」^{36,37)}と呼ばれている。

この方法の特徴として、

- ① 溶離液の種類、濃度及びpHを適当に選ぶことによって分離時間を調節でき、半減期が2分程度の核種まで線源として作成可能である。
- ② イオン交換カラムを変えれば、ISOLのイオン源では取り出せないBrや、Iなどの陰イオンの分離も可能である。
- ③ 複雑な試料の前処理や、多くの化学機器が要らず、装置の扱いも比較的簡単である。
- ④ 微量分析(ppm)が可能である。
- ⑤ 放射性廃棄物の量が少なくて済む。
- ⑥ IkedaとYamamotoらが用いた高圧濾紙電気泳動法と比較すると、溶離液によって希土類の分離順序が逆転し、Sm-Nd-Pr-Ce-Laの順番にすることができるので、Sm、Nd、Prの短寿命核については適している。
- ⑦ ISOLなどのように、マシンタイムのきびしい制約を受けない。
- ⑧ KUR-ISOLは、酸化法が開発される以前は、イオン源の性質上、質量数が150を越える原子核については線源強度が非常に弱く核構造を詳しく調べるには充分ではなかったが、化学分離ではISOLよりも安定に強い線源が作成できる。

などが、挙げられる。

この化学分離を用いた実験は、京大炉と出力100kWの立教大学原子力研究所のTRIGA-II型原子炉の2箇所で行なった。

線源は、Fig.2-7の手順で作成した。高速イオンクロマトグラフ装置は、HLC-803D(TOSOH社製)を用いた。原子炉で硝酸ウラン 10^{-2}M (^{235}U 、93%濃縮)の液体、約 $20\mu\text{l}$ をポリエチレンの細管に密封して照射した。京大炉では気送管による照射システムを用いた。照射位置での熱中性子束は、京大炉では、 $2.0 \times 10^{13} \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ であった、TRIGA-II原子炉では、 $1.5 \times 10^{12} \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ であった。照射後、担体(carrier)元素、十数ppmを含む $100\mu\text{l}$ 程度の水に溶かし、イオン交換カラム(TSK-gel IC cation、TOSOH社製)で分離した。カラムの大きさは、長さ50mm、直径4.6mmで、イオン交換樹脂の直径は $10\mu\text{m}$ である(付録A-2参照)。希土類分離用の溶離液は、75mMの α -ヒドロキシイソ酪酸水溶液(水は2回蒸留した脱イオン水を用いた)をアンモニア水でpH=4.6に調整した後、減圧しな

がら超音波をかけて脱気したものを用いた。

電気伝導度計の出力をペンレコーダーでモニターしたクロマトグラムをFig.2-8に示す。また、カラムを通った溶離液を4分毎に集め γ 線を測定し、そのスペクトル中の最も強く検出された γ 線のピーク強度をプロットした図(Fig.2-9)を示す。これよりNdは、10分以内に分離できることが分かる。

分離されたNdをシュウ酸で沈澱させ、吸引濾過して濾紙に付着させて線源とした。その際、保持担体(hold back carrier)としてテルル酸を加え核分裂の収率の大きいTeの共沈を防いだ。

2-2 測定

2-2-1 測定条件

検出器、線源の作成方法及び測定の時間の振り分けをTable 2-1にまとめた。時間の振り分けは、収集－冷却－測定の時間を示した。測定は基本的には ^{152}Nd の γ 線測定時や ^{147}Pr のように、2半減期程度収集し親核の冷却時間をとってから1半減期ずつ2回測定する(2点測定)という振り分けで行なった。こうして、 γ 線を半減期で区別できるようにし、収集、測定が無駄なく行なわれるようにした。 ^{152}Nd には、半減期が短く Q_β 値も大きい娘核 $^{152}\text{Pm}^{38}$ ($T_{1/2}=4.30(37)\text{min}$, $Q_\beta=3.50(10)\text{MeV}$)が混じる。 β 線の測定には、その影響をできるだけ差し引くために、 ^{152}Pm の影響が少なく、かつ、 ^{152}Nd が強くなるように2.5分間ビームを収集し、0.5分間冷却して測定を開始した。

2-2-2 ガンマ線の測定

崩壊に伴う γ 線の測定は、高純度ゲルマニウム(HPGe)検出器及びリチウムドリフト型ゲルマニウム(Ge(Li))検出器を用いた。低エネルギーの γ 線(100keV以下)には、低エネルギー γ 線用HPGe検出器(Low Energy Photon Spectrometer=LEPS)を用いた。それぞれの実験で用いた検出器の特性をTable 2-2に示す。

KUR-ISOLのテープ装置は、Fig.2-10のようにになっている。テープ装置全体はビームラインと一体で真空ポンプで引かれている。ISOLによって質量分離された原子核ビームをマイラーテープに打ち込んで収集し、一定時間冷却した後、オフビーム位置に移動し測定を開始する。テープが縦に走っている細長い箇所(テープカナルと呼んでいる)は、アルミニウム製(3mm^t)で横幅は18mmである。マイラーテープはその中の12mmの幅を上下に移動する。オフビーム位置の片側には、20mm^φの

孔が開けてあり、そこに薄いマイラー膜($50\mu\text{m}^t$)を貼って真空を維持し、 γ 線の吸収及び β 線のエネルギー損失が少なくなるようにしてある。 γ 線を測定する時は、マイラー膜側のGe検出器の表面にアルミニウム板(2mm^t)を付けた。 ^{152}Nd の低エネルギーの γ 線や β 線を測定する時は、マイラー膜側にLEPSを置いて測定した。

γ 線のスペクトルは4096チャンネルと8192チャンネルの波高分析器でとった。検出効率、 ^{152}Eu 、 ^{133}Ba 、 ^{241}Am の標準線源を用いて校正し、 γ 線のエネルギーはこれらの標準線源を用いて外部校正法で決めた。

γ 線の同時計数測定は、2台のゲルマニウム検出器をテープカナルをはさんで 180° の角度で、互いにできるだけ近付けて($\sim 3\text{cm}$)置いた。同時事象は4096チャンネル \times 4096チャンネルのリストモードによる2次元測定を行い、事象ごとに磁気テープに記録した。実験終了後、コンピュータで解析した。全測定を通して、測定器の周りには銅板(5mm^t と 10mm^t)と鉛ブロックを置いてバックグラウンドを遮蔽した。

2-2-3 ベータ崩壊の半減期の測定

^{152}Nd 、 ^{151}Pr の β 崩壊の半減期をスペクトラムマルチスケーリング(Spectrum Multi Scaling=SMS)法で測定した。この方法は、収集した線源に対して同じ時間ずつ16個のシングルスペクトルを測定し、スペクトル中の着目する γ 線のピーク強度の時間変化から半減期を決定する方法である。統計精度をあげるために繰り返してたし合わせた。

2-2-4 内部転換電子の測定

崩壊に伴う内部転換電子の測定は、オフビームの位置でリチウムドリフト型シリコン($\text{Si}(\text{Li})$)検出器を用いて行った。 $\text{Si}(\text{Li})$ 検出器のチェンバー(Chamber)をFig. 2-11に示す³⁹⁾。 $\text{Si}(\text{Li})$ 検出器はコールドフィンガーを通して液体窒素温度付近まで冷却されている。HPGe検出器側は、 γ 線の吸収を減らすために厚さ 1mm^t のアルミニウムにしてある。

内部転換係数は、HPGe検出器で同時に γ 線の測定を行い、 γ 線と転換電子の強度比から求めた。マイラーテープ上の線源と $\text{Si}(\text{Li})$ 検出器及びHPGe検出器の距離はそれぞれ、 2.5cm と 5cm とした。

2-2-5 ベータ線の最大エネルギーの測定

崩壊に伴う β 線の最大エネルギーは、LEPS($25\text{mm}^\phi \times 15\text{mm}^t$)を用いて測定し

た。 ^{152}Nd の崩壊に伴う β 線は、娘核 ^{152}Pm の Q_β 値が大きいため隠れて見えなくなってしまう。そこで、シングル測定他に、HPGe検出器を使って γ 線を捕らえて、リストモードによる2次元の同時計数測定を行った。 ^{151}Pr についても β - γ 同時計数測定を行った。

高エネルギー領域のエネルギー較正は、 ^{56}Co と原子炉室内の漏洩中性子によるFeの中性子捕獲 γ 線を利用して、6MeV程度まで行った。検出器の結晶の β 線に対する応答は、後方、側方散乱や制動放射によって複雑になり真の β 線のスペクトルから歪んでしまう。検出器の応答は京都大学原子炉実験所の β 線スペクトロメータを用いて疑似的な単一エネルギーの電子線を作って調べた。 β 線のスペクトルはUkonらの方法⁴⁰⁾に従って解析した。

2-2-6 励起準位の半減期の測定

原子核の励起準位の半減期の測定には、LEPS($15\text{mm}^\phi \times 10\text{mm}^t$, $10\text{mm}^\phi \times 7\text{mm}^t$)とプラスチックシンチレーション検出器($50\text{mm}^\phi \times 0.3\text{mm}^t$)を向かい合わせて置き β - γ 遅延同時計数測定を行った。線源から放出される β 線をプラスチックシンチレーション検出器で、 γ 線をLEPSでそれぞれ捕らえ、その時間差信号を時間波高変換器(TPHC)から取り出した。測定系の時間分解能は、16keVでおよそ14ns(LEPS: $15\text{mm}^\phi \times 10\text{mm}^t$)と、10keVでおよそ8ns(LEPS: $10\text{mm}^\phi \times 7\text{mm}^t$)であった。LEPSのエネルギー信号と時間波高変換器の信号を、4096チャンネル \times 4096チャンネルの2次元のリストモードで磁気テープに記録し、実験終了後、コンピュータで解析した。

励起準位の半減期が時間分解能の1/3以下になると、時間分布曲線の傾きから半減期を決めること(傾斜法)は困難になる⁴¹⁾。その場合は、時間分布曲線の重心位置のずれから半減期を求めた(重心法)。

低エネルギー領域での即時曲線を得るために、外部X線コンバータ法⁴²⁾を採用した。 β 線源に ^{137}Cs 、 ^{152}Eu 、 ^{170}Tm 、 ^{198}Au 、 ^{207}Bi などを用い、X線コンバータとして、Y、Ba、Smなどを用いた。

コンバータのX線と γ 線の時間分布曲線の重心を指数関数の和にあてはめて、ピーク重心曲線を作成した。

Table 2-1 Measurement conditions for these experiments.

Nuclide	Measurement	Detector	Source Preparation	Distribution of time
^{152}Nd	γ singles	HPGe,LEPS	ISOL	SMS*(240 s \times 11)
	$\gamma\gamma$ coin.	HPGe,LEPS, Ge(Li)	ISOL & Chem.#	22 m-0.5 m-11 m \times 2
	e^- singles	Si(Li)	ISOL	
	$\beta\gamma$ coin.	HPGe,LEPS	ISOL	2.5 m-0.5 m-3.0 m
	$\beta\gamma(t)$	LEPS, Plastic -scintillator	Chem.#	
^{151}Pr	γ singles	HPGe,LEPS	ISOL	SMS(4 s \times 16)
	$\beta\gamma$ coin.	HPGe,LEPS	"	35 s -5 s -40 s
	e^- singles	Si(Li)	"	
^{147}Pr	γ singles	HPGe	ISOL	
	$\beta\gamma$ coin.	HPGe	"	
	e^- singles	Si(Li)	"	20 m-6 m-13 m \times 2
	$\beta\gamma(t)$	LEPS, Plastic -scintillator	Chem.#	

* Spectrum Multi-Scaling.

Chemical separation.

Table 2-2 Detectors, their sizes and energy resolutions in these experiments.

Nuclide	Detector	Size	Energy Resolution
^{152}Nd	HPGe	33%	2.3 keV at 1332 keV of ^{60}Co
	Ge(Li)		
	LEPS	50 mm $^{\phi}$ \times 10 mm t	800 eV at 122 keV of ^{152}Eu
	LEPS	25 mm $^{\phi}$ \times 15 mm t	(used for β -ray measurement)
	LEPS	15 mm $^{\phi}$ \times 10 mm t	(used for $\beta\gamma(t)$ measurement)
^{151}Pr	Si(Li)	500 mm 2 \times 3 mm t	2.6 keV at K-electron of 122 KeV of ^{152}Eu
	HPGe	33%	2.5 keV at 1332 keV of ^{60}Co
	LEPS	50 mm $^{\phi}$ \times 10 mm t	800 eV at 122 keV of ^{152}Eu
	LEPS	25 mm $^{\phi}$ \times 15 mm t	(used for β -ray measurement)
^{147}Pr	Si(Li)	500 mm 2 \times 3 mm t	2.6 keV at K-electron of 122 KeV of ^{152}Eu
	Ge(Li)	30%, 13%	\sim 2.5keV at 1332 keV of ^{60}Co
	LEPS	10 mm $^{\phi}$ \times 7 mm t	(used for $\beta\gamma(t)$ measurement)
	Si(Li)	500 mm 2 \times 3 mm t	2.6 keV at K-electron of 122 keV of ^{152}Eu

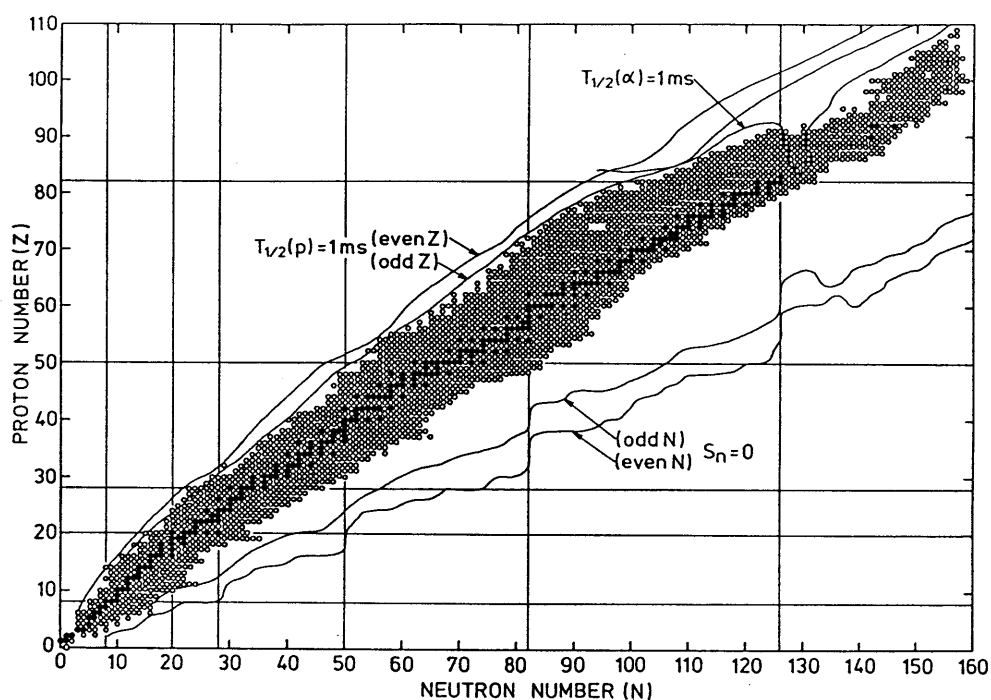


Fig.2-1 Chart of the Nuclides.²⁵⁾ The solid circle shows a naturally occurring long-lived nuclides and the open circle shows an experimentally observed nuclide. Vertical and horizontal straight lines indicate proton and neutron magic number, respectively. The curves of $T_{1/2}(p)=1\text{ ms}$ and $T_{1/2}(\alpha)=1\text{ ms}$ indicate partial half-lives of proton and alpha decays, respectively. The curves of $S_n=0$ indicates neutron drip line.

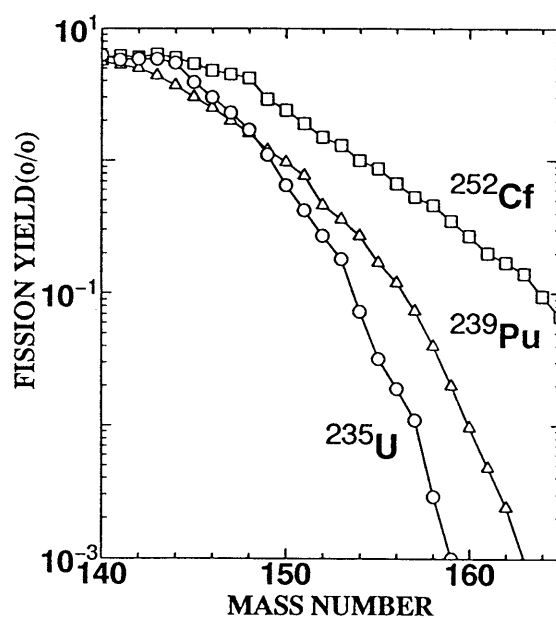


Fig.2-2 Cumulative fission yield for ^{235}U , ^{239}Pu and ^{252}Cf . Taken from ref.26.

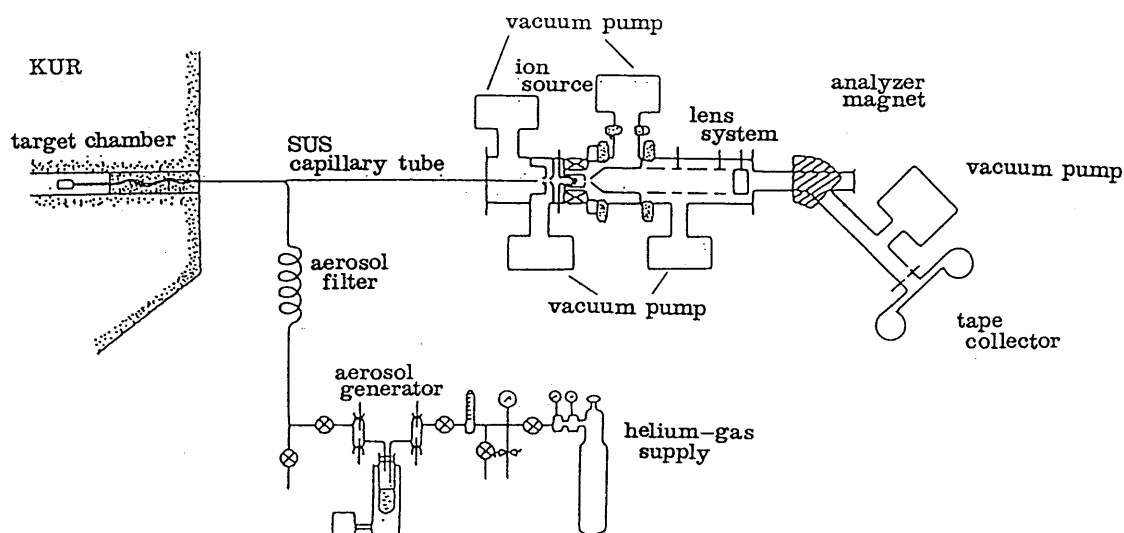


Fig.2-3 Schematic view of the He-jet type KUR-ISOL.

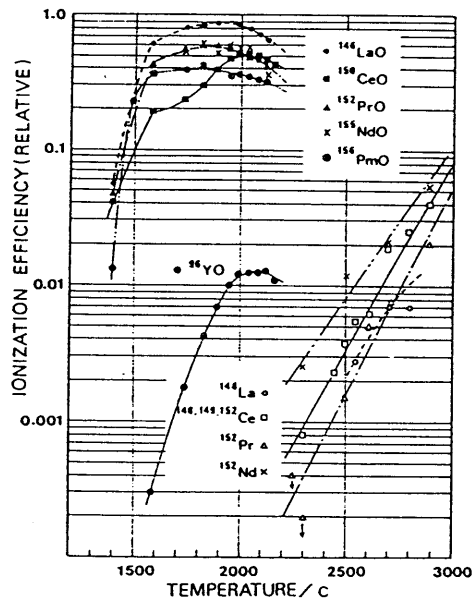


Fig.2-4 Ionization characteristics of lanthanide monoxides as a function of ionizer temperature. The oxygen gas of 0.5 ml/min is introduced to the helium jet of 400 ml/min. The ionization efficiencies are given in relative values normalized to Cs(=100%).

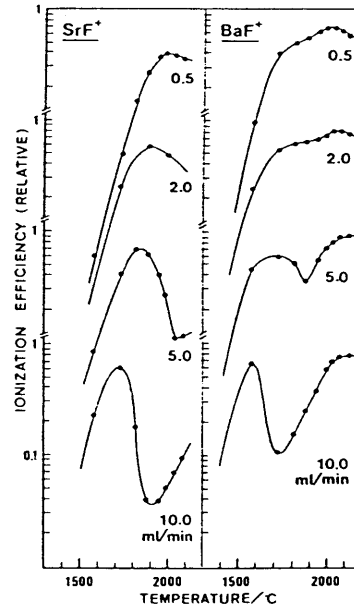


Fig.2-5 Ionization characteristics of SrF and BaF. The CF_4 gas flow rate is changed from 0.5 to 10 ml/min while the He flow rate is fixed at 800 ml/min. Ionization efficiencies are given in relative values normalized to Cs(=100%).

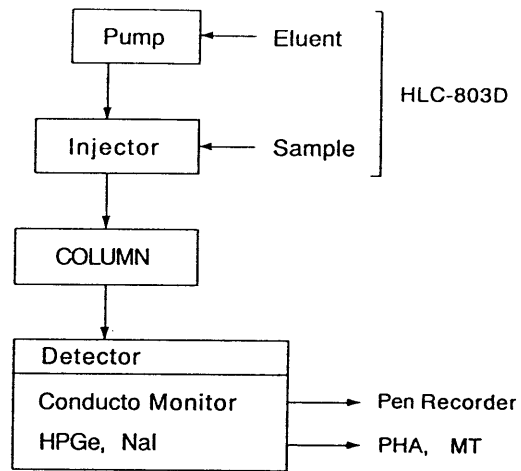


Fig.2-6 Schematic diagram of the radio ion-chromatography.

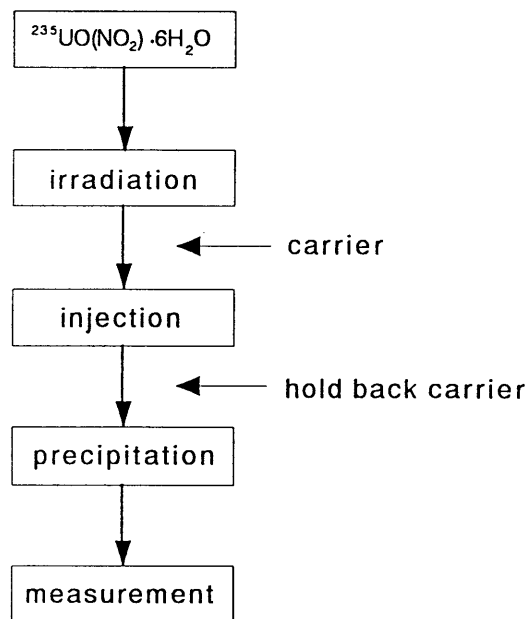


Fig.2-7 Experimental procedure of separation for fission products of ^{235}U .

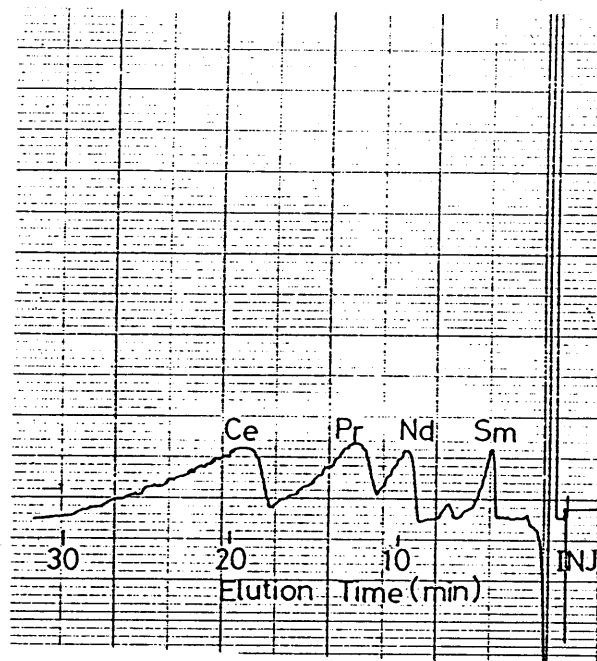


Fig.2-8 Typical chromatogram for the rear-earth element of Sm, Nd, Pr and Ce obtained from the electric conducto monitor.

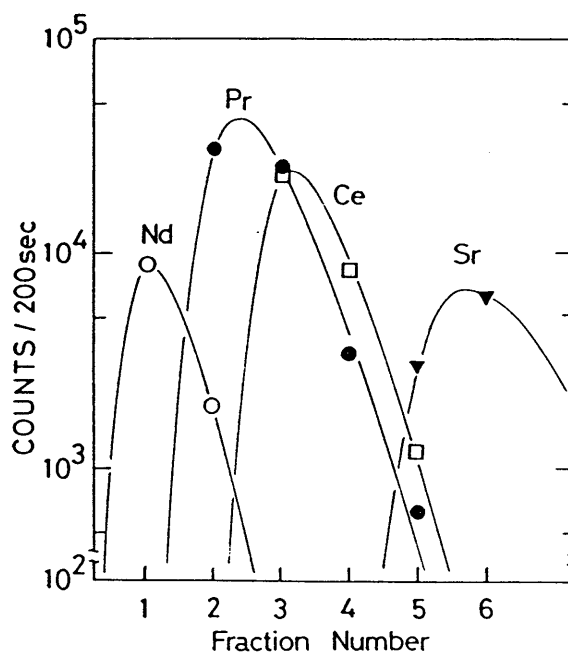


Fig.2-9 Separation pattern of rare-earth elements in fission products. Intense γ -ray peak counts were collected every 4 minutes are shown for each fraction. The No.1 fraction was collected from 5 min to 9 min after injection.

(\circ : ^{149}Nd (211 keV), \bullet : ^{146}Pr (454 keV), \square : ^{146}Ce (218 keV), \blacktriangledown : ^{92}Sr (241 keV))

Eluent : α -hydroxy isobutyric acid (75 mM)

Flow rate : 1.2 ml/min

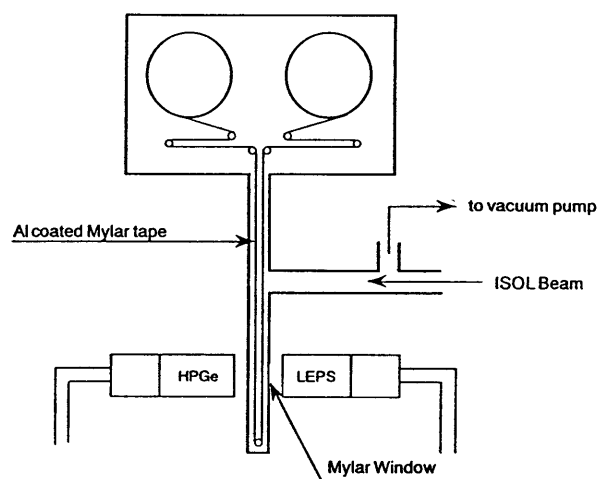


Fig.2-10 Schematic view of measurement port of KUR-ISOL.

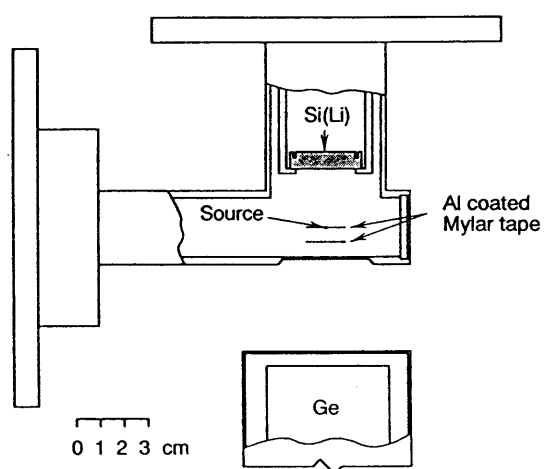


Fig.2-11 Sectional drawing of the Si(Li) detector for the conversion electron measurement installed at KUR-ISOL.

第3章 測定結果

3-1 ^{152}Nd の崩壊

3-1-1 ガンマ線スペクトルと同時計数関係

LEPSで得られた γ 線のスペクトルをFig.3-1に示す。比較のため化学分離によるスペクトルも併せて載せる(Fig.3-2(a),(b))。 γ 線のエネルギーと相対強度をTable 3-1に示す。 γ 線の半減期と同時計数関係から、35本の γ 線を ^{152}Nd の崩壊に伴う γ 線と同定した。そのうち、19.5[#]、25.1[#]、44.4[#]、94.1、156.0、176.6、184.5、200.5、240.5、250.3、261.4、269.4、273.2、276.1、302.9、314.4、340.5、350.0、365.4、392.0、406.4、526.3、545.7[#]、547.7、567.5、570.7[#]、576.7、592.5、635.0、660.0keVの30本の γ 線は、新たに確認した γ 線である(#印のついた γ 線は化学分離でも確認された γ 線)。低エネルギー領域で、化学分離の線源からまかりうじて確認できた19.5、25.1keVの弱い γ 線のピークが、質量分離された線源からは、はっきり確認できた。また、Ndの同位体 ^{151}Nd 、 ^{149}Nd が質量分離によって除去できたため、それらが崩壊するときの内部転換に伴って放出されるPmの K_{β} X線によって隠されていた44.4keVの γ 線も、スペクトル中でははっきり確認できた。

γ 線相互の同時計数関係を、Table 3-2に示す。崩壊図式中では黒丸で示した。16.1keVの γ 線と545.7keVの γ 線は同時計数関係が存在したが、25.1keVと16.1keVの準位の間9keVの遷移は確認できなかった。

250.2keVの γ 線は、250.3keVの γ 線とのダブルットであることが分かった。

250.3keVの γ 線は、156.0、184.5、200.5keVの γ 線と同時計数関係があったので、450.8keVの準位と200.5keVの準位の上に置いた。

278.6keVの γ 線は、低エネルギーの側に276.1keVの遷移強度の弱い γ 線が存在するダブルットであることが分かった。

250.3、261.4、273.2、276.1keVの γ 線強度は、それぞれ156.0、314.4、302.9、278.6keVの γ 線との同時計数スペクトルから決めた。

340.5、365.4keVの γ 線は、 ^{152}Pm の γ 線と混じっているので、302.9、278.6keVとの同時計数スペクトルから決めた。

3-1-2 ベータ崩壊の半減期

スペクトラムマルチスケーリング法で16.1keVと250.2keVの γ 線のピーク強度

の時間変化を追い、その傾きから ^{152}Nd の β 崩壊の半減期は、11.6(7)minと決まった(Fig.3-3)。この結果は、Danielsらの報告値11.4(2)min⁶⁾とよく一致した。

3-1-3 ガンマ線の絶対放出率

放射能イオンクロマトグラフィによって分離、作成した線源から得られたスペクトル(Fig.3-2)は、化学分離であるためNdの同位体 $^{149,151}\text{Nd}$ の γ 線が混じる。そこで、よく分かっている ^{151}Nd ($T_{1/2}=12.44(7)\text{min}$)の116.8keVの γ 線の絶対放出率(0.434(24))⁴³⁾と核分裂の収率(^{151}Nd : 4.16×10^{-1} , ^{152}Nd : 2.59×10^{-1})を利用して ^{152}Nd の最も強い278.6keVの γ 線の絶対放出率を以下のように求めた。

$$I_{\gamma\text{abs}}(278.6) = I_{\gamma\text{abs}}(116.8) \times \frac{F.Y.(^{151}\text{Nd})}{F.Y.(^{152}\text{Nd})} \times \frac{I_{\gamma}(278.6:\text{observed})}{I_{\gamma}(116.8:\text{observed})} = 0.29(3)$$

ここで、 $I_{\gamma\text{abs}}$ は γ 線の絶対放出率、 $F.Y.$ は核分裂の収率を示す。得られた値0.29(3)は、Danielsらの値0.32(4)⁶⁾と誤差の範囲内で一致した。

3-1-4 内部転換係数とガンマ線の多重極度

Si(Li)検出器で得られた内部転換電子のスペクトルをFig.3-4に示す。遷移強度が大きい250.2、278.6、294.5keVの3本の遷移のK転換電子のピークを確認した。K内部転換係数 α_K は、 γ 線と転換電子のピーク強度の比から求めた。その時、同時に測定できる娘核 ^{152}Pm の、内部転換係数がよく分かっている121.8keVの遷移($E2(2^+ \rightarrow 0^+)$ 遷移, $\alpha_K=0.657$)の γ 線と転換電子の強度を用いて、 γ 線と転換電子のピーク強度比を規格化した(付録A-3参照)。決定した値をFig.3-5とTable 3-3に、Röselら⁴⁴⁾の $E1$ 、 $M1$ 、 $E2$ の計算値と併せて示す。これより、3本の γ 線の多重極度はそれぞれ、 $E1$ 、 $E1$ 、 $M1/E2$ と決まった。

低エネルギーの遷移の全内部転換係数 α_T 及び γ 線の多重極度は次のようにして決めた。

まず、16.1keVの遷移を $E1$ 遷移以外、 $M1/E2$ 遷移と仮定する。その場合、16.1keVの遷移強度 $I_t(16.1)$ は、 $M1$ 遷移($\alpha_{T(M1)}(16.1)=52.6$)と仮定しても、

$$I_t(16.1) = I_{\gamma\text{abs}}(16.1) \times \{ 1 + \alpha_{T(M1)}(16.1) \} \geq 260$$

となり、その全内部転換係数が大きいために、16.1keVの準位への β 分岐が100%を越えてしまう。従って、 $M1/E2$ の可能性は除外され、 $E1$ 遷移以外は有り得ない。次に、16.1keVと28.5keVの遷移はカスケード関係で、16.1keVの γ 線の多重極度

はE1なので、250.2keVの γ 線にゲートを設定したときの同時計数スペクトル(Fig. 3-6)中で、Röselらの計算値⁴⁴⁾ $\alpha_{T(E1)}(16.1)=7.2$ を用いると、 $\alpha_T(28.5)=11.1(6)$ となる(付録A-3参照)。28.5keVの γ 線の多重極度は、 $M1(\leq 6.0\% E2)$ と決まった。その結果、44.4keVの準位は奇パリティと決まった。

19.5keVと25.1keVの遷移もカスケード関係なので、同様にして決めることができる。この場合は、19.5keVの γ 線の多重極度がE1で、25.1keVの γ 線の多重極度が $M1(\leq 8.2\% E2)$ という場合のみ、44.4keVの準位のパリティと矛盾しない。以上の結果をTable 3-4に示す。

3-1-5 ベータ崩壊エネルギー(Q_β 値)

^{152}Nd は、 β 線のシングル測定から Q_β 値を決めることは困難なので、 β - γ 同時計数測定で求めた。50%程度の β 線の分岐がある294.5keVの励起準位へ遷移する β 線のスペクトルを278.6keVの γ 線にゲートを設定して求めた。その β 線のフェルミ-カリ- (Fermi-Kurie)プロットをFig.3-7に示す。オフビーム位置のマイラー膜(50 μm)と検出器表面のベリリウム膜(0.25mm^t)による80keV程度のエネルギー損失を補正して、 ^{152}Nd の Q_β 値は1.088(27)MeVと決まった。 ^{152}Nd の Q_β 値は崩壊からは初めて測ったものである。Chapmanら⁴⁵⁾によって、 $^{150}\text{Nd}(t,p)$ ^{152}Nd 反応を用いて決めた報告値(1.120(80)MeV)がある。この値は少し大きいが誤差の範囲内で一致している。

3-1-6 励起準位の半減期

得られた時間分布曲線の重心と、外部X線コンバータ法によって作成した即時曲線の重心とのずれから、その励起準位の半減期を求めた(重心法)。ピーク重心曲線は、低エネルギー領域のX線の即時曲線と γ 線の即時曲線の重心を、

$$f(E) = \sum_i A_i \exp(-B_i E) + C$$

の関数にあてはめて決定した。ここで、 E は γ 線、または、X線のエネルギー、 A_i 、 B_i 、 C は、あてはめによって決まる係数である。得られた結果は、半減期で示した。(半減期($t_{1/2}$) = $\ln 2 \times$ 平均寿命($\tau_{1/2}$))

16.1keVの準位の半減期は、

$$t_{1/2} = 2.1 \pm 1.0 \text{ ns}$$

と決まった。 $B(M1)$ の値は、 $6.1(30) \times 10^{-3} \text{ e}^2 \text{ fm}^2 (0.003 \text{ W.u.})$ となった。

44.4keVの準位の半減期は、

$t_{1/2} \leq 1.0 \text{ ns}$
と決まった。

250.2、278.6、294.5keVの γ 線の時間分布曲線の重心のずれは、ほとんど確認できなかったので、294.5keVの準位の半減期は1ns以下と考えられる。

3-1-7 崩壊図式

崩壊図式(Fig.3-8)は、それぞれの γ 線の半減期と同時計数の結果及びエネルギーの和則から組み立てた。log- ft 値はそれぞれの準位における遷移強度の収支とGoveとMartinのlog- f tables⁴⁶⁾を用いて計算した。 Q_β 値は、1.088(27)MeVを用いた。

前述の30本の γ 線と25.1、200.5、221.0、319.0、330.5、450.8、570.7、592.5、660.0keVの9つの準位を、新たに崩壊図式に組み込んだ。

〔基底状態〕 Daniels⁶⁾らは、 ^{152}Pm は3つの核異性体があると報告している。スピナーパリティ及び半減期はそれぞれ、 $1^+(4.1(1)\text{min})$ 、 $4^-(7.52(2)\text{min})$ 、 $(8)(13.8(2)\text{min})$ である。しかし、これらの準位のエネルギー順序はわかっていない。 ^{152}Nd の基底状態から ^{151}Pm の基底状態への β 遷移が、log- $ft=5.0$ の許容遷移と決まったことは、 1^+ の準位への β 遷移と考えられる。これは、この 1^+ の準位から ^{152}Sm の基底状態(0^+)への β 崩壊が、log- $ft=6.4$ の許容遷移であることと矛盾しない。ここではDanielsら⁶⁾と同様に、この準位を基底状態(0.0keV)として励起状態のエネルギーを表した。

〔16.1keVの準位〕 16.1keVの γ 線の多重極度が $E1$ と決まったので、スピナーパリティは、 0^- 、 1^- 、 2^- のいずれかである。

〔25.1keVの準位〕 25.1keVの γ 線の多重極度が $M1/E2$ と決まったので、スピナーパリティは、 0^+ 、 1^+ 、 2^+ のいずれかである。

〔44.4keVの準位〕 低エネルギーの γ 線相互の同時計数関係は確認していないが、強い44.4keVの遷移を確認したこと、16.1keVと28.5keVの γ 線、19.5keVと25.1keVの γ 線を250.2keVの γ 線にゲートを設定した同時計数スペクトルで確認したこと、これらのエネルギーの和がほぼ44.4keVであることからこの準位を決めた。16.1keVと28.5keVの γ 線の多重極度がそれぞれ、 $E1$ 、 $M1/E2$ であることから、スピナーパリティは、 0^- 、 1^- 、 2^- のいずれかである。これは、25.1keVと19.5keVの γ 線の多重極度がそれぞれ、 $E1$ 、 $M1/E2$ であること、250.2keVの γ 線の多重極度が $E1$ であることも矛盾しない。

[294.5keVの準位] この準位は、 $\log-ft=4.4$ であるので、RamanとGove⁴⁷⁾の経験則に従うと許容遷移となり、そのスピン-パリティは 1^+ と決まる。250.2、278.6、294.5keVの γ 線の多重極度がそれぞれ、 $E1$ 、 $E1$ 、 $M1/E2$ であることは偶パリティであることを限定するが、これは 1^+ としたことと矛盾しない。

[570.7、592.5、660.0keVの準位] スピン-パリティは、 $\log-ft$ 値がそれぞれ5.3、5.2、5.5であることから、RamanとGove⁴⁷⁾の経験則に従うと 1^+ である。

これら以外の準位は、遷移強度の収支からほとんど β 分岐が確認されなかった。また、それぞれの準位から遷移する γ 線の多重極度も決まらなかったのも、スピン-パリティは決定できなかった。

Danielsら⁶⁾が提案した118.6keVの準位(Fig.3-9)は、74.6keVと176keVの γ 線が44.4keVの γ 線にゲートを設定した同時計数スペクトル中で確認できなかったのも、崩壊図式には組み込まなかった。彼らはまた、120keVと120+X keVに核異性体があると予想しているが、それらも確認できなかった。

化学分離によって得られた結果から作成した崩壊図式(Fig.3-10)と比較すると、25本の γ 線と、7つの準位を加えたさらに詳しい崩壊図式になっている。

3-2 ^{151}Pr の崩壊

3-2-1 ガンマ線スペクトルと同時計数関係

LEPSで得られた低エネルギー領域(200keV以下)の γ 線スペクトルと、HPGe検出器で得られた高エネルギー領域(150keV以上)の γ 線スペクトルを、Fig.3-11(a),(b)に示す。 ^{151}Pr の崩壊に伴う γ 線のエネルギーと、その相対強度をTable 3-5に示す。 γ 線は、その半減期と同時計数関係から ^{151}Pr の崩壊に伴う γ 線であると決めた。これらのうち880.0keV以上の γ 線は、全て崩壊から新たに確認したものである(表中*印)。 γ 線の同時計数関係を、Table3-6(I),(II)に示す。崩壊図式中では、黒丸で示した。

83.3keVの遷移は、22.5keVと105.8keVの γ 線と同時計数したので105.8keVと22.5keVの間と、189.1keVと105.8keVの間の2箇所にした。上側の遷移強度は83.3keVの γ 線にゲートを設定したスペクトル中に見える83.3keVの γ 線のピーク強度から見積った。同様に、343.0、496.1、900.7keVの γ 線の遷移強度も同時計数スペクトルから決めた。

542.8、1104.1、1638.3、1878.0keVの γ 線は遷移強度が比較的大きいにもかかわらず他の γ 線と同時計数関係が確認できなかった。しかし、半減期が他の強い γ 線と一致(Fig.3-12, ピーク強度は、1と2、3と4、5と6、7と8番目のスペクト

ルをそれぞれ足し合わせている)したので、 ^{151}Pr の崩壊に伴う γ 線とした。

3-2-2 ベータ崩壊の半減期

LEPSによるスペクトラムマルチスケーリング測定で得られた遷移強度の強い57.7、83.3、105.8、189.1keVの4本の γ 線のピーク強度の時間変化から、 ^{151}Pr の半減期は18.9(7)sと決まった(Fig.3-13)。Pinstonら¹⁶⁾とAnderlら¹³⁾は半減期をそれぞれ、22.4(15)s、18.90(7)sと報告しているが、今回の値はAnderlらの値と一致した。

3-2-3 内部転換係数とガンマ線の多重極度

Si(Li)検出器で得られた転換電子のスペクトルを Fig.3-14に示す。131.4、189.1、437.6keVの遷移のK転換係数は、転換電子のスペクトルのK転換電子のピーク強度と γ 線の強度の比から求めた。 γ 線と転換電子の強度の比は、線源と同じ位置に ^{152}Eu を置き、その121.8keVの遷移($E2(2^+ \rightarrow 0^+)$ 遷移、 $\alpha_K=0.657$)の γ 線と転換電子の強度比で規格化した。105.8keVの遷移のK転換電子には57.7keVと60.5 keVの γ 線が混じる。105.8keVの遷移については、K転換係数の上限値を決めた。131.4keVと166.6keVの遷移のK転換電子に混じる他の成分を差し引いた。その結果、105.8、131.4、166.6keVの γ 線の多重極度は、それぞれE1、 $M1/E2$ 、E1となった。131.4keVの遷移の全転換係数は、306.2keVの γ 線にゲートを設定した同時計数スペクトル中の、131.4keVと57.7keVの γ 線の強度から決めた。

484.5keVと495.3keVの遷移は、その γ 線強度が437.6keVの γ 線よりも大きいにもかかわらず転換電子がスペクトルから確認できなかった。このことは、484.5、495.3keVの γ 線の多重極度が共にE1であることを示す。

57.7keVと83.3keVの遷移のK転換係数はそれぞれ、437.6keVと401.3keVの γ 線にゲートを設定した同時計数スペクトル(Fig.3-15(b),(a))のX線とのピーク強度の比(X- γ 同時計数法)から求めた(付録A-3参照)。

83.3keVの遷移のK転換係数については、上で決めた105.8keVの遷移の内部転換係数を用いてその内部転換によるX線を補正して求めた。

83.3keVと22.5keVの γ 線のカスケード関係(Fig.3-15(a))から、22.5keVの遷移の全内部転換係数は、 $\alpha_T(22.5) \geq 28$ と決まった。

523.5keVの γ 線にゲートを設定した同時計数スペクトル(Fig.3-15(c))中で、53.5keVと22.5keVの γ 線のカスケード関係から $\alpha_T(22.5) \geq 28$ より $\alpha_T(53.3) \geq 6.1$ を得た。得られた結果をTable 3-7にまとめて示す。 α_K については、Fig.3-16に

Röselらの計算値と併せて示す。

3-2-4 ベータ崩壊エネルギー(Q_β 値)

β 線は、507.0keVと495.3keVの準位に強く遷移している。この2つの準位のエネルギーは、12keVと近接しているので、この2つの準位から崩壊する 484.5、495.3、437.6keVの3本の γ 線にゲートを設定し、同時計数する β 線のスペクトルをたしあわせてフェルミ-カリープロットした(Fig.3-17)。82keVのエネルギー損失を補正し、 Q_β 値は3816(50)keVと決まった。

Graefenstedtら¹⁴⁾が、 ^{239}Pu の核分裂生成物から ^{151}Pr を質量分離し、プラスチックシンチレーション検出器とHPGe検出器の同時計数測定から、4170(75)keVという大きめの値を報告している。彼らの測定は、ISOLの性質上、 A/q (質量数/電荷数)が等しい ^{135}Te ($Q_\beta=5070(110)\text{keV}$)が混じるために大きめになった可能性がある。(A/q=151/19: ^{151}Pr 、A/q=135/17: ^{135}Te)

3-2-5 崩壊図式

以上の結果を基に作成した崩壊図式を、1MeV以上と以下に分けてFig.3-18(a),(b)に示す。 ^{151}Pr の崩壊に伴う γ 線と決定した93本の γ 線のうち、84本と31の励起準位を崩壊図式に組み込んだ。励起準位と γ 線は、主に γ 線の同時計数関係が確認されたものについて組み込んだ。崩壊図式は、それぞれの γ 線の半減期と同時計数関係及びエネルギー和則から組み立てた。 $\log-ft$ 値はそれぞれの準位における遷移強度の収支と $\log-f$ tables⁴⁶⁾を用いて計算した。 Q_β 値は、3816(50)keVを用いた。880.0keV以上の励起準位は全て新たに確認したものである。文献^{16,17)}で、 ^{151}Nd の基底状態は、 $KI^\pi=3/2^- 3/2^+$ と報告されている。これは、コリオリ力によって $\pi 3/2^+[402\downarrow]$ が混じり込んだ、 $\pi 3/2^+[651\uparrow]$ 軌道のバンドヘッド(colioris perturbed band)である。励起準位のスピン及びパリティは、これに基づいて決めている。

[22.5keVの準位] 22.5keVの γ 線の多重極度がM1/E2であることから、偶パリティと決まった。

[57.7keVの準位] 57.7keVの γ 線の多重極度がE1であることから、奇パリティと決まった。

[75.9keVの準位] 53.5keVの γ 線の多重極度がM1/E2であることから、この

準位は偶パリティと決まった。

〔105.8keVの準位〕 105.8keVの γ 線の多重極度が $E1$ であることから奇パリティと決まった。

〔189.1keVの準位〕 189.1keVの γ 線の多重極度が $E1$ であることから奇パリティと決まった。

〔495.3keVの準位〕 437.6keVの γ 線の多重極度が $E2(+M1)$ であることから奇パリティと決まった。その結果は、495.3keVの γ 線の多重極度が $E1$ であることと矛盾しない。

〔507.0keVの準位〕 484.5keVの γ 線の多重極度が $E1$ であることから、奇パリティと決まった。

495.3、507.0keVの2つの準位が奇パリティと決まったので、 ^{151}Pr の基底状態のパリティは、奇パリティと決まった。なぜなら、その2つの準位への強い β 崩壊は $\log-ft$ 値がそれぞれ5.9と5.8で共に許容遷移であり、その場合、 β 崩壊に伴うパリティの変化はないからである。

〔880.0keVの準位〕 ^{151}Pr の基底状態のパリティが奇で、 $\log-ft$ 値が5.5の許容遷移であるから、このパリティは奇と決まった。

〔542.8、1104.1、1512.1、1638.3keVの準位〕 542.8、1104.1、1512.1、1638.3keVの γ 線を半減期から ^{151}Pr の崩壊に伴う γ 線としたが、他の γ 線と同時計数しなかった。ここでは、そのエネルギー準位から崩壊する γ 線としてを崩壊図式に組み込んだ。

〔177.8keVの準位〕 この準位は文献¹⁷⁾で報告されているが、今回155.3keVの γ 線と421.5keVの γ 線との明らかな同時計数関係を確認したことは、この準位の存在を強く支持する。

〔532.1keVの準位〕 189.1keVの γ 線と343.0keVの γ 線の同時計数関係を確認したのでエネルギーの和則から組み込んだ。文献¹⁶⁾(531.6keV)では、スピナーパリティを $(5/2^-)$ と報告しているが、今回は断定できなかった。

〔626.7keVの準位〕 626.7keVの準位は、Carsonら¹⁵⁾が $^{150}\text{Nd}(d,p)^{151}\text{Nd}$ 反

応で599keVと報告した準位である考えられる。(Pinstonら¹⁶⁾が、Carsonら¹⁵⁾が決めた準位のエネルギーが27keVずれていると報告している。)しかし、Carsonらの610keVに対応する637keVの準位は確認できなかった。

Katajanheimoら¹⁷⁾が報告している335.6、443.5keVの準位は、同時計数する γ 線が確認できなかった。これらの準位はスピン-パリティが $7/2^-$ 、 $9/2^-$ の高スピン状態と報告されているので、崩壊からは確認できなかったものと思われる。

57.7、105.8、189.1、249.6、495.3、507.0keVの準位から基底状態と22.5keVの準位への γ 線の強度をAlaga則⁴⁾と比較する(Table 3-8)と、それぞれの準位の KI^π をある程度同定することができる。この結果は文献¹⁶⁾とほぼ一致した。

75.9、177.8keVの準位は、文献^{16,17)}によると、 $J^\pi=7/2^+$ 、 $7/2^-$ と報告されている。今回の結果からは断定できないが、 β 分岐がどちらも小さいことから高スピン状態と考えられる。

641.1、643.3、900.7、962.7、1154.9、1259.3、1362.8、1554.0、1991.5keVの γ 線は、これらの γ 線を含む準位を同時計数関係から決められなかったので組み込まなかった。

3-3 ^{147}Pr の崩壊

3-3-1 ガンマ線スペクトルと同時計数関係

Ge(Li)検出器で得られた γ 線スペクトルをFig.3-19に示す。 γ 線のエネルギーと相対強度をTable 3-9に示す。 ^{147}Pr の崩壊については、Yamamotoら²³⁾による詳しい報告があるが、それに比べて、141.0、148.7、168.2、202.7、239.3、343.8、454.8、491.4、621.5、656.1、746.9、1217.0、1303.4keVの13本の γ 線を新たに確認した。49.9keVと99.9keVの γ 線の遷移強度は、Yamamotoらの値と異なるが、Yamamotoらは化学分離であるため分離しきれない希土類の不純物が混じり込んでいる。特に核分裂の収率の大きい ^{146}Ce の混じり込みが質量分離されたスペクトルに比べ多いことが影響している。 γ 線の同時計数関係の大部分はYamamotoらの結果を支持する結果となった。同時計数関係は崩壊図式中に、黒丸で示した。

3-3-2 内部転換係数とガンマ線の多重極度

K内部転換係数 α_K は、X- γ 同時計数法とSi(Li)検出器による内部転換電子の測定から決めた。Fig.3-20に決定したK転換係数とE1、M1、E2の計算値を併せて示す。Table 3-10にK転換係数 α_K 、L転換係数 α_L 、全転換係数 α_T 、K/L比及び多重極度を示す。

49.9keVの遷移のK転換係数は、1300.4keVの γ 線にゲートを設定したときの同時計数スペクトル(Fig.3-21(a))中の、KX線と49.9keVの γ 線の強度比から、X- γ 同時計数法で決めた。その結果、49.9keVの γ 線の多重極度はM1/E2と決まった。

78.0keVの遷移のK転換係数は、86.7keVの γ 線にゲートを設定したスペクトル(Fig.3-21(b))からX- γ 同時計数法で決めた。また、全転換係数は、49.9keVと78.0keVの遷移のカスケード関係を利用して、86.7keVの γ 線にゲートを設定したスペクトル(Fig.3-21(b))から決めた。このとき、 $\alpha_T(49.9)$ の値はM1遷移としてRöselら⁴⁴⁾の計算値10.9を用いた。L転換係数及びK/L比も、ともにM1/E2となり矛盾のない結果を得た。

127.8keVの遷移のK転換係数は、186.5keVの γ 線にゲートを設定したスペクトル中のKX線と127.8keVの γ 線の強度比を用いて、X- γ 同時計数法で決めた。その時、49.9keVと78.0keVの γ 線の内部転換によるX線への寄与は、それらのK転換係数を用いて差し引いた。転換電子のスペクトルから決めた値は、X- γ 同時計数法で決めた値と誤差の範囲で一致した。

その他の遷移のK及びL転換係数は、転換電子のスペクトル(Fig.3-22)から決定した。その際、127.8keVの遷移の転換電子と γ 線の強度比で規格化した。Ndの120keV付近のM1とE2のK転換係数はほぼ等しいので、127.8keVの γ 線の多重極度をM1としてRöselら⁴⁴⁾の計算値 $\alpha_K=0.615$ を用いた。

49.9、78.0、127.8、249.2、388.8keVの γ 線の多重極度は、M1/E2と決まった。86.7、186.5keVの γ 線の多重極度は、ともにほぼ純粋なE2と決まった。214.6、314.7、335.7keVの γ 線の多重極度は、E2が主でM1が混じった遷移と決まった。328.8、477.9keVの遷移は、強度が弱く転換電子のピークが小さいので、転換係数はその上限値を示したが、554.7、577.9、641.4keVの γ 線の多重極度と共にE1と決まった。

3-3-3 励起準位の半減期と遷移確率

214.6keVの準位の半減期は、86.7、214.6keVの γ 線の時間分布曲線(Fig. 3-23)の傾きから決めた。

127.8keVの準位の半減期は、78.0、127.8keVの γ 線の時間分布曲線から127.8keVの準位に崩壊する86.7keVの準位の遅れた成分を差し引いて、外部X線コンバータ法で求めた即時曲線と重心とのずれ(Fig.3-24)から求めた。

49.9keVの準位も同様に、78.0keVの準位からの遅れた成分と、5%の β 分岐¹⁸⁾の成分を差し引いて、即時曲線の重心とのずれから求めた。結果をTable 3-11に文献値²⁴⁾と共に示す。314.7、463.5keVの準位の半減期は314.7、335.7keVの γ 線の時間分布曲線の重心のずれ(Fig.3-24)から、0.1ns以下とした。これらの値から求めた γ 線の換算遷移確率 $B(E2)$ 、 $B(M1)$ の値をTable 3-12に示す。

3-3-4 崩壊図式

以上の結果をもとに、93本の γ 線と27の励起準位を含む¹⁴⁷Prの崩壊図式(Fig. 3-25)を作成した。励起準位は、 γ 線の同時計数関係とエネルギーの和則に基づいて決定した。 $\log-ft$ 値は、それぞれの準位における遷移強度の収支と Q_β 値を2.77(10)MeV²³⁾として $\log-ft$ ables⁴⁶⁾の値を用いて計算した。その時、文献¹⁸⁾に従い¹⁴⁷Ndの基底状態と49.9keVのいずれかの準位に5%の β 分岐があるとした。

この崩壊図式は、新しく確認された前述の13本の γ 線のうちの10本の γ 線と、1261.1keVの準位を含む。

〔基底状態〕 基底状態のスピン-パリティは、¹⁴⁸Nd(d,t)¹⁴⁷Nd反応⁴⁸⁾から $J^\pi=5/2^-$ と報告されているので、励起準位のスピン-パリティはこれに基づいて決めている。

〔49.9、127.8、214.6keVの準位〕 これらの準位は、文献^{20,21,48)}によってスピン-パリティが報告されている。本研究の結果はスピンを確定するには充分ではないが、パリティに関してはいずれも奇パリティと決まり、矛盾のない結果を得た。214.6keVの準位のスピンは、86.7keVと214.6keVの γ 線の多重極度がいずれもE2と決まったので、1/2と決まった。

〔314.7、463.5keVの準位〕 186.5、314.7、249.2、335.7keVの γ 線の多重極度が、それぞれE2、E2(+M1)、M1/E2、E2+(M1)と決まったので、これらの

準位のパリティは奇と決まった。スピンは確定できないが、 $3/2$ である可能性が高い。

〔769.3keVの準位〕 554.7、641.4keVの γ 線の多重極度がともに $E1$ と決まったので、この準位のスピン-パリティは $3/2^+$ と決まった。

〔792.6keVの準位〕 328.8、477.9、577.9keVの γ 線の多重極度が $E1$ と決まったので、この準位のスピン-パリティは $3/2^+$ と決まった。

〔1261.1keVの準位〕 491.4keVの γ 線と641.4keVの γ 線、656.1keVの γ 線と141.0keVの γ 線の同時計数関係が確認できたこと及び1261.1keVの γ 線(文献²³⁾では、1310.5keVと49.9keVの間に位置している)と49.9keVの γ 線との同時計数関係が確認できなかったことから1261.1keVを準位とした。1261.1keVの γ 線はそこから基底状態に崩壊する γ 線とした。

〔581.0、2123.3、2335.9、2423.5keVの準位〕 これらの準位(崩壊図式中では*印を付けた)は、それぞれの準位から崩壊する γ 線と他の γ 線との同時計数関係が確認できず、エネルギーの和則からのみ準位とした準位である。

〔その他の準位及び γ 線〕 366.6keVの γ 線は、86.7keVの γ 線との同時計数関係が確認できなかったので組み込まなかった。文献^{20,21)}が報告している140.4keVの γ 線は、49.9keVの γ 線にゲートを設定した同時計数スペクトルでは確認できなかったので、 $9/2^-$ と報告されている190.3keVの準位は組み込まなかった。これは、高スピン状態 $9/2$ への β 遷移及び γ 遷移が抑制されているため崩壊からは確認できなかったと考えられる。

Table 3-1 Energies and relative intensities of γ -rays in the decay of ^{152}Nd .

Energy (keV)	Intensity ^a	Energy (keV)	Intensity ^a
16.09 (5)	16.7 (13)	294.47 (5)	11.3 (6)
19.5 (1)*	0.61 (5)	302.9 (2)*	0.36 (5)
25.1 (1)*	0.38 (3)	314.4 (2)*	0.31 (5)
28.50 (10)	3.2 (3)	340.5 (2)* ^b	0.36 (8)
44.44 (5)*	21.3 (23)	350.0 (3)*	0.04 (2)
94.1 (2)*	0.209 (25)	365.4 (2)* ^b	0.16 (3)
156.0 (2)*	0.335 (25)	392.0 (3)*	0.08 (2)
176.6 (2)*	0.145 (8)	406.4 (4)*	0.08 (3)
184.5 (2)*	0.41 (4)	526.3 (3)*	0.28 (5)
200.5 (2)*	0.103 (15)	545.7 (2)*	3.2 (3)
240.5 (2)*	0.32 (4)	547.7 (2)*	0.42 (3)
250.15 (5)	63.0 (32)	567.5 (3)*	0.35 (6)
250.3 (3)* ^b	0.33 (5)	570.7 (2)*	1.36 (16)
261.4 (3)* ^b	0.102 (23)	576.7 (2)*	1.31 (16)
269.4 (2)*	0.95 (12)	592.5 (2)*	3.8 (3)
273.2 (3)* ^b	0.20 (7)	635.0 (2)*	0.73 (9)
276.1 (2)* ^b	0.24 (5)	660.0 (3)*	0.48 (6)
278.56 (5)	100 (6)		

^aFor absolute intensities per 100 decays, multiply by a factor of 0.29 (3).

^bDetermined from the coincidence data.

*Newly observed γ -ray in this work.

Table 3-2 Coincidence relationships for γ -rays in the decay of ^{152}Nd .

Gated γ -ray (keV)	Coincident γ -rays (keV)
16.09	156.0, 176.6, 184.5, 240.5, 250.15, 278.56, 302.9, 314.4, 340.5, 350.0, 365.4, 526.3, 545.7, 547.7, 576.7
19.5	250.15
25.1	156.0, 250.15, 269.4, 545.7, 567.5, 635.0
28.50	156.0, 176.6, 250.15, 526.3, 547.7
44.44	94.1, 156.0, 176.6, 250.15, 340.5, 406.4, 526.3, 547.7
94.1	16.09, 19.5, 28.50, 44.44, 156.0, 184.5, 200.5
156.0	44.44, 94.1, 250.3, 392.0
176.6	28.50, 44.44, 350.0
184.5	16.09, 94.1, 250.3, 392.0
200.5	94.1, 250.3, 392.0
240.5	314.4
250.15 + 250.3	19.5, 25.1, 28.50, 44.44, 156.0, 184.5, 200.5, 276.1, 365.4
269.4	25.1
276.1	44.44, 250.15, 278.56, 294.47
278.56	16.09, 276.1, 365.4
294.47	276.1, 365.4
302.9	16.09, 273.2, 340.5
314.4	16.09, 240.5, 261.4
340.5	16.09, 302.9
350.0	44.44, 176.6
365.4	250.15, 278.56, 294.47
392.0	156.0, 184.5
406.4	44.44
526.3	16.09, 28.50, 44.44
545.7	16.09, 25.1
547.7	16.09, 28.50, 44.44
576.7	16.09
635.0	25.1

Table 3-3 The K-conversion coefficients α_K and proposed
multipolarities for the γ -rays in the decay of ^{152}Nd .

Energy	K conversion coefficients α_K				Multipolarity
	Experiment	Theory ^a			
		E1	M1	E2	
250.2	0.016 (3)	0.0193	0.105	0.0741	E1
278.6	0.013 (3)	0.0146	0.0790	0.0534	E1
294.5	0.064 (13)	0.0127	0.0682	0.0452	M1/E2

^aTaken from ref.44

Table 3-4 Internal conversion coefficients α_T and proposed
multipolarities for low energy γ -rays in the decay of
 ^{152}Nd .

E_γ (keV)	Internal conversion coefficients α_T				Proposed multi-polarity
	Experimental	Theoretical ^{a)}			
		E1	M1	E2	
16.1	—	7.2	52.6	7850	E1 (assumed) ^{b)}
19.5	—	4.2	29.7	3000	E1 (assumed) ^{b)}
25.0	17.1(30)	2.1	14.2	86	M1 ($\leq 8.2\%$ E2)
28.5	11.1(6)	1.5	9.6	45	M1 ($\leq 6.0\%$ E2)

a) Taken from ref.44

b) See text.

Table 3-5 Energies, relative intensities and placements of γ -rays in the decay of ^{151}Pr .

Energy (keV)	Intensity ^a	placement ^b		Energy (keV)	Intensity ^a	placement ^b	
		from	to			from	to
22.5(1)	8.3(6)	23	0	688.2(1)*	2.9(4)	877	189
29.9(1)*	1.0(3)	106	76	753.5(1)*	3.0(16)	943	189
35.2(1)*	12.8(13)	58	0	760.0(2)*	5.8(14)	949	250
53.5(1)*	6.6(13)	76	23	771.5(3)*	1.8(14)	877	106
57.70(5)	67.2(61)	58	0	819.1(3)*	3.3(7)	877	58
60.5(1)*	2.8(9)	250	189	822.2(3)*	3.2(9)	880	58
75.9(1)*	0.9(1)	76	0	843.2(3)*	4.7(9)	949	106
83.30(5)	19.4(17)	106	23	846.5(3)*	6.8(13)	847	0
	c* 2(1)	189	106	857.5(3)*	4.0(12)	880	23
105.75(5)	32.7(18)	106	0	877.3(2)*	14.5(10)	877	0
131.4(1)*	7.9(7)	189	58	880.0(1)	90.9(55)	880	0
143.5(3)*	0.3(2)	250	106	891.8(3)*	2.8(9)	949	58
155.3(1)	5.9(5)	178	23	900.7(4)c*	1.3(6)		
166.60(5)	25.7(16)	189	23	942.6(3)*	2.0(9)	943	0
173.7(1)*	3.8(3)	250	76	962.7(2)*	11.9(23)		
189.05(5)	75.2(40)	189	0	1040.6(2)*	9.7(16)	1230	189
191.9(2)*	2.5(4)	250	58	1104.1(2)*	17.2(16)	1104	0
227.0(1)	5.6(11)	250	23	1154.9(3)*	4.7(6)		
249.6(1)	9.8(7)	250	0	1172.6(3)*	5.4(6)	1230	58
253.7(3)*	2.4(5)	880	627	1229.8(3)*	2.1(13)	1230	0
257.6(2)*	3.6(3)	508	250	1259.3(3)*	6.6(12)		
306.2(1)	10.4(16)	495	189	1343.9(3)*	6.1(16)	1449	106
317.9(1)	9.3(12)	507	189	1362.8(4)*	4.8(15)		
343.0(5)c	0.9(4)	532	189	1391.5(4)*	1.7(5)	1450	23
373.3(1)	16.6(15)	880	507	1449.8(3)*	5.7(9)	1449	0
385.0(1)	33.6(21)	880	495	1466.1(2)*	11.4(18)	1524	58
389.5(1)*	2.2(2)	495	106	1512.1(3)*	9.9(14)	1512	0
401.3(1)	13.6(15)	507	106	1523.6(3)*	6.6(9)	1524	0
421.5(3)*	4.3(6)	599	178	1554.0(3)*	4.6(16)		
437.6(1)	44.9(28)	495	58	1638.3(2)*	27.7(26)	1638	0
449.3(1)*	12.8(13)	507	58	1655.4(3)*	6.4(14)	1844	58
484.5(1)	100(5)	507	23	1689.1(3)*	2.2(6)	1878	58
493.6(3)*	4.0(6)	599	106	1738.4(3)*	6.8(15)	1844	106
495.3(1)	90.5(57)	495	0	1802.0(3)*	2.9(15)	1908	106
496.1(5)c*	2.1(6)	685	189	1820.5(3)*	5.9(10)	1878	58
507.0(1)	23.6(12)	507	0	1844.2(3)*	3.3(7)	1844	0
523.5(1)	17.6(16)	599	76	1850.3(3)*	5.7(18)	1908	58
542.8(1)	15.2(13)	543	0	1878.0(2)*	17.6(22)	1878	0
579.7(1)	13.5(22)	685	106	1991.5(3)*	1.4(7)		
626.7(1)	17.2(21)	627	0	2206.7(3)*	5.8(16)	2313	106
627.5(3)*	5.6(8)	685	106	2235.6(3)*	3.3(7)	2341	106
641.1(2)*	3.6(14)			2254.8(3)*	9.8(29)	2313	58
643.3(2)*	2.1(10)			2283.7(3)*	7.0(18)	2341	58
657.4(1)	11.6(7)	847	189	2312.7(4)*	3.5(18)	2313	0
662.8(1)	59.7(34)	685	23	2324.1(4)*	1.8(15)	2430	106
685.2(1)	20.6(10)	685	0	2341.6(4)*	2.6(16)	2341	0
				2372.1(3)*	4.6(16)	2430	58

a) For absolute intensity per 100 decays, multiply by 0.103.

b) Energies in keV are truncated.

c) Intensities are deduced from coincidence spectra.

*) Newly observed from the decay of ^{151}Pr .

Table 3-6(I) Coincidence relations between the γ -rays in the decay of ^{151}Pr .

Gated γ -ray (keV)	Coincident γ -rays(keV)						
22.5	83.3	166.6	484.5	662.8	857.5		
35.2	131.4	437.6	449.3				
Nd Kx-ray	105.8	131.4	166.6	173.7	189.1	191.9	227.0
	249.6	257.6	306.2	317.9	373.3	385.0	389.5
	401.3	421.5	437.6	449.3	493.6	495.3	496.1
	523.5	579.7	627.5	641.1	643.3	657.4	760.0
	880.0	962.7	1154.9	1172.6	1362.8	1449.8	2254.8
	2283.7	2372.1					
53.5	173.7	523.5					
57.7	131.4	191.9	257.6	306.2	385.0	437.6	449.3
	627.5	657.4	819.1	822.2	891.8	1172.6	1466.1
	1554.0	1820.5	1850.3	1991.5	2254.8	2283.7	2372.1
60.5	166.6	189.1	257.6				
83.3	22.5	83.3	105.8	373.3	389.5	401.3	493.6
	579.7	771.5	843.2	1738.4	2235.6	2324.1	
105.8	Kx	83.3	143.5	257.6	373.3	389.5	401.3
	493.6	579.7	771.5	843.2	1343.9	1738.4	1802.0
	2206.7	2235.6	2324.1				
131.4	Kx	35.2	57.7	306.2	317.9	496.1	
155.3	421.5						
166.6	Kx	22.5	60.5	257.6	306.2	317.9	373.3
	496.1	657.4	688.2	753.5	760.0	900.7	1040.6
	1655.4						
189.1	Kx	60.5	257.6	306.2	317.9	343.0	373.3
	385.0	496.1	657.4	688.2	753.5	760.0	900.7
	1040.6	1259.3	1655.4	1689.1			
249.6	Kx	257.6					
257.6	Kx	60.5	166.6	173.7	189.1	191.9	227.0
	249.6						
306.2	Kx	57.7	83.3	131.4	166.6	189.1	385.0
317.9	Kx	57.7	131.4	166.6	189.1	373.3	
373.3	Kx	83.3	105.8	317.9	484.5	507.0	
385.0	Kx	57.7	306.2	437.6	495.3		

Table 3-6(II) Coincidence relations between the γ -rays in the decay of ^{151}Pr .

Gated γ -ray (keV)	Coincident γ -rays(keV)			
401.3	Kx	83.3	105.8	373.3
421.5	155.3			
437.6	Kx	35.2	57.7	385.0
449.3	Kx	35.2	57.7	
484.5	22.5	373.3		
495.3	Kx	385.0		
523.5	Kx	22.5	53.5	75.9
542.8	None			
579.7	Kx	83.3	105.8	
626.7+627.5	Kx	57.7	253.7	
657.4	Kx	166.6	189.1	
662.8	22.5			
688.2	166.6	189.1		
753.5	Kx	166.6	189.1	
760.0	Kx	166.6	189.1	
771.5	Kx	83.3	105.8	
819.1	Kx	57.7		
822.2	Kx	57.7		
880.0	Kx			
891.8	Kx	35.2	53.5	
1104.1	None			
1172.6	Kx	57.7	105.8	
1343.9	57.7	105.8		
1449.8	Kx			
1466.1	57.7			
1512.1	None			
1638.3	None			
1655.4	189.1			
1738.4	Kx	83.3	105.8	
2206.7	105.8			
2235.6	Kx	83.3	105.8	
2254.8	Kx	57.7		
2283.7	Kx	57.7		

Table 3-7 Internal conversion coefficients α_T , α_K and proposed multi-polarities for the γ -rays in the decay of ^{151}Pr .

Energy (keV)	α	conversion coefficients				Assigned Multi-Polarity	
		Experiment	Theory ^{a)}			This work	Previous ^{b)}
			E1	M1	E2		
22.5	T	$\geq 28^c)$	2.73	17.6	1340	M1/E2	
53.5	T	$\geq 6.1^c)$	1.40	8.91	23.5	M1/E2	
57.7	K	0.87(9) ^{c)}	1.00	6.70	4.00	E1	(E1)
83.3	K	$\leq 0.79^c)$	0.361	2.08	1.98	E1	(E1)
105.8	K	≤ 0.35	0.189	1.05	1.02	E1	(E1)
131.4	K	0.32(16)	0.105	0.568	0.535	M1/E2	
	T	0.69(16) ^{c)}	0.123	0.669	0.835	M1/E2	
166.6	K	0.044(39)	0.0549	0.293	0.257	E1	
189.1	K	0.038(5)	0.0391	0.207	0.173	E1	(E1)
437.6	K	0.014(6)	0.00463	0.0225	0.0140	E2(+M1)	
484.5	K	≤ 0.004	0.00366	0.0174	0.0106	E1	
495.3	K	≤ 0.004	0.00348	0.0164	0.0100	E1	

^{a)} Taken from ref.44

^{b)} Taken from ref.16

^{c)} Deduced from the X- γ or γ - γ coincidences.

Table 3-8 Experimental γ -branching ratios compared with theoretical γ -branching ratios predicted by Alaga rule.

E_i	branching ratio					
	Experimental	Calculated(possible)				Adopted
		$K_i I_i$	$K_i I_i$	$K_i I_i$	$K_i I_i$	
	$E_i=57.7$	3/2 3/2	1/2 3/2			3/2 3/2
0.0	1.00	1.00	1.00			
22.5	0.83(11)	0.67	1.50			
	$E_i=105.7$	3/2 3/2	3/2 5/2	5/2 5/2		3/2 5/2
0	1.00	1.00	1.00	1.00		
22.5	1.2(1)	0.67	0.96	0.43		
	$E_i=189.1$	3/2 3/2	1/2 3/2			3/2 3/2
0	1.00	1.00	1.00			
22.5	0.50(4)	0.67	1.50			
	$E_i=249.6$	3/2 5/2	1/2 5/2	5/2 5/2		3/2 5/2
0	1.00	1.00	1.00	1.00		5/2 5/2
22.5	0.76(16)	0.96	6.85	0.43		
	$E_i=495.3$	1/2 1/2	1/2 3/2	3/2 3/2		1/2 1/2
0	1.0	1.00	1.00	1.00		
22.5	-	0.00	1.50	0.67		
	$E_i=507.0$	1/2 1/2	1/2 3/2	3/2 3/2		1/2 3/2
0	1.0	1.00	1.00	1.00		
22.5	4.9(4)	0.00	1.50	0.67		

Table 3-9 Energies and relative intensities of γ -rays
in the decay of ^{147}Pr .

Energy (keV)	Intensity	Energy (keV)	Intensity
49.88 \pm 0.05	58 \pm 4	853.7 \pm 0.3	1.6 \pm 0.4
77.97 \pm 0.05	137 \pm 10	881.5 \pm 0.3	3.8 \pm 0.6
86.69 \pm 0.05	74 \pm 5	887.0 \pm 0.2	6.8 \pm 0.6
99.90 \pm 0.10	7.2 \pm 1.2	903.8 \pm 0.2	11.9 \pm 1.0
127.8 \pm 0.2	100 \pm 5	942.3 \pm 0.2	14.5 \pm 0.9
141.0 \pm 0.2*	18.3 \pm 1.1	949.3 \pm 0.2	2.9 \pm 0.5
148.7 \pm 0.3*	0.89 \pm 0.20	996.0 \pm 0.2	20.5 \pm 1.2
161.1 \pm 0.2	11.7 \pm 0.9	1036.6 \pm 0.3	2.5 \pm 0.6
168.2 \pm 0.3*	0.60 \pm 0.22	1083.8 \pm 0.3	10.5 \pm 1.3
186.5 \pm 0.2	15.4 \pm 1.2	1096.8 \pm 0.3	9.7 \pm 1.0
202.8 \pm 0.3*	4.1 \pm 0.6	1101.4 \pm 0.3	7.8 \pm 0.8
214.6 \pm 0.2	16.5 \pm 1.2	1112.1 \pm 0.4	1.7 \pm 0.6
239.3 \pm 0.3*a	1.8 \pm 0.6	1129.9 \pm 0.3	3.1 \pm 0.2
249.2 \pm 0.2	19.0 \pm 1.1	1136.7 \pm 0.3	19.1 \pm 1.1
264.6 \pm 0.2	6.9 \pm 0.7	1154.6 \pm 0.3	2.4 \pm 0.4
304.6 \pm 0.3	3.4 \pm 0.4	1157.4 \pm 0.4	1.3 \pm 0.4
314.7 \pm 0.2	242 \pm 12	1182.8 \pm 0.3	14.2 \pm 1.0
328.8 \pm 0.2	53.7 \pm 3.2	1197.2 \pm 0.3a	3.7 \pm 0.4
335.7 \pm 0.2	62.8 \pm 3.2	1214.8 \pm 0.4	5.2 \pm 0.6
343.8 \pm 0.3*a	4.5 \pm 0.6	1217.0 \pm 0.4*	1.8 \pm 0.4
366.6 \pm 0.2a	5.3 \pm 0.6	1230.4 \pm 0.4	2.2 \pm 0.6
372.8 \pm 0.3a	3.1 \pm 0.5	1261.1 \pm 0.3	56.4 \pm 2.8
388.8 \pm 0.2	19.5 \pm 1.4	1264.2 \pm 0.3	16.9 \pm 1.0
413.7 \pm 0.2	13.6 \pm 1.2	1300.4 \pm 0.3	34 \pm 4
454.8 \pm 0.2*	1.5 \pm 0.3	1303.4 \pm 0.4*	3.0 \pm 1.8
463.5 \pm 0.3	\leq 0.2	1310.7 \pm 0.3	7.1 \pm 0.6
466.8 \pm 0.2	25.8 \pm 1.5	1358.7 \pm 0.4	2.9 \pm 0.5
477.9 \pm 0.2	62.9 \pm 3.1	1391.5 \pm 0.4a	0.7 \pm 0.5
491.4 \pm 0.3*	7.1 \pm 0.4	1398.0 \pm 0.4	1.0 \pm 0.5
503.5 \pm 0.3	5.0 \pm 0.6	1416.4 \pm 0.4	3.0 \pm 0.6
516.7 \pm 0.2	23.4 \pm 1.4	1464.4 \pm 0.5	6.6 \pm 0.6
525.3 \pm 0.2a	4.8 \pm 0.8	1518.8 \pm 0.4	3.5 \pm 0.7
554.7 \pm 0.2	80 \pm 4	1544.0 \pm 0.4	5.3 \pm 0.6
577.9 \pm 0.2	190 \pm 10	1547.7 \pm 0.4	4.3 \pm 0.5
581.0 \pm 0.3	3.7 \pm 0.3	1559.9 \pm 0.5	1.9 \pm 0.4
604.5 \pm 0.2	7.4 \pm 0.7	1593.6 \pm 0.4	2.9 \pm 0.4
615.0 \pm 0.2a	5.2 \pm 0.5	1605.9 \pm 0.5	$<$ 0.25
621.5 \pm 0.3*a	3.4 \pm 0.4	1623.8 \pm 0.4	3.2 \pm 0.5
627.6 \pm 0.2	4.3 \pm 0.4	1673.9 \pm 0.4	3.2 \pm 0.6
631.6 \pm 0.2	8.5 \pm 0.7	1683.3 \pm 0.4	2.7 \pm 0.6
641.4 \pm 0.2	216 \pm 11	1733.8 \pm 0.4	1.9 \pm 0.6
656.1 \pm 0.2*	2.9 \pm 0.3	1754.8 \pm 0.4	1.7 \pm 0.6
664.5 \pm 0.2	3.1 \pm 0.6	1793.5 \pm 0.4	2.5 \pm 0.5
706.8 \pm 0.3	6.8 \pm 0.8	1808.4 \pm 0.5	1.2 \pm 0.7
718.9 \pm 0.2b	7.3 \pm 0.7	1846.2 \pm 0.5	0.7 \pm 0.4
746.9 \pm 0.3*	3.5 \pm 0.6	1995.9 \pm 0.4	2.8 \pm 0.7
769.3 \pm 0.2	4.5 \pm 0.6	2164.7 \pm 0.5	0.8 \pm 0.7
793.8 \pm 0.2	18.5 \pm 1.1	2207.2 \pm 0.5	0.27 \pm 0.10
800.4 \pm 0.2	2.1 \pm 0.4	2208.8 \pm 0.5	0.27 \pm 0.10
814.9 \pm 0.3	0.7 \pm 0.4	2308.8 \pm 0.4	1.0 \pm 0.8
846.9 \pm 0.3	10.4 \pm 0.7	2336.1 \pm 0.5	2.7 \pm 0.8

*Newly observed.

a Unplaced.

b Doubly placed.

Table 3-10 The internal conversion coefficients and K/L ratios in the decay of ^{147}Pr deduced from for X- γ coincidences and conversion electron measurements.

Energy (keV)	α K/L	Experiment ^{a)}	Theory ^{b)}			Assigned multipolarity
			E1	M1	E2	
49.9	α_K	10.1(15)*	1.39	9.26	4.85	M1(E2 < 15%)
78.0	α_K	2.38(31)*	0.430	2.52	2.33	M1(E2 < 19%)
	K/L	8.2(18)	6.69	7.14	0.955	
	α_L	0.29(6)	0.0643	0.353	2.44	
	α_T	3.29(15)*	0.512	2.97	5.49	
86.7	α_L	1.66(13)	0.0477	0.261	1.50	E2
127.8	α_K	0.71(21)*	0.113	0.615	0.583	M1(E2 < 14%)
	α_K	0.615(39)				
	K/L	7.0(5)	7.11	7.18	2.21	
	α_L	0.088(7)*	0.0159	0.0856	0.264	
186.5	α_K	0.138(28)	0.0405	0.215	0.180	E2
214.6	α_K	0.118(14)	0.0279	0.147	0.117	E2(M1 < 50%)
249.2	α_K	0.087(12)	0.0188	0.0979	0.0735	M1 + (45 ⁺⁵⁰ ₋₄₃)%E2
314.7	α_K	0.0408(31)	0.0103	0.0527	0.0359	E2 + (37 \pm 20)%M1
	K/L	6.0(5)	7.46	7.35	4.90	
	α_L	0.0068(8)	0.00138	0.00717	0.00733	
	α_K	≤ 0.0066	0.00925	0.0469	0.0316	
328.8	α_K	≤ 0.0066	0.00925	0.0469	0.0316	E1
335.7	α_K	0.0307(36)	0.00879	0.0445	0.0297	E2 + (7 \pm 4)%M1
	K/L	5.1(14)	7.45	7.37	5.06	
	α_L	0.0060(18)	0.00118	0.00604	0.00587	
	α_K	0.035(9)	0.00613	0.0304	0.0194	
388.8	α_K	≤ 0.006	0.00377	0.0180	0.0110	M1(E2 < 40%)
477.9	α_K	≤ 0.006	0.00377	0.0180	0.0110	E1
554.7	α_K	0.0042(23)	0.00270	0.0124	0.00748	E1
577.9	α_K	0.0027(10)	0.00247	0.0112	0.00675	E1
641.4	α_K	0.0014(10)	0.00197	0.00865	0.00522	E1

^{a)}As the M1 multipolarity, the 127.8 keV transition is used for the normalization.

^{b)}Taken from ref.44

*The symbol indicates the results determined from X- γ coincidence.

Table 3-11 Half-lives of the excited states in ^{147}Nd .

Level (keV)	Half-life (ns)	
	Present work	Previous work ^{a)}
49.9	1.0 ± 0.3	2.5 ± 0.5
127.8	0.4 ± 0.1	≤ 0.8
214.6	4.53 ± 0.06	5.8 ± 0.8
314.7	≤ 0.1	—
463.5	≤ 0.1	—

^{a)}Taken from ref.24

Table 3-12 Reduced transition probabilities between low-lying levels in ^{147}Nd .

Energy (keV)	λ	from	to	B(λ)	W.u. ^{a)}
86.7	E2	$1/2^-$	$5/2_2^-$	$5.2(4) \times 10^3 \text{ e}^2 \text{ fm}^4$	$1.12(8) \times 10^2$
214.6	E2	$1/2^-$	$5/2_1^-$	$1.24(9) \times 10^1 \text{ e}^2 \text{ fm}^4$	$2.70(20) \times 10^{-1}$
49.9	M1	$7/2^-$	$5/2_1^-$	$2.7(8) \times 10^{-2} \mu_N^2$	$1.5(5) \times 10^{-2}$
78.0	M1	$5/2_2^-$	$7/2^-$	$4.0(10) \times 10^{-2} \mu_N^2$	$2.2(6) \times 10^{-2}$
127.8	M1	$5/2_2^-$	$5/2_1^-$	$6.6(17) \times 10^{-3} \mu_N^2$	$3.7(10) \times 10^{-3}$

^{a)}It means a single particle Weisskopf unit.

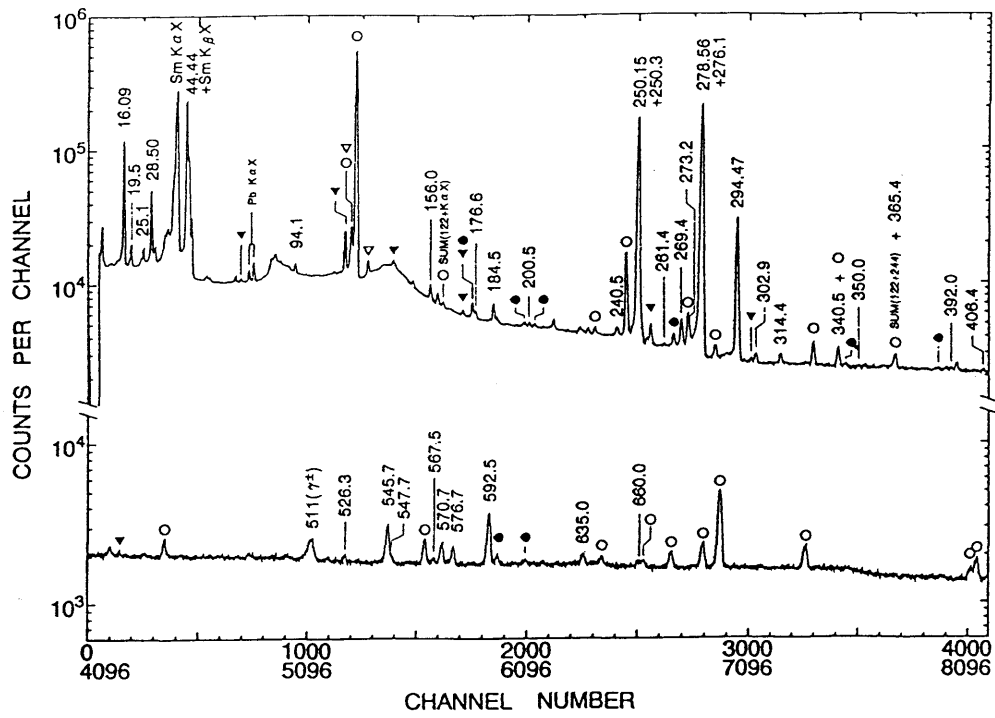


Fig.3-1 A γ -ray singles spectrum in the decay of ^{152}Nd obtained with an LEPS. The main impurities are indicated by: O, γ -rays in the decay of ^{152}Pm ; ▼, γ -rays in the decay of ^{151}Nd ; ▲, γ -rays in the decay of ^{153}Pm ; ●, neutron capture γ -rays in the decay of ^{75}Ge , respectively.

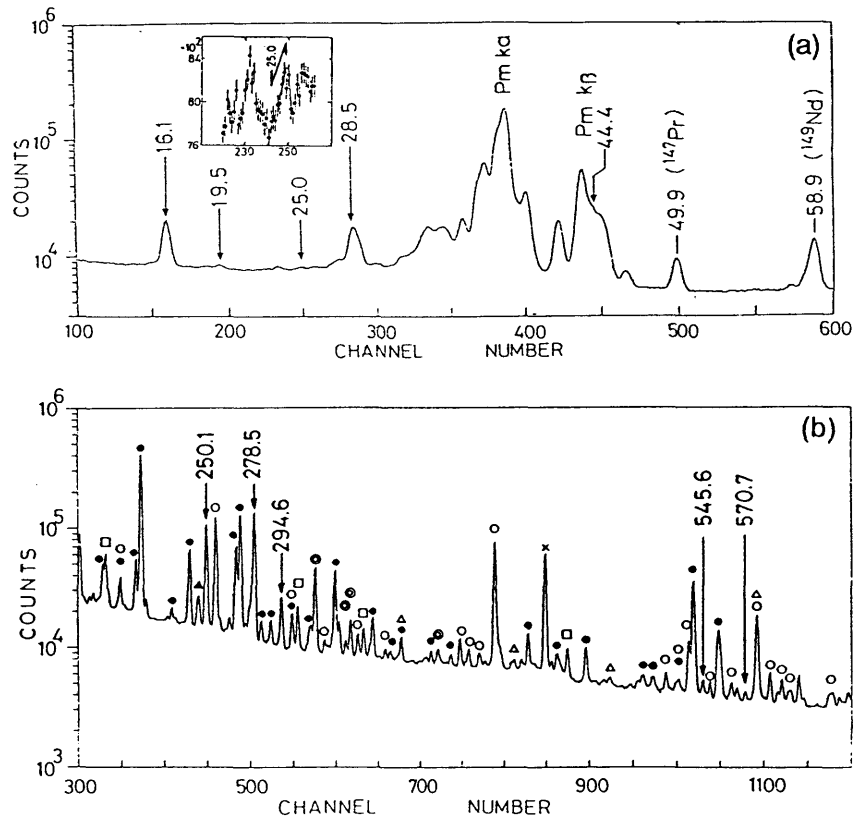


Fig.3-2 A low energy portion(a) and a high energy portion(b) of γ -ray singles spectra in the decay of ^{152}Nd separated by the radio ion chromatography.
(●, ^{149}Nd , O, ^{151}Nd , ◐, ^{147}Pr , x, ^{146}Pr , ▲, ^{152}Pm , △, ^{142}La , □, ^{141}Ba)

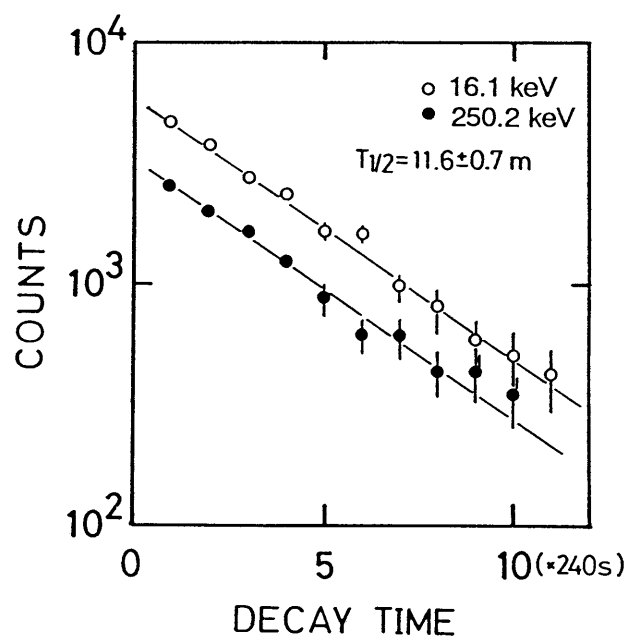


Fig.3-3 Decay curves of the 16.1 and 250.2 keV γ -ray in the decay of ^{152}Nd .

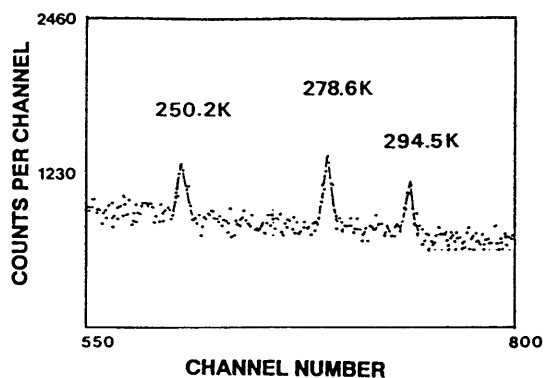


Fig.3-4 A conversion electron spectrum in the decay of ^{152}Nd obtained with a Si(Li) detector.

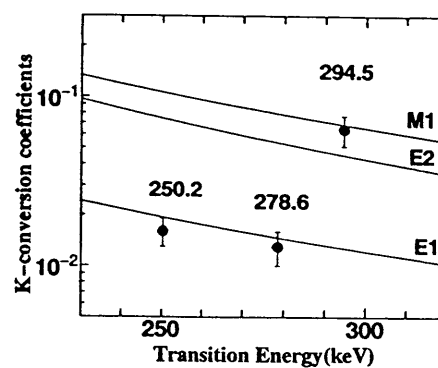


Fig.3-5 Experimental K-shell conversion coefficients for the 250.2, 278.6 and 294.5 keV γ -ray in the decay of ^{152}Nd . The solid lines show the theoretical coefficients by Rösler et al.

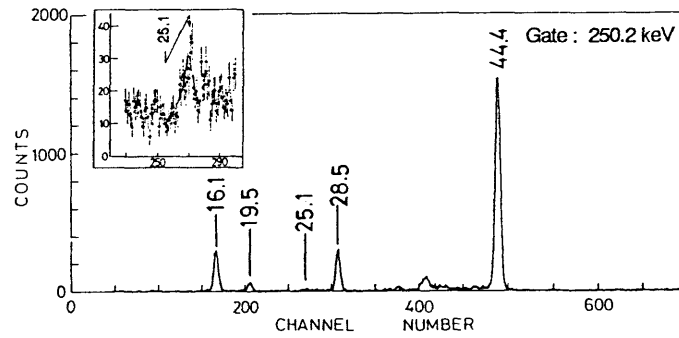


Fig.3-6 Coincidence spectrum gated by the 250.2 keV γ -ray in the decay of ^{152}Nd .

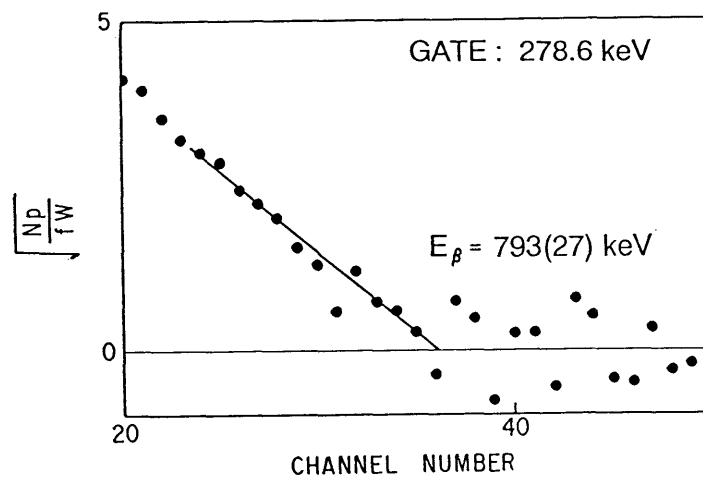


Fig.3-7 Fermi-Kurie plot of the β -ray coincident with 278.6 keV γ -ray in the decay of ^{152}Nd .

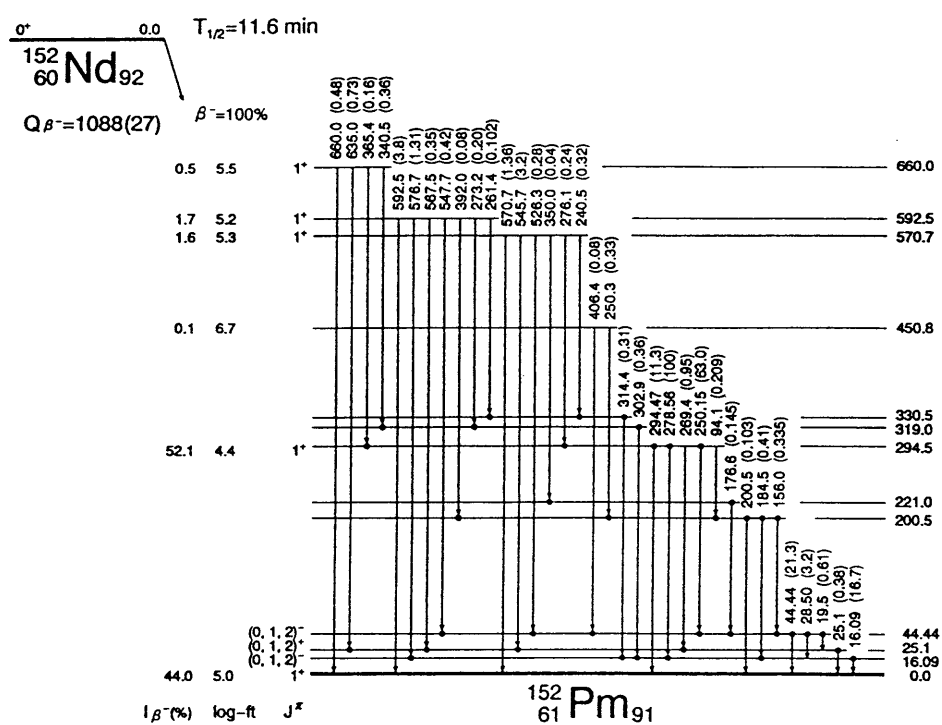


Fig.3-8 Proposed decay scheme of ^{152}Nd .

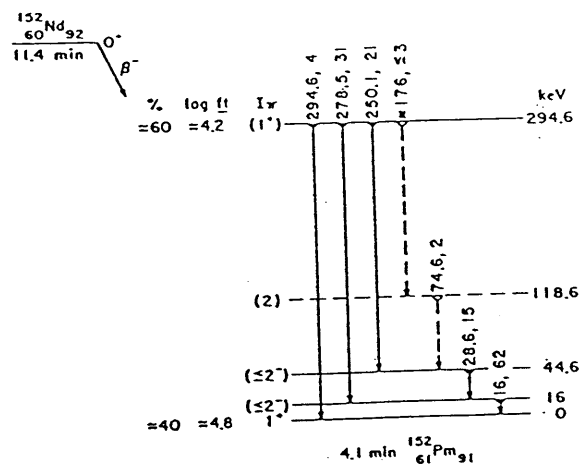


Fig.3-9 Proposed decay scheme of ^{152}Nd taken from Daniels et al.

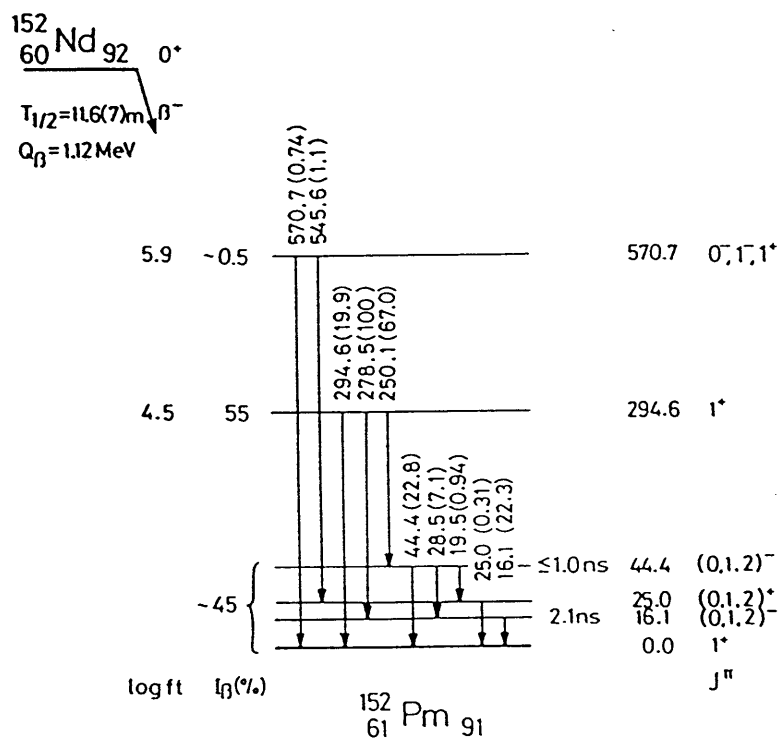


Fig.3-10 Decay scheme of ^{152}Nd obtained from chemically separated sources.

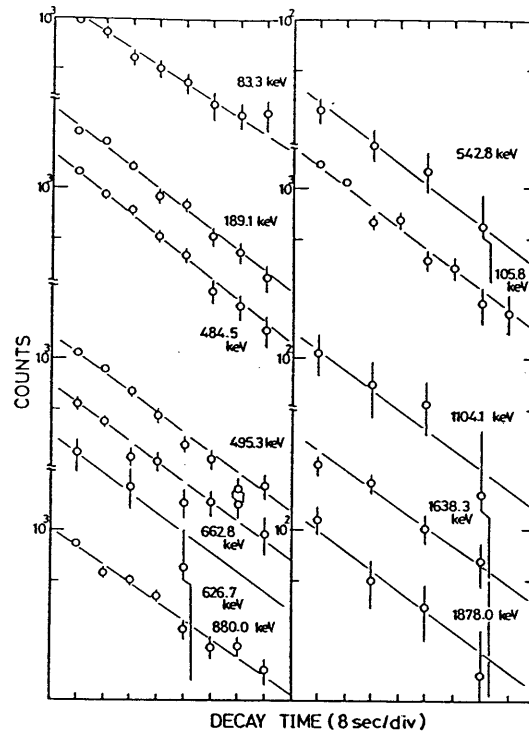


Fig.3-12 Decay curves of relatively intense γ -ray in the decay of ^{151}Pr .

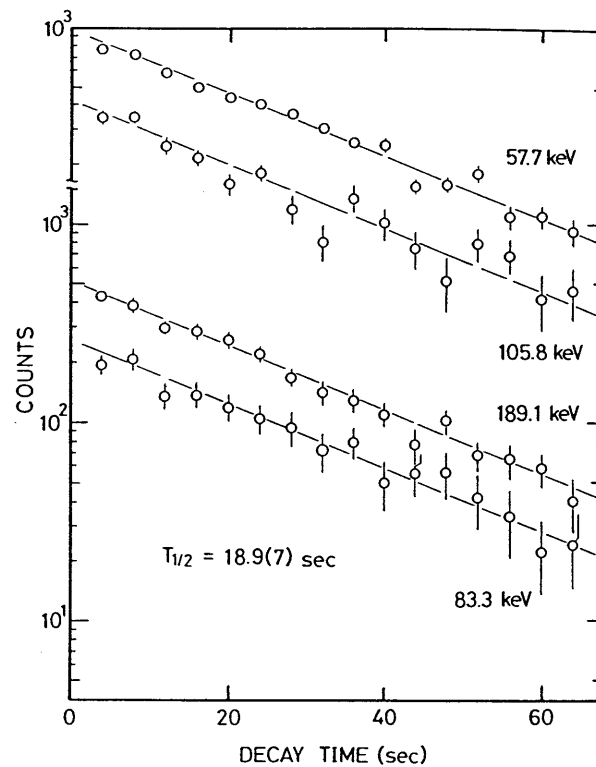


Fig.3-13 Decay curves of the 57.7, 83.3, 105.8 and 189.1 keV γ -rays in the decay of ^{151}Pr obtained with the LEPS.

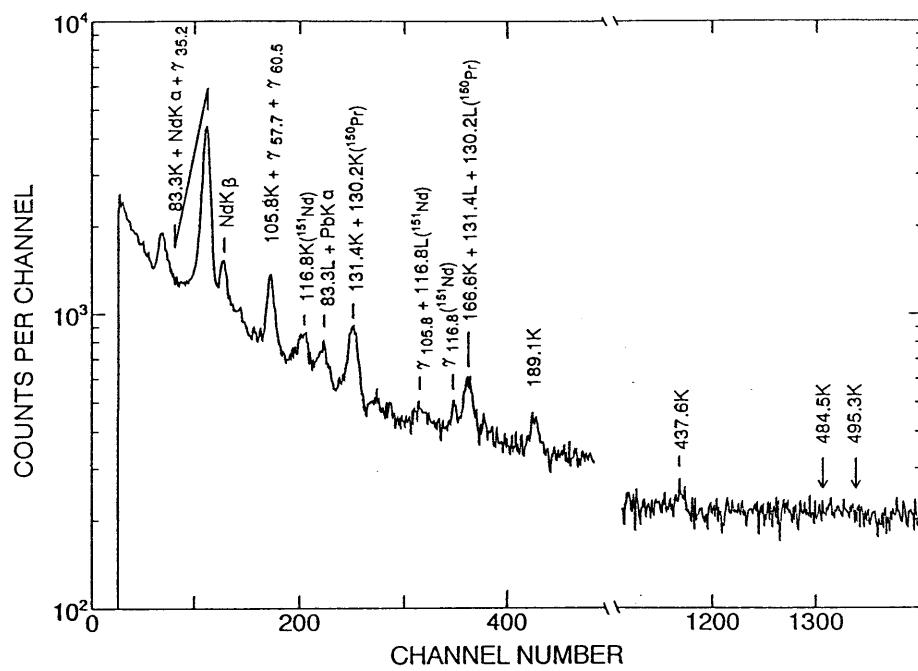


Fig.3-14 A conversion electron spectrum in the decay of ^{151}Pr obtained with a 3 mm thick Si(Li) detector.

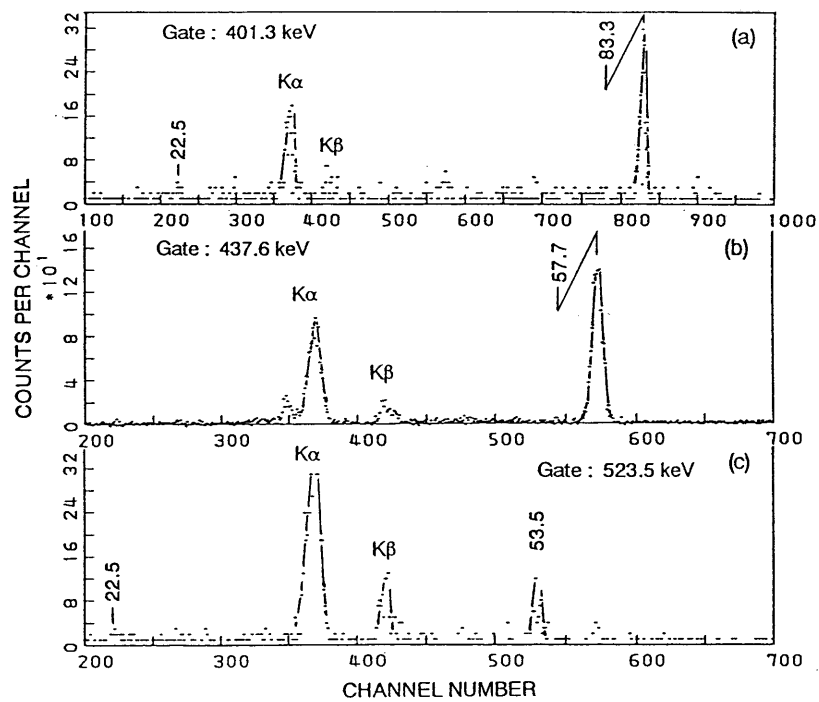


Fig.3-15 Coincidence γ -ray spectra gated by the 401.3(a), 437.6(b) and 523.5(c) keV γ -rays.

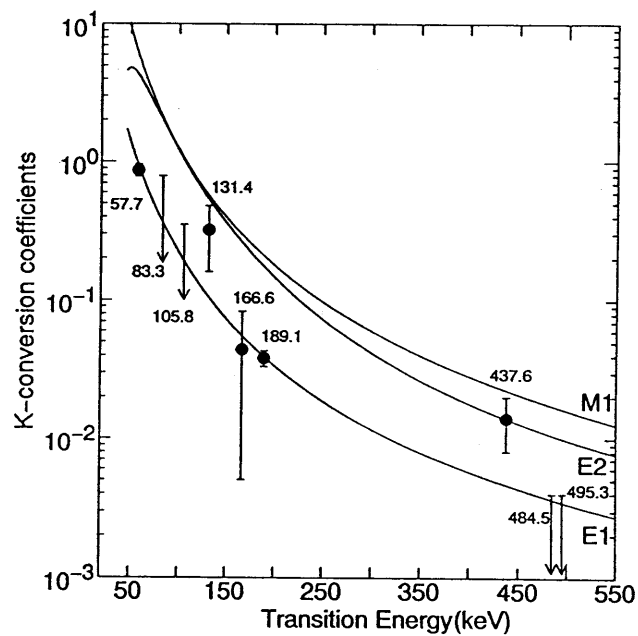


Fig.3-16 Experimental K -conversion coefficients for the γ -transitions in the decay of ^{151}Pr . The solid line shows the calculated value by Rösler et al.

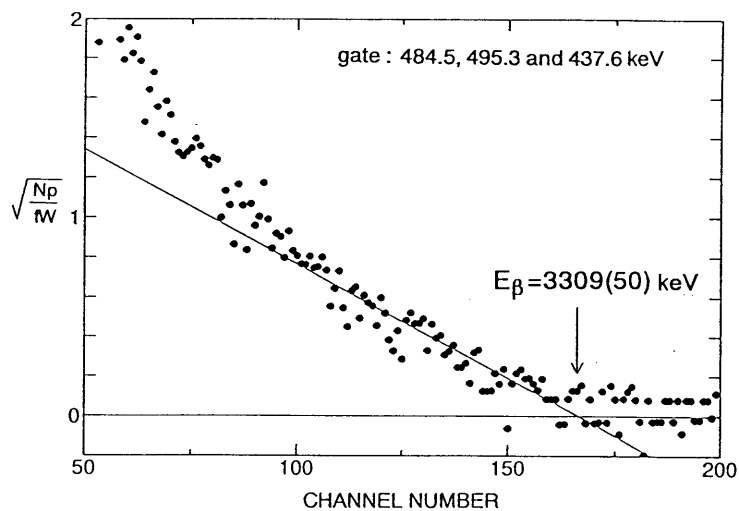


Fig.3-17 Fermi-Kurie plot of the coincidence β -ray gated by 484.5, 495.3 and 437.6 keV γ -rays in the decay of ^{151}Nd .

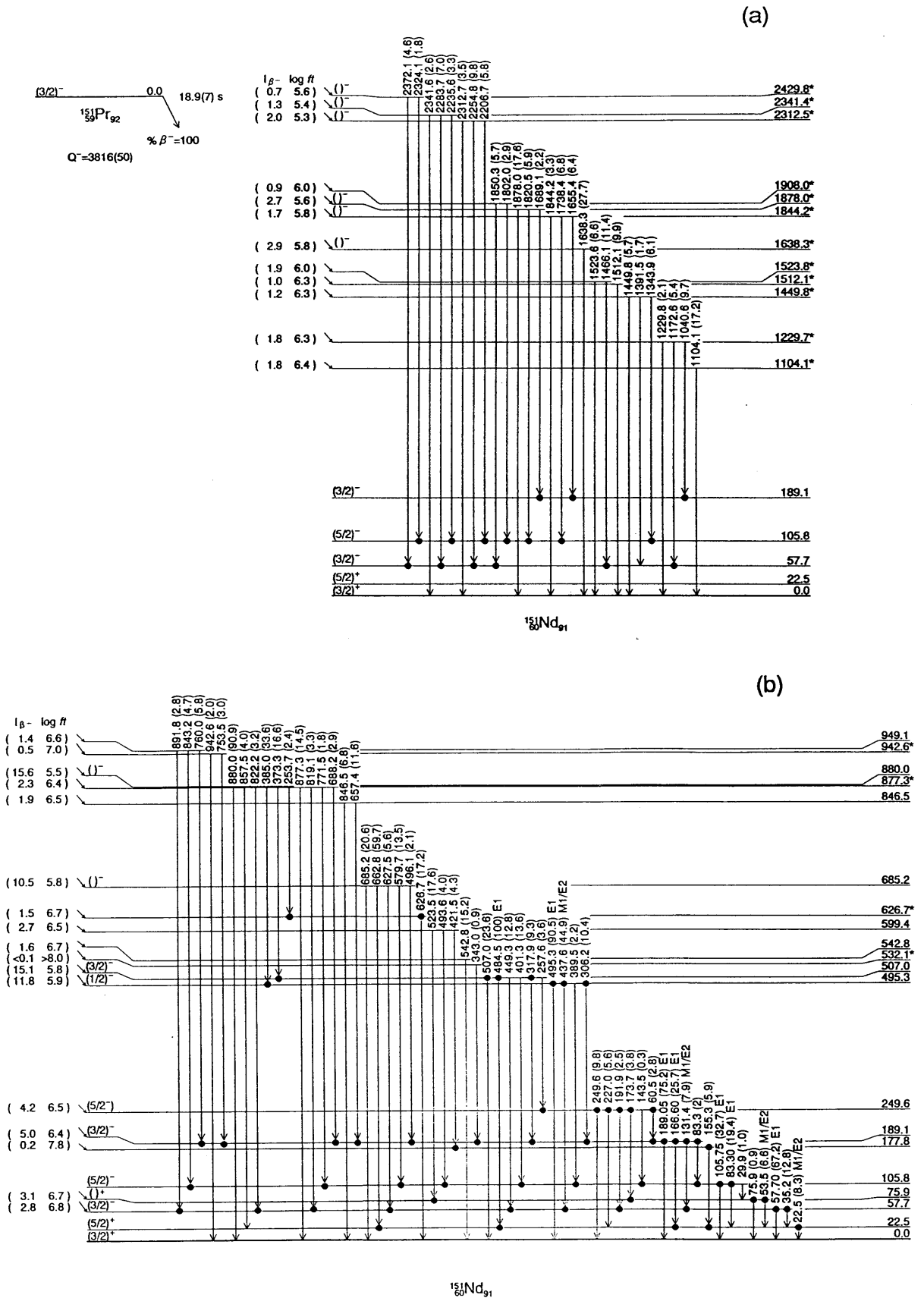


Fig.3-18 Proposed decay scheme of ^{151}Pr above 1 MeV(a) and below 1 MeV(b). The levels with the symbol of * are newly proposed.

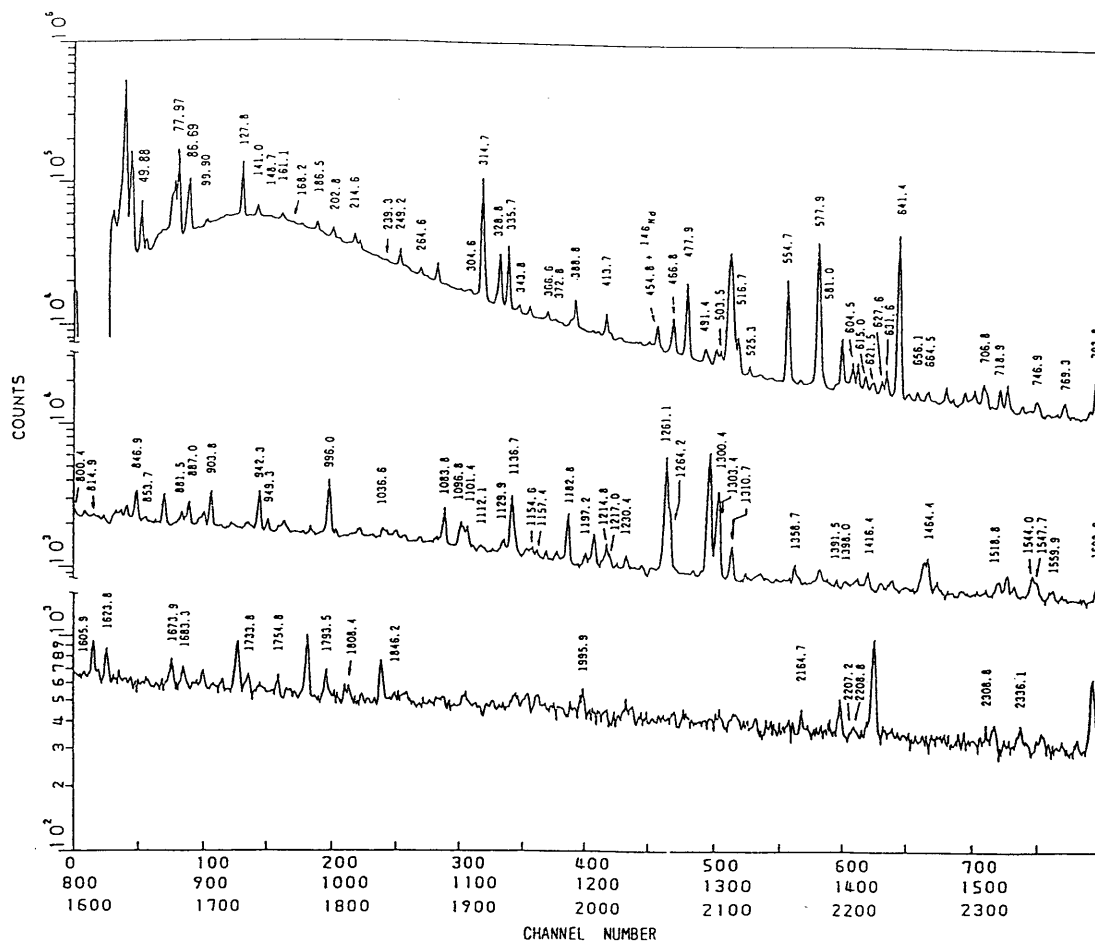


Fig.3-19 A γ -ray singles spectrum in the decay of ^{147}Pr obtained with a 30% Ge(Li) detector.

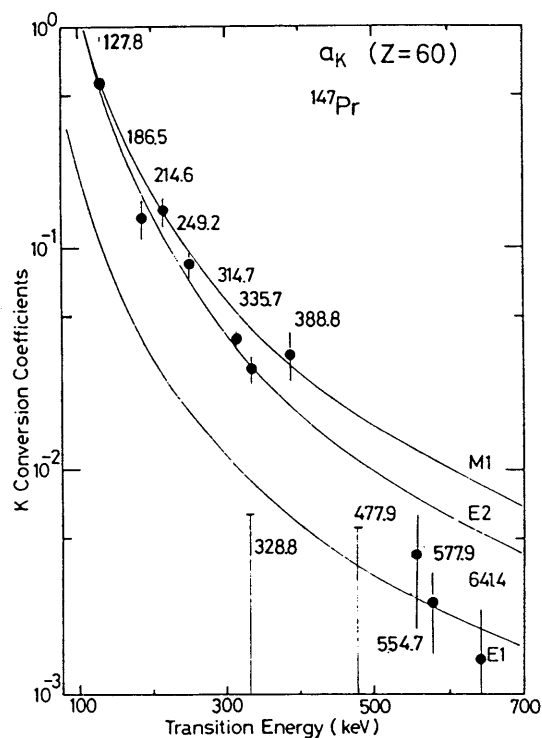


Fig.3-20 Experimental K-shell conversion coefficients for transitions in the decay of ^{147}Pr . In normalization, the theoretical $M1$ value is used for the α_K value of the 127.8 keV and is represented in this figure. The solid lines correspond to the theoretical coefficients by Rösel et al.

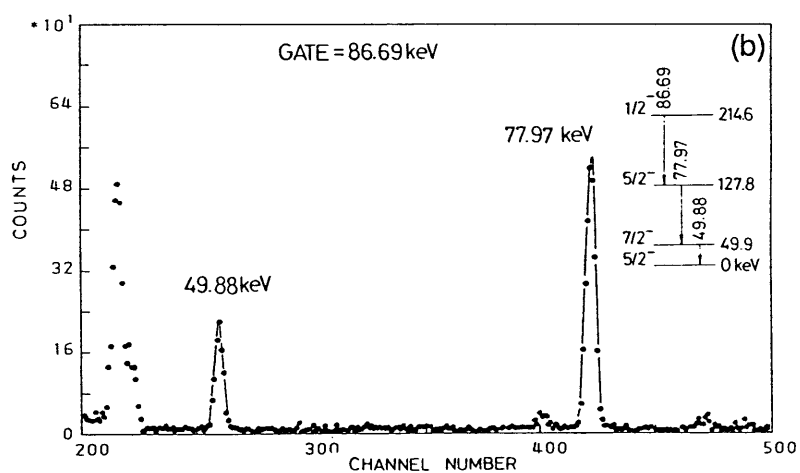
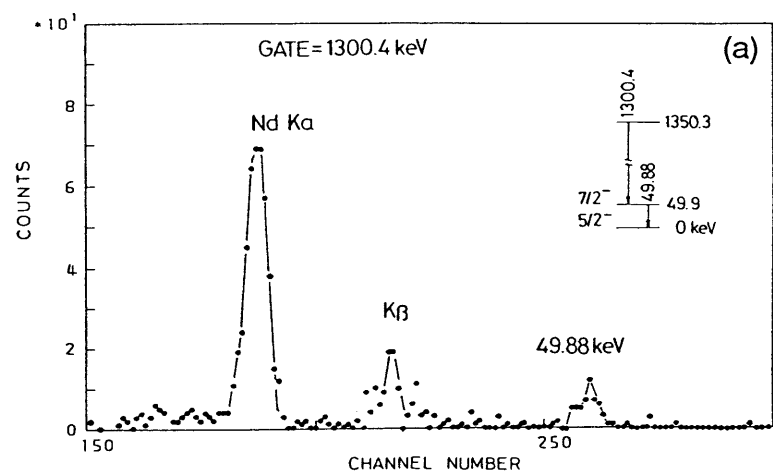


Fig.3-21 Coincidence spectra gated by the 1300.4 keV γ -ray(a) and the 86.69 keV γ -ray(b).

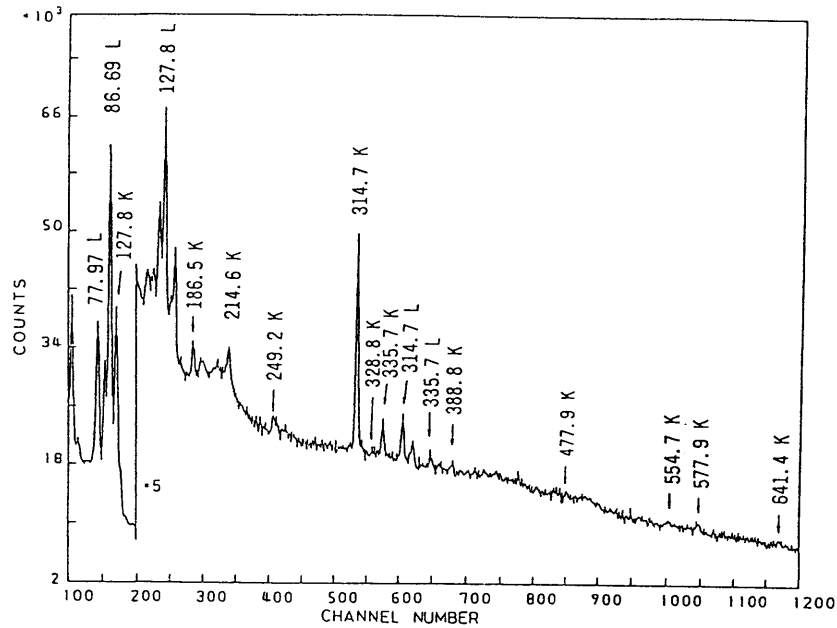


Fig.3-22 A conversion electron spectrum in the decay of ^{147}Pr obtained with a 3 mm thick Si(Li) detector.

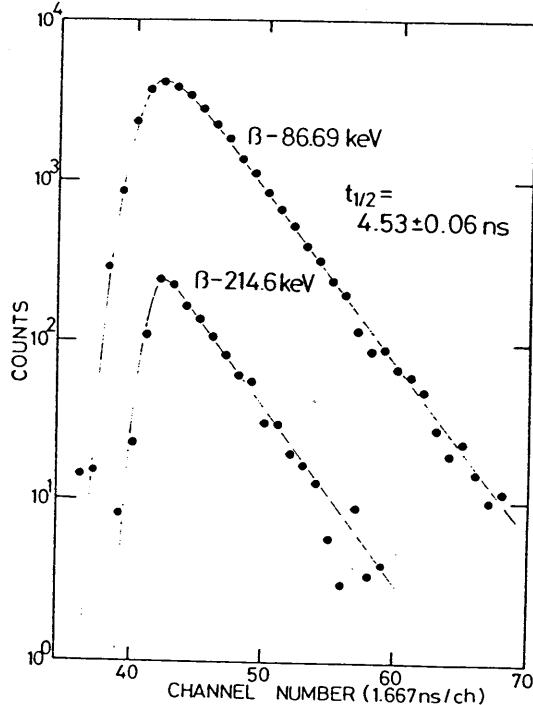


Fig.3-23 Time distributions of the β -86.69 keV and β -214.6 keV γ transitions in the decay of ^{147}Pr .

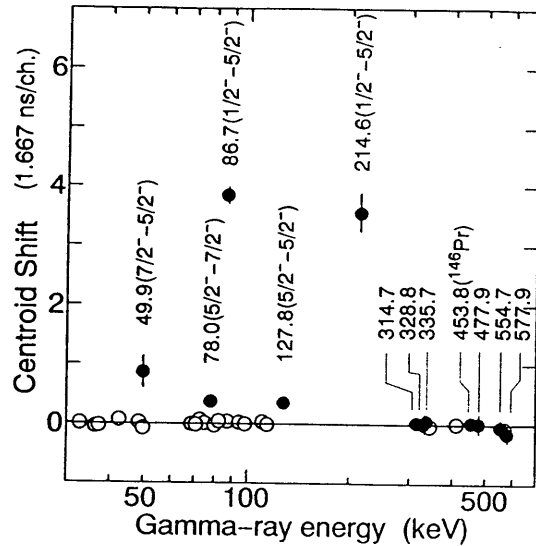


Fig.3-24 Half-life determination by means of the centroid shift method. The closed circles are the differences between the experimental centroid and the fitted prompt centroid curve. The open circles indicate the differences obtained by means of the external conversion technique.

$^{147}_{59}\text{Pr}_{88}$ (5/2⁺)
 $Q_{\beta} = 2.77 \pm 0.10 \text{ MeV}$
 $T_{1/2} = 13.3 \pm 0.4 \text{ min}$ β^{-}

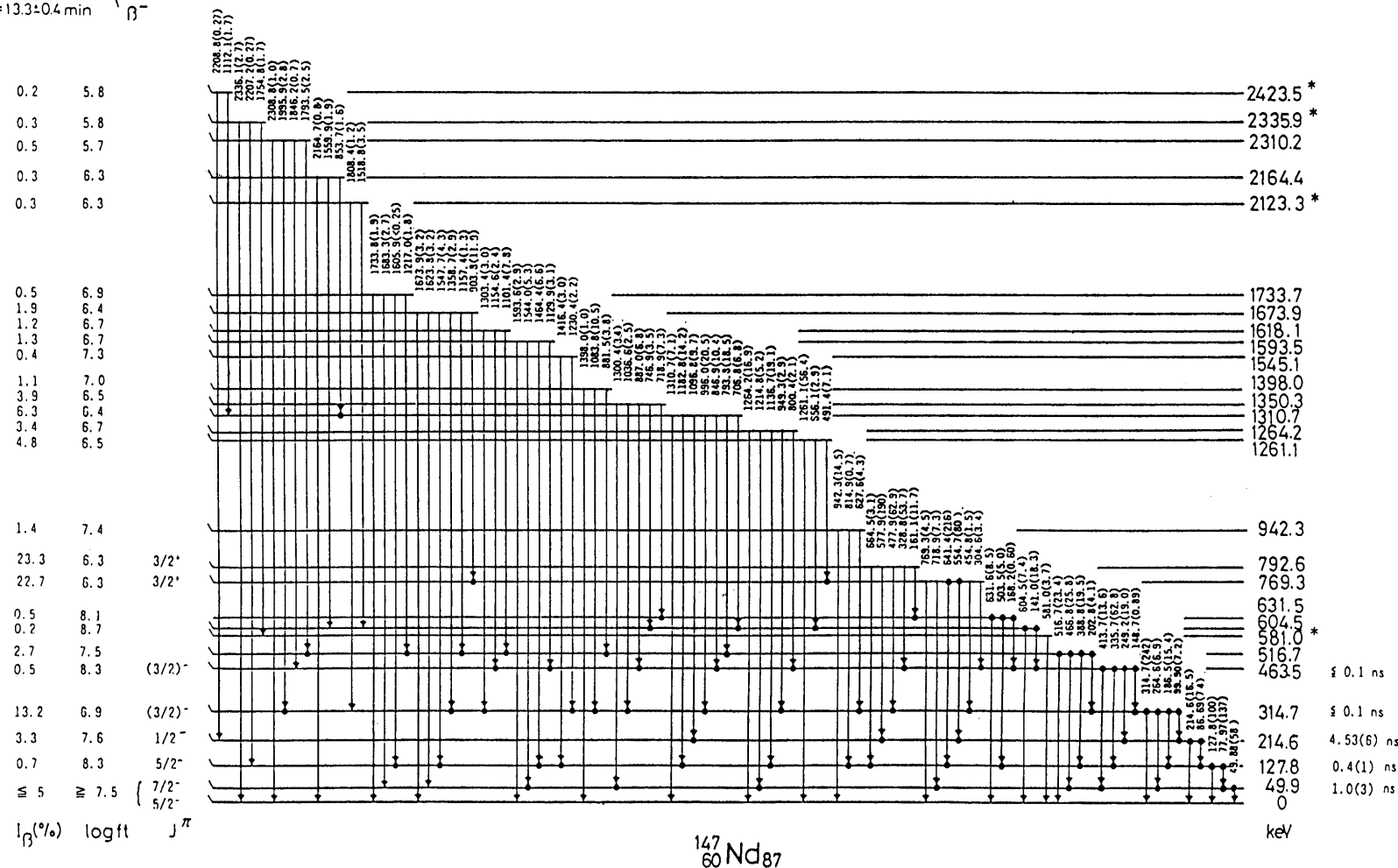


Fig.3-25 Proposed decay scheme of ^{147}Pr . It is assumed that 5% of the β transitions proceed to the ground state and the 49.9 keV level. The levels with a symbol of * are proposed only the energy summing rule.

第4章 考 察

4-1 質量数A=150近傍のNilsson軌道の系統性

^{152}Nd の β 崩壊は、 ^{152}Pm の基底状態と294.5keVの準位に強い β 分岐があることがわかった。これらの β 遷移は、その $\log-ft$ 値が5.0と4.4であることから、許容促進遷移である可能性を示す。これらの許容促進遷移について、92番目の中性子が、61番目の陽子の軌道へと遷移するときのNilsson軌道を、この近傍のNilsson軌道の系統性から考察する。

β 遷移が許容促進遷移であることは、遷移の前後で、その核子が占めるNilsson軌道の漸近量子数 $[\text{Nn}_3\Lambda]$ が不変であることを要求する(付録A-1参照)。この領域の陽子と中性子のNilsson軌道の図(Fig.4-1(a),(b))⁴⁹⁾を調べると、 $[\text{Nn}_3\Lambda]$ が不変であることを満足するNilsson軌道は $\nu 3/2^- [532\downarrow]$ と $\pi 5/2^- [532\uparrow]$ の組合せに限られる。これらの軌道がこの許容遷移に関与することは、 $Z=61(\text{Pm})$ の同位体の系統性(Fig.4-2(a))⁵⁰⁻⁵²⁾が示すように、 ^{151}Pm の低い励起準位に $\pi 5/2^- [532\uparrow]$ の軌道が存在すること、 $N=91$ の同中性子核の系統性(Fig.4-2(b))^{16,53,54)}が示すように、 ^{151}Nd 側に $\nu 3/2^- [532\downarrow]$ のエネルギーが徐々に低くなっていること、すなわち、この領域(変形度 β)が0.25程度)では、それらの軌道がそれぞれ、陽子と中性子のフェルミレベルに近付いていることから支持できる。

この領域での陽子のNilsson軌道のエネルギー順序から、フェルミレベルは、 $\pi 3/2^- [541\uparrow]$ か、 $\pi 5/2^- [532\uparrow]$ のいずれかである。 ^{152}Nd では、陽子の軌道の順序が、 $\pi 3/2^- [541\uparrow]$ 、 $\pi 5/2^- [532\uparrow]$ の順番で、59、60番目の陽子は $\pi 3/2^- [541\uparrow]$ の軌道を占めていると考えられる。 ^{152}Pm の294.5keVの励起状態への β 遷移は、 $\nu 3/2^- [532\downarrow]$ にある ^{152}Nd の61、62番目の中性子対が壊れて、その一つが空いている $\pi 5/2^- [532\uparrow]$ の陽子軌道へ遷移する。従って、294.5keVの準位($J^\pi=1^+$)は、

$$\{\pi 5/2^- [532\uparrow] - \nu 3/2^- [532\downarrow]\}$$

の、2準粒子準位($\pi h_{11/2} \nu f_{7/2}$)である。

^{152}Nd の基底状態の陽子、中性子の配位は、

$$\{\pi 3/2^- [541\uparrow] - \pi 3/2^- [541\uparrow]\} + \{\nu 3/2^- [532\downarrow] - \nu 3/2^- [532\downarrow]\}$$

である。

基底状態への β 遷移を、許容促進遷移と考える場合も同様に解釈できる。その場合 ^{152}Pm の基底状態($J^\pi=1^+$)の配位も、

$$\{\pi 5/2^- [532\uparrow] - \nu 3/2^- [532\downarrow]\}$$

の、2準粒子準位($\pi h_{11/2} \nu f_{7/2}$)を持つことになる。

^{152}Pm のような奇-奇核の場合は、対を作らない最後の陽子と中性子の相互作用

が複雑なため準位を理論的に再現するのは難しく、系統的な理論計算はされていない。一方、奇核の場合は、集団模型によって多くの計算がなされている。中性子数 $N=91$ の同中性子核¹⁵³Sm^{53,55)}、¹⁵⁵Gd⁵⁴⁾については、実験値を再現させるような準位の計算がいくつかなされている。

¹⁵¹NdについてもKatajanheimoら¹⁷⁾が、Woods-Saxon型ポテンシャルを用いて計算しているが、彼らは回転-振動の結合バンドについては計算していない。ここでは、¹⁵¹Ndについて、コリオリ力の効果を考慮したNilsson模型に回転-振動の結合の効果をとり入れた計算を行い、実験結果と比較した。計算では、 κ 、 μ の値は文献⁵⁶⁾に従い、エネルギー準位を再現させるためにNilssonポテンシャルの4重極変形パラメータ β 、16重極変形パラメータ ϵ_4 の値を少しずつ変えて各軌道のエネルギーの振る舞いを調べた(Fig.4-3,4-4)。奇パリティのバンドヘッドのエネルギーは、 $\beta=0.225$ 、 0.23 では、 $\nu 3/2^- [521 \uparrow]$ が $\nu 3/2^- [532 \downarrow]$ よりも高いエネルギー準位になっている。 $\beta=0.22$ の時もっともよく再現する。また、 $\beta=0.22$ として ϵ_4 の値を変化させると、 $\epsilon_4=-0.05$ の時に、 $\nu 3/2^- [521 \uparrow]$ と $\nu 3/2^- [532 \downarrow]$ のエネルギー差が実験値に近くなる。このとき、基底状態のバンドは、 $\nu 3/2^+ [651 \uparrow]$ となるが、回転のパラメータ $\hbar^2/2\mathcal{I}$ を偶、奇ともに 12.0 keV のときは、基底状態と第一励起状態のスピンの $5/2^+$ 、 $3/2^+$ となって逆転した。これは偶パリティ準位の $\hbar^2/2\mathcal{I}$ が大きすぎるためと考えられる。そこで、回転バンドにおける回転のパラメータを、偶バンドでは奇バンドよりも小さい値を採用した。これは、 $A=150\sim 170$ の原子核に共通の性質である。

最終的なパラメータとして、

$$\kappa = 0.0637, \mu = 0.42, \beta = 0.22, \epsilon_4 = -0.05$$

回転モーメントのパラメータは、

$$\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} = 12.0 \text{ keV}(\text{odd}), \quad 9.0 \text{ keV}(\text{even})$$

を採用した。¹⁵³Smや¹⁵⁵Gdでは、 β の値は $0.23\sim 0.24$ 程度であるから、¹⁵¹Ndの変形度はそれらよりすこし小さく、変形が進んでいないことを意味する。

また、回転-振動の結合を考える際に必要な γ 振動及び β 振動のエネルギーは、隣の偶-偶核である¹⁵⁰Nd⁵⁷⁾の値を用いて、

$$E_\gamma = 1.06 \text{ MeV}, E_\beta = 0.68 \text{ MeV}$$

とした。

基底状態のバンドは、 $N=91\sim 95$ の原子核で特徴的に見られる $\nu 3/2^+ [651 \uparrow]$ に $\nu 3/2^+ [402 \downarrow]$ が混じった状態 ($\Delta N=2$ mixing) と報告されている⁵⁸⁻⁶⁰⁾。Nilssonポテンシャルを用いた場合は、Woods-Saxon型ポテンシャルを用いたときよりもこの混じり込みが小さくなる。この計算では、 $\Delta N=2$ の混じり込みを考慮していない。

遷移確率は、

$g_s = 0.5 \times g_s(\text{free})$ 、 $g_R = Z/A$ 、 $e_{\text{eff}}(\text{effective charge}) = 1.0e$ として計算した。ここで、 g_s は対を作らない最後の1核子(今の場合は、中性子)のスピン g 因子($g_s(\text{free})$)のポテンシャル内での有効 g 因子、 g_R は回転運動に対する有効 g 因子である。 e は単位電荷量である。

Table 4-1は、計算によって得られた各バンドヘッドのNilsson軌道の混じり込みの度合い(mixing amplitude)を表したものである。Fig.4-5において、左側が実験から同定されたバンド構造を示し、右側は計算から得られた結果である。

基底状態のバンドは、 $\nu 3/2^+[651\uparrow]$ であることを再現した。 $\nu 3/2^-[532\downarrow]$ 、 $\nu 3/2^-[521\uparrow]$ 、 $\nu 1/2^-[530\uparrow]$ のバンドヘッドは、それぞれ58、165、533keVに現れた。これらは実験値から得られた KI^π の結果(Table 3-8)と一致した。 $\nu 5/2^-[523\downarrow]$ のバンドヘッドは、文献¹⁷⁾に従い、189.1keV ($\nu 3/2^-[521\uparrow]$)の準位へのみ遷移する532.1keVの準位とした。低エネルギーのバンド構造は、文献^{16,17)}を支持する結果となった。 $\nu 5/2^-[523\downarrow]$ は計算では656keVに現われた。Woods-Saxon型ポテンシャルを用いた計算¹⁷⁾では900keV程度に現われるが、それよりも実験値に近い。

回転-振動結合の計算から、1000keV近傍に、990、1046、1111keVの3個の回転-振動結合準位が現われた。

計算の990keVの準位は、 $\nu 1/2^-[521\downarrow]$ と $\{\nu 3/2^-[521\uparrow], \gamma\}$ の状態を多くもつ準位である。この準位に対応する実験の準位は、 $[521]$ の状態を持つ189.1keVの準位に遷移する γ 線を持つと考えられる。実験の846.5keVの準位は、文献^{16,17)}では、 $\nu 1/2^-[521\downarrow] + \{\nu 3/2^-[521\uparrow], \gamma\}$ の状態と報告されている。この準位には、 $\nu 3/2^-[521\uparrow]$ のバンドヘッドである189.1keVの準位に強く遷移する657.4keVの γ 線があり、他の準位への γ 遷移は、基底状態に遷移する弱い846.5keVの遷移以外ほとんど確認できない。これは、この準位が $\nu 1/2^-[521\downarrow] + \{\nu 3/2^-[521\uparrow], \gamma\}$ の状態であることを支持すると考えられる。

β 振動と結合した $\{\nu 3/2^-[532\downarrow], \beta\}$ の準位が、計算から1111keVに現れる。これに対応する実験の準位には、57.7keVの準位($\nu 3/2^-[532\downarrow]$)に遷移する γ 線があると考えられる。また、この準位には、 $\{\nu 3/2^-[521\uparrow], \beta\}$ の状態も混じっているので189.1keV($\nu 3/2^-[521\uparrow]$)への遷移もありうる。こう考えると、このエネルギー領域で対応すると考えられる実験の準位は877.3keVの準位である。

計算の1046keVの準位は、 $\nu 3/2^-[521\uparrow]$ と β 振動とが結合したバンド $\{\nu 3/2^-[521\uparrow], \beta\}$ である。この β 振動準位が¹⁵³Sm、¹⁵⁵Gdではそれぞれ、630keVと592keVにあると報告されている。一方、実験の685.2keVの準位は大きな β 分岐をもつ準位であるが、崩壊以外からは確認されていなかった準位である。Pinstonら¹¹⁾は、崩壊から確認しているが、レベルの性質については議論していない。この

準位のパリティは、 $\log-ft=5.8$ の許容遷移であるから奇である。エネルギーの系統性(Fig.4-6)^{53-55,61)}から考えると少し低めであるが $\{\nu 3/2^- [521 \uparrow], \beta\}$ である可能性も考えられる。

880.0keVの準位は、Pinstonら¹⁶⁾が、この準位と964keVの準位のうちどちらかが $\{\nu 3/2^- [521 \uparrow], \beta\} + \{\nu 3/2^- [532 \downarrow], \beta\}$ のバンドに対応すると提案している準位である。964keVの準位は、崩壊からは確認できなかった。この880.0keVの準位からは、 $\nu 1/2^- [530 \uparrow]$ のバンドメンバーである495.3keVと507.0keVの準位に、373.5keVと385.0keVの γ 線が強く遷移しているので、漸近量子数[530]の成分を多く持つと考えられる。この計算では、[530]の成分を多く持つ準位は再現しなかった。

1000keV以上の準位については、計算との対応ははっきりしない。

計算では偶パリティの $\nu 1/2^+ [400 \uparrow]$ 、 $\nu 3/2^+ [402 \downarrow]$ 、 $\nu 5/2^+ [642 \uparrow]$ 、 $\nu 1/2^+ [660 \uparrow]$ のバンドヘッドが500keVから700keVの範囲に現われるが、実験からは確認できなかった。これは、 β 遷移がほとんど許容遷移で奇パリティの準位に遷移したためと考えられる。

以上のNilsson軌道の考察に基づき、 ^{151}Nd の準位へ崩壊する ^{151}Pr の基底状態、すなわち59番目の陽子が占めるNilsson軌道を β 遷移の遷移則(Alaga則)から推定することができる。61番目の陽子は、Nilsson軌道の図から $\pi 3/2^- [541 \uparrow]$ 、 $\pi 5/2^- [532 \uparrow]$ 、 $\pi 5/2^+ [413 \downarrow]$ のいずれかの可能性が高い。第3章(3-2-5)で述べたように偶パリティは除かれるから、 $\pi 3/2^- [541 \uparrow]$ 、 $\pi 5/2^- [532 \uparrow]$ のいずれかである。強い β 遷移に着目してみると、 $\pi 3/2^- [541 \uparrow]$ の場合は、 $\nu 1/2^- [530 \uparrow]$ のメンバーである495.3、507.0keVの準位への β 遷移は $\Delta\Lambda=1, \Delta n_3=1$ となり、この β 遷移はAlaga則⁴⁾によると許容抑止遷移である。また、RamanとGoveらの経験則⁴⁷⁾にも矛盾しない。一方、 $\pi 5/2^- [532 \uparrow]$ の場合は、上の2つの準位への β 遷移は $\Delta\Lambda=0$ 、 $\Delta n_3=2$ であるからAlaga則⁴⁾から第2禁制遷移となる。これは、第2禁制遷移の $\log-ft$ 値が7.9以上であるというRamanとGoveの経験則⁴⁷⁾に矛盾する。従って、 $\nu 1/2^- [530 \uparrow]$ の軌道に許容遷移として遷移することが許されるのは、 $\nu 3/2^- [541 \uparrow]$ に限られる。このことは、59、60番目の陽子が、 $\pi 3/2^- [541 \uparrow]$ の軌道を占め、その上の、 $\nu 5/2^- [532 \uparrow]$ 軌道が空いているということを意味する。従って、 ^{152}Nd の92番目の中性子が ^{152}Pm の61番目の陽子軌道へと遷移するときの許容促進遷移に関与するNilsson軌道が、 $\nu 3/2^- [532 \downarrow]$ と $\pi 5/2^- [532 \uparrow]$ であることを支持する。

4-2 中性子数N=85の原子核と中性子数N=87の原子核との比較

^{147}Nd は、 ^{151}Nd よりも変形度が小さく殻模型によって説明できる原子核であると考えられる。3粒子状態の類推から、 $7/2^-$ 、 $5/2^-$ 、 $3/2^-$ の3つの準位は、中性子の $2f_{7/2}$ の状態に3つの空孔ができた3空孔状態 $(2f_{7/2})^{-3}$ と考えることができる。49.9keVの $7/2^-$ の準位は、その $(2f_{7/2})^{-3}$ 状態の1つである。しかし、 $5/2^-$ と $3/2^-$ の状態はそれぞれ2つずつ存在するので、どちらかを区別する必要がある。

Schusslerらは⁹⁾励起準位のエネルギー配位からN=87の原子核の系統性が、Fig.4-7のようになっていないと報告している。 $(2f_{7/2})$ の殻を3個または5個の核子が占める場合 $((2f_{7/2})^3$ 、 $(2f_{7/2})^5$)の励起準位の配位についてはde-ShalitとTalmi⁶²⁾が報告している。)これによると、基底状態 $(5/2_1^-)$ (Fig.4-8参照)と127.8keVの準位 $(5/2_2^-)$ の2つの $5/2^-$ の準位のうち、一つは、 $(2f_{7/2})^{-3}$ の状態であるが、もう一つは、 $h_{9/2}$ から派生するJ=2の集団振動状態と考えられ、基底状態のほうが $(2f_{7/2})^{-3}$ のメンバーである。

そこで、 $h_{9/2}$ から分岐すると考えられる214.6keVの $1/2^-$ 状態と、前述の2つの $5/2^-$ との間のE2遷移の遷移確率を比較した。

214.6keVと127.8keVの準位間 $(1/2^- - 5/2_2^-)$ の86.7keVのE2遷移は強く促進され(112 W.u.)、214.6keVの準位と基底状態間 $(1/2^- - 5/2_1^-)$ の214.6keVのE2遷移は抑制(0.27 W.u.)されている。振動状態間のE2遷移は強いことから、86.7keVの準位は、 $h_{9/2}$ に関する準位である。この結果は、基底状態が $(2f_{7/2})^{-3}$ に属するというエネルギーの系統性を支持する。

第1励起状態 $(7/2^-)$ から基底状態 $(5/2_1^-)$ への49.9keVの遷移のM1遷移確率は、N=85の同中性子核^{8,63-66)}の $B(M1; 7/2^- - 5/2^-)$ の値とほぼ同じ範囲にある。他のN=87の同中性子核⁶⁷⁻⁶⁹⁾についても同じ傾向にある(Fig.4-9)。このことから、 $7/2^-$ と $5/2^-$ の準位が、 $(2f_{7/2})^3$ と同様な性格を持った $(2f_{7/2})^{-3}$ の配位と考えられる。

次に、314.7keVと463.5keVの2つの $3/2^-$ 状態について考察する。文献^{67,68)}では、463.5keVの準位 $(3/2_2^-)$ が $(2f_{7/2})^{-3}$ のメンバーと報告されているが、Schusslerら⁹⁾は、314.7keVの準位 $(3/2_1^-)$ と報告している。この2つの準位について、 $5/2^-$ と同様に遷移確率から区別した。

463.5keVと314.7keVの準位の半減期は、共に、0.1ns以下と決まったので、それらの準位から崩壊する γ 遷移の413.7keVと264.6KeVの遷移確率 $B(E2)$ の値は、それぞれ

$$B(E2; 413.7\text{keV}, 3/2_2^- - 7/2^-) \geq 1.3 \text{ W.u.}$$

$$B(E2; 264.6\text{keV}, 3/2_1^- - 7/2^-) \geq 0.9 \text{ W.u.}$$

となる。

$B(E2)$ の値は、経験則から300 W.u.を越えることはほとんどないので、その値から計算すると、463.5keVと314.7keVの準位の半減期の下限値は、 4.5×10^{-4} nsと 7.3×10^{-4} nsとなる。463.5keVの γ 遷移はスペクトルからは確認できないぐらいに弱い。その相対強度の上限値は、他の γ 遷移の遷移強度からみて0.2以下程度と見積ることができる。その上限値を用いると、遷移確率 $B(M1; 463.5\text{keV}, 3/2_2^- - 5/2_1^-)$ の値は、純粋な $M1$ 遷移としても、

$$5.9 \times 10^{-6} \text{ W.u.} \leq B(M1; 463.5\text{keV}, 3/2_2^- - 5/2_1^-) \leq 2.8 \times 10^{-3} \text{ W.u.}$$

となる。

一方、314.7keVの遷移確率 $B(M1; 314.7\text{keV}, 3/2_1^- - 5/2_1^-)$ の値は、

$$1.1 \times 10^{-3} \text{ W.u.} \leq B(M1; 314.7\text{keV}, 3/2_1^- - 5/2_1^-) \leq 0.65 \text{ W.u.}$$

である。

463.5keVの遷移確率 $B(M1)$ の値は、系統性から予想される値よりも小さい。さらに、陽子の準閉殻(sub-shell)である $Z=64$ の ^{151}Gd では、最も強く $M1$ 遷移が抑制されることから考えると、 ^{147}Nd の $B(M1)$ の値が $^{151}\text{Gd}^{69)}$ のそれよりも小さいことは不自然である。従って、314.7keVの準位の方が、 $(2f_{7/2})^{-3}$ のメンバーであると考えられる。この結果は励起エネルギーの系統性とも一致する。

$E2$ 遷移の促進係数について調べてみると $N=87$ の同中性子核ではTable 4-2のとおりである。今回決めた半減期と、 $M1$ 、 $E2$ の混合比²⁰⁾を用いると、 ^{147}Nd については、

$$25 \text{ W.u.} \leq B(E2; 49.9\text{keV}, 7/2^- - 5/2_1^-) \leq 700 \text{ W.u.}$$

$$2 \text{ W.u.} \leq B(E2; 264.6\text{keV}, 3/2_1^- - 7/2^-)$$

となり、促進の度合は、 $N=85$ の促進係数⁸⁾と同様な傾向を示す。

以上のことから、 $N=87$ の原子核における $(2f_{7/2})^{-3}$ の3空孔状態の配位は、 $N=85$ の原子核における $(2f_{7/2})^3$ の3粒子状態の配位と同様の性質があることがわかった。さらに、 $N=85$ の同中性子核と同様に陽子の準閉殻構造が現れていると考えられる。

Table 4-1 Mixing amplitudes obtained from Nilsson model calculation.

level (keV)	Mixing amplitudes and Nilsson orbits					
0 :	0.917	3/2[651]	0.372	3/2[621] $+\beta$	-0.095	1/2[660]
	-0.087	3/2[660] $+\gamma$	-0.048	7/2[633] $+\gamma$	-0.034	1/2[660] $+\beta$
58 :	0.932	3/2[532]	0.293	3/2[532] $+\beta$	-0.141	3/2[521]
	-0.127	1/2[530] $+\gamma$	-0.047	1/2[530]	0.046	7/2[523] $+\gamma$
165 :	0.970	3/2[521]	-0.141	1/2[521] $+\gamma$	0.132	3/2[532]
	0.114	3/2[521] $+\beta$	0.056	3/2[532] $+\beta$	-0.034	7/2[503] $+\gamma$
533 :	0.897	1/2[530]	0.313	1/2[530] $+\beta$	0.306	3/2[532] $+\gamma$
	0.035	1/2[541] $+\beta$	0.030	1/2[541]	0.014	1/2[510] $+\beta$
656 :	0.967	5/2[523]	0.173	1/2[521] $+\gamma$	-0.122	5/2[512]
	0.075	5/2[512] $+\beta$	-0.065	3/2[532] $+\beta$	-0.043	1/2[510] $+\gamma$
990 :	0.706	3/2[521] $+\gamma$	0.640	1/2[521]	0.282	5/2[523] $+\gamma$
	-0.080	1/2[532] $+\gamma$	0.054	1/2[521] $+\beta$	-0.037	1/2[541]
1046 :	0.940	3/2[521] $+\beta$	-0.193	3/2[521] $+\gamma$	-0.175	3/2[532] $+\beta$
	0.162	1/2[521]	-0.104	3/2[521]	0.069	5/2[523] $+\gamma$
1111 :	0.907	3/2[532] $+\beta$	-0.282	3/2[532]	0.226	3/2[521] $+\beta$
	0.123	3/2[521] $+\gamma$	-0.096	1/2[530] $+\beta$	-0.092	1/2[521]
1353 :	0.929	3/2[532] $+\gamma$	-0.261	1/2[530] $+\beta$	-0.230	1/2[530]
	0.085	1/2[541]	0.062	3/2[521] $+\gamma$	0.057	5/2[523] $+\gamma$

Table 4-2 Comparisons of the $B(E2)$ values between N=87 nuclei.

	^{147}Nd	^{149}Sm	^{151}Gd
$B(E2; 7/2^- - 5/2^-)$	25-700	53	38
$B(E2; 3/2^- - 7/2^-)$	≥ 2	18	-1

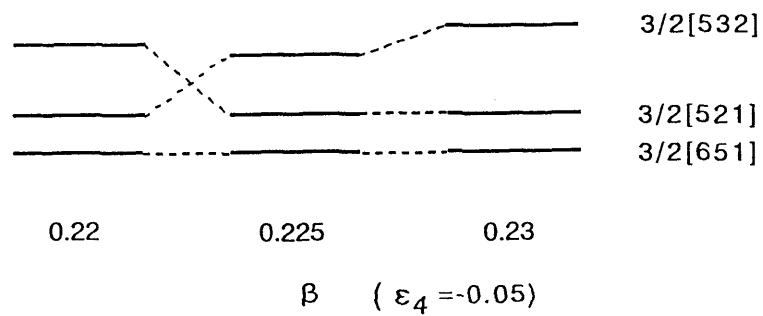


Fig.4-3 Systematic behavior of the band head energy against the value of β ($\epsilon_4 = -0.05$).

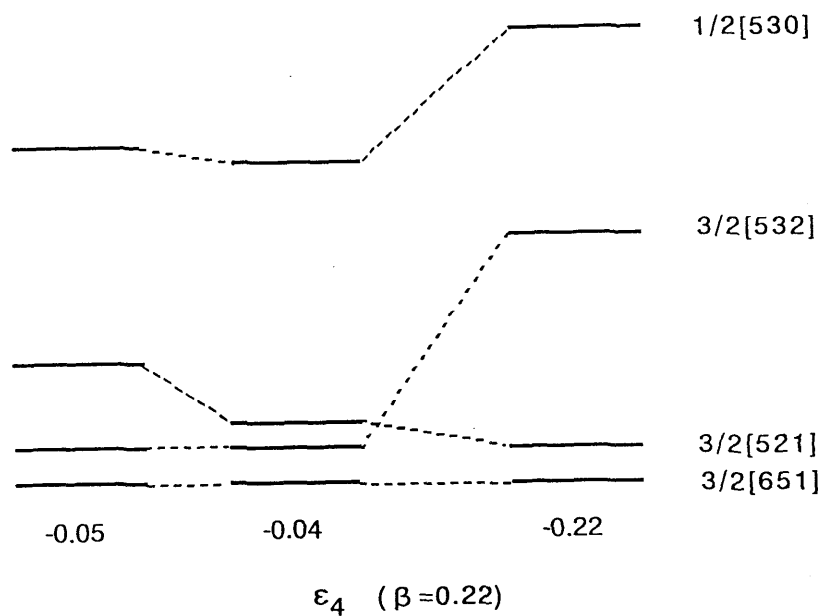


Fig.4-4 Systematic behavior of the band head energy against the value of ϵ_4 ($\beta = 0.22$).

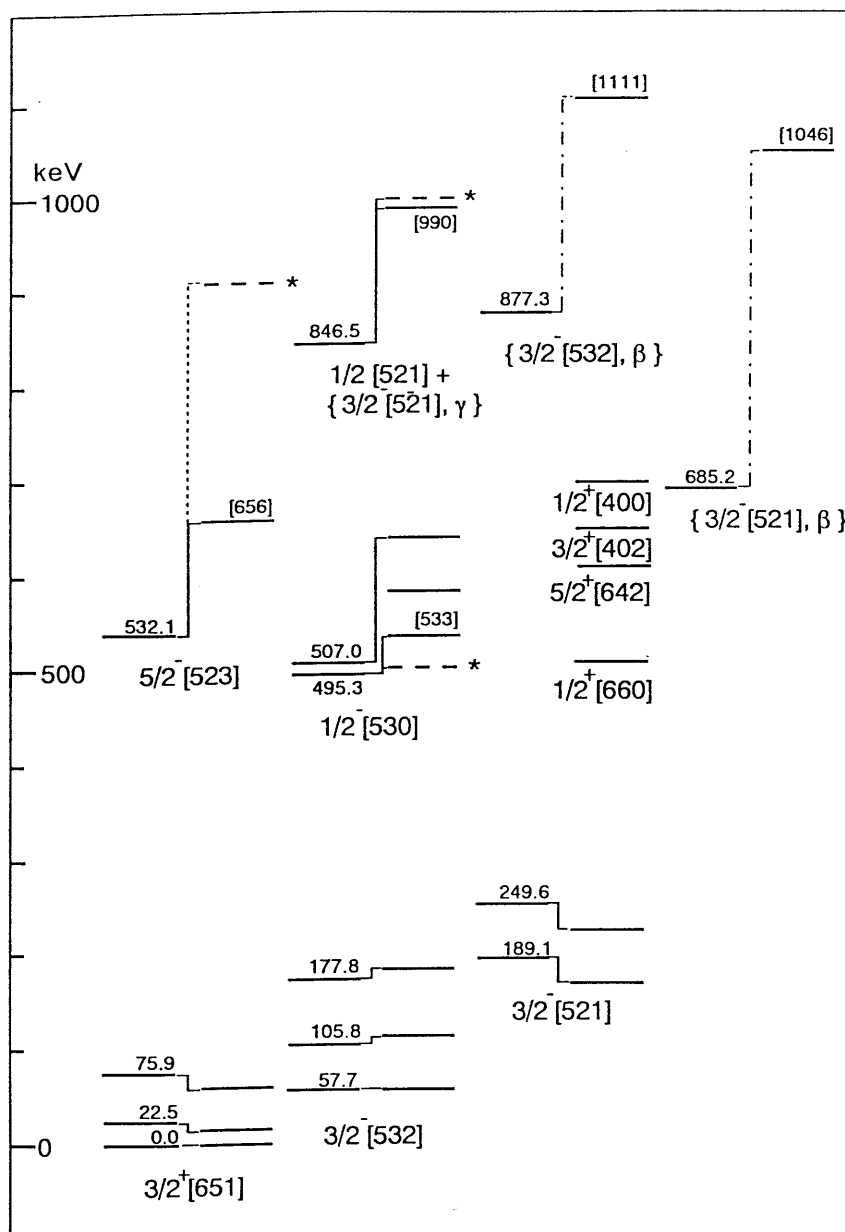


Fig.4-5 Comparison between the experimental and calculated partial level schemes of ^{151}Nd . The line in left side represents the experimental level and that in right side represents the calculated level, respectively. The levels with symbol of * indicate the calculated level in ref.17.

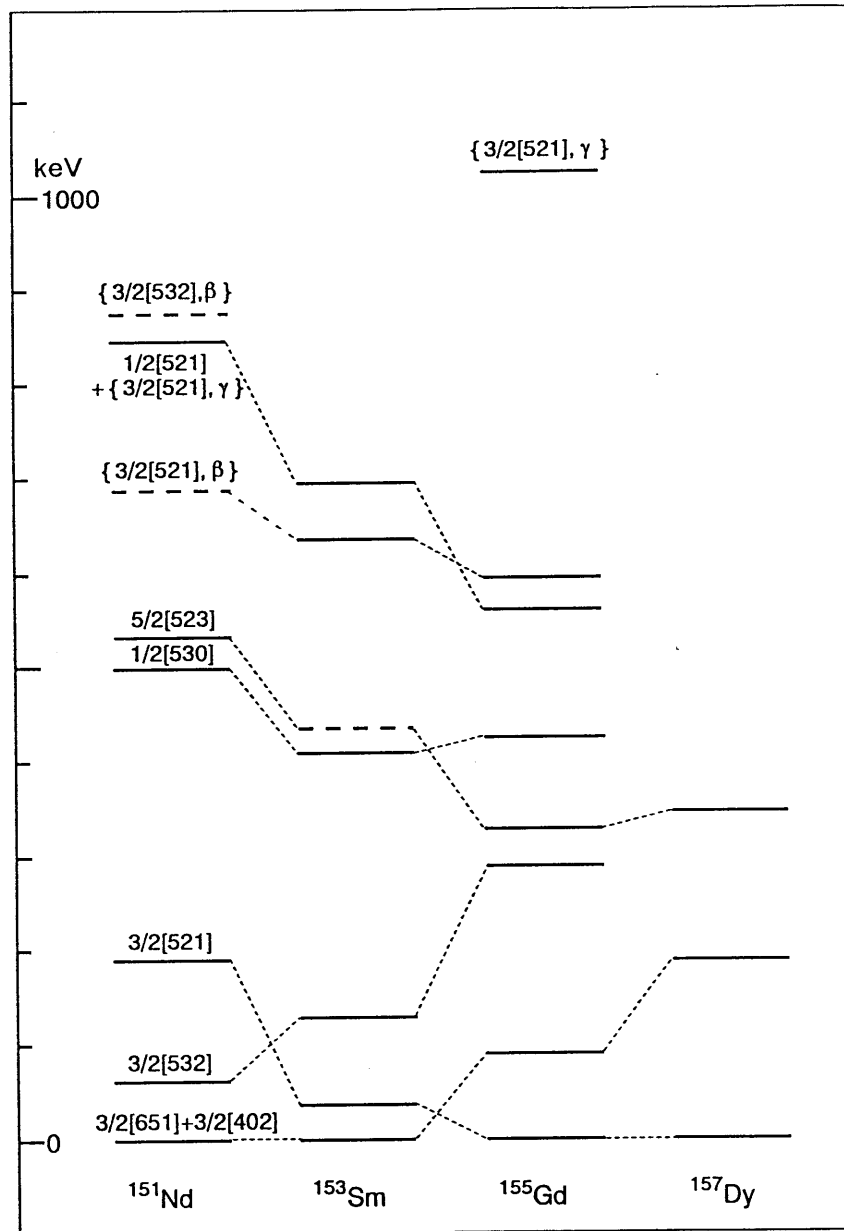


Fig.4-6 Systematic behaviors of band heads in N=91 isotones.

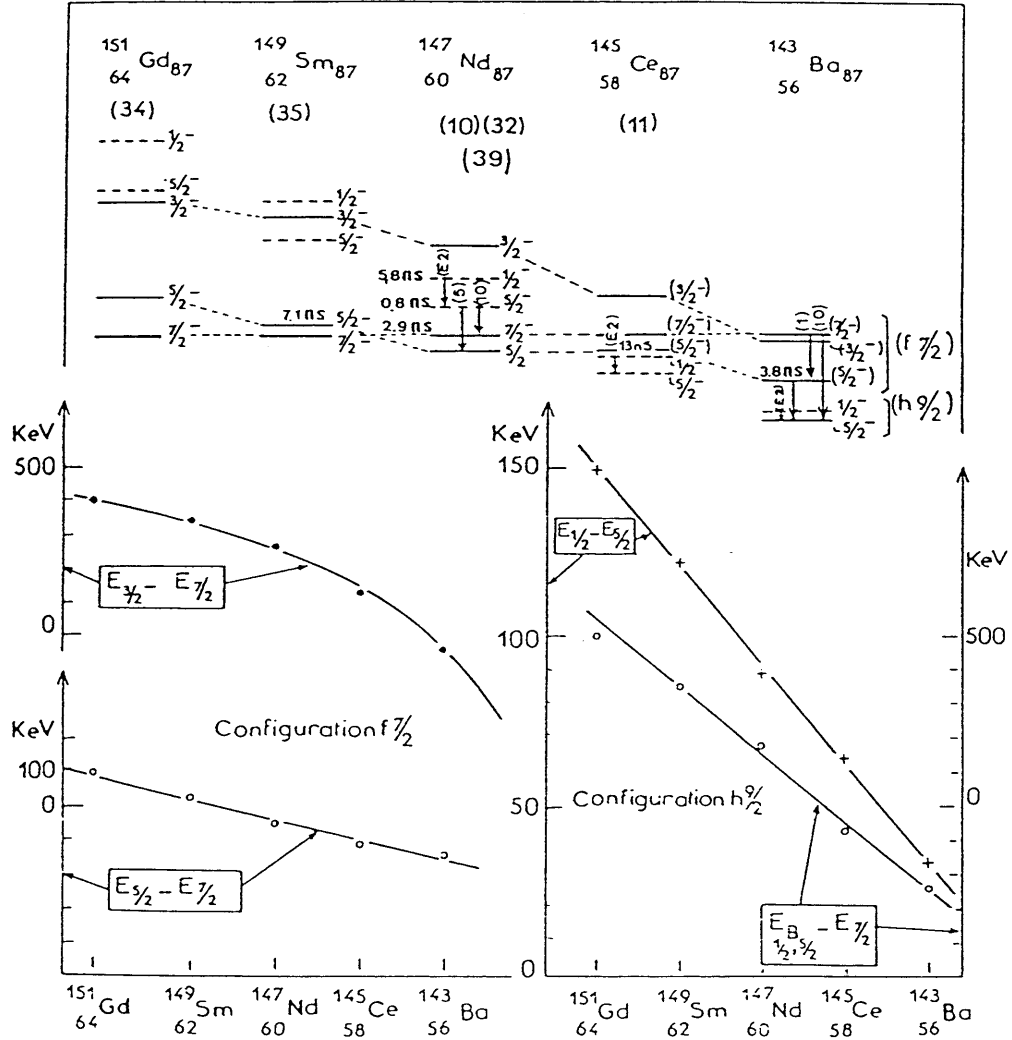


Fig.4-7 a: Systematic of even-odd neutron rich nuclei with 87 neutrons. b: Relative position of the levels $3/2^-$, $5/2^-$ and $7/2^-$ inside the configuration $f_{7/2}$. c: Energy difference between the levels $1/2^-$, $5/2^-$ of the configuration $h_{9/2}$ and relative position of the gravity center of this doublet the $7/2^-$ level of the $f_{7/2}$ configuration.

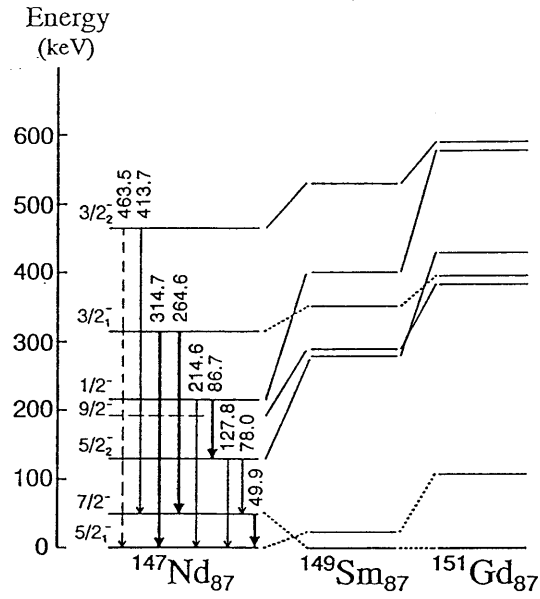


Fig.4-8 The systematics of level spacing in N=87 isotones. The $9/2^-$ level in ^{147}Nd can not be observed in this work. The solid line connects the $h_{9/2}$ configuration and the broken line connects the three hole states in the $\nu(f_{7/2})^{-3}$ configuration.

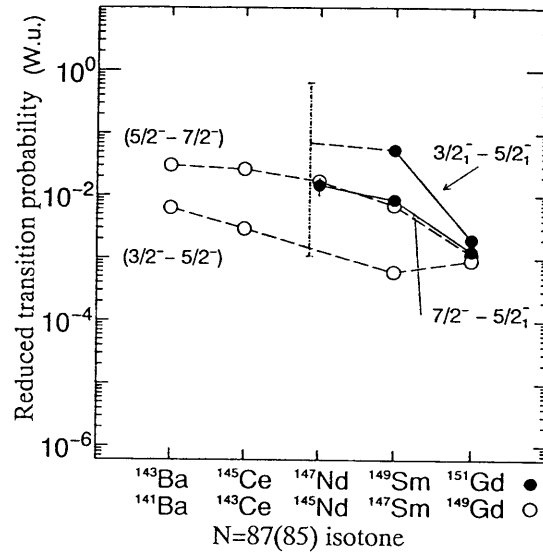


Fig.4-9 The systematics of $B(M1)$ values in the Weisskopf units between low-lying $3/2_1^-$, $5/2_1^-$ and $7/2^-$ states in the N=87 and 85 isotones. A dot-dash-line indicates the values between $3/2_1^-$ and $5/2_1^-$ states. The closed circle indicates for the N=87 isotones and the open circle indicates for the N=85 isotones. In ^{147}Pr , the values are deduced from this experiment.

第5章 まとめ

KUR-ISOLと放射能イオンクロマトグラフィを利用して、 ^{152}Nd 、 ^{151}Pr 、 ^{147}Pr の詳しい崩壊図式を作成した。特に、放射能イオンクロマトグラフィを、本格的な $\beta\gamma$ 核分光にはじめて適用し成果を得ることができた。

^{152}Nd については、30本の γ 線と25.1、200.5、221.0、319.0、330.5、450.8、570.7、592.5、660.0keVの9つの励起準位を新たに崩壊図式に組み込んだ。16.1、44.4keVの励起準位の半減期と Q_β 値(1088(27))keV)及び16.1、19.5、25.1、28.5、250.2、278.6、294.5keVの7本の γ 遷移の内部転換係数と多重極度を決定した。崩壊図式から、 ^{152}Nd から ^{152}Pm への β 遷移は、許容促進遷移であると分かった。遷移に関与する陽子と中性子のNilsson軌道が、それぞれ、 $\pi 5/2^-$ [532↑]、 $\nu 3/2^-$ [532↓]と分かった。

^{151}Pr では、新たに66本の γ 線を確認した。そのうち、57本の γ 線と、532.1、626.7、877.3、942.6、1104.1、1229.7、1449.8、1512.1、1523.8、1638.3、1844.2、1878.0、1908.0、2312.5、2341.4、2429.8keVの16の励起準位を新たに崩壊図式に組み込んだ。 Q_β 値(3816(50)keV)と22.5、53.5、57.7、83.3、105.8、131.4、166.6、189.1、437.6、484.5、495.3keVの11本の γ 遷移の内部転換係数と多重極度を決めた。Nilssonポテンシャルのパラメータを適切に選ぶことによって、基底状態及び低い準位の回転バンドをよく再現した。変形度 β は、0.22程度となった。崩壊図式から、 ^{151}Pr の59番目の基底状態の陽子が占めるNilsson軌道は、 $\pi 3/2^-$ [541↑]がもっとも適当であると判断した。このことは、 ^{152}Nd から ^{152}Pm への許容促進遷移に関与するNilsson軌道の結果を支持する。

^{147}Pr については、新たに13本の γ 線を確認した。そのうち、10本の γ 線と、1261.1keVの励起準位を新たに崩壊図式に組み込んだ。49.9、78.0、86.7、127.8、186.5、214.6、249.2、314.7、328.8、335.7、388.8、477.9、554.7、577.9、641.4keVの15本の γ 遷移の内部転換係数と多重極度を決定した。 ^{147}Nd の49.9、127.8、214.6keVの励起準位の半減期を決定した。励起準位の半減期と内部転換係数から、 $B(M1)$ 、 $B(E2)$ の値を決定し、 ^{147}Nd の $(2f_{7/2})^{-3}$ の3空孔状態間の $M1$ 遷移は抑制され、 $E2$ 遷移は促進されることがわかった。 $N=87$ の原子核の系統性から、それらの程度は $N=85$ の原子核とほぼ同程度であり、 $(2f_{7/2})^3$ の3粒子状態と類似した構造を持つことが分かった。このことは、 ^{147}Nd が遷移領域にある原子核のなかでも、 ^{151}Nd とは違って殻構造的な性質をまだ強く持っている原子核であることを意味している。

$\beta\gamma$ 核分光の手法を用いて、遷移領域にある質量数 $A=150$ 近傍の中性子過剰の原子核 ^{152}Nd 、 ^{151}Pr 、 ^{147}Pr の詳しい崩壊図式を作成した。線源作成のために、質量

分離と化学分離の2方法について改良、開発し、線源として十分な強度を得ることができた。作成した崩壊図式に基づき、娘核 ^{152}Pm 、 ^{151}Nd 、 ^{147}Pr の核構造を明らかにした。

謝 辞

本研究を遂行するに当たり、全般にわたり御指導して頂きました名古屋大学大学院工学研究科エネルギー理工学専攻の河出清教授、山本洋助教授、名古屋大学工学部原子核工学科の加藤敏郎教授に感謝致します。名古屋大学工学部原子核工学科の森千鶴夫教授、宮原洋助教授には、論文作成にあたり貴重な助言を頂いたことに感謝致します。京都大学原子炉実験所の川瀬洋一教授、岡野事行教授には、ISOLを使用した実験に対して、全面的に御指導、御協力して頂きました。同実験所の玉井忠治教授(故人)には、慣れない化学分離について一から御指導して頂き、実験に御協力して頂きました。立教大学の阮建治教授にはISOLでの実験を一緒に行って頂きました。姫路工業大学の青木一彦講師には、ISOLのSi(Li)検出器を使用させて頂きました。立教大学原子力研究所の永原照明教授には、立教大学原子炉での濃縮ウランを使用した実験を受け入れて頂きました。大学院生の、宮地正英(現東芝)、長明彦(現原研高崎)、生田智彦、谷口秋洋、浅井雅人、田中晶彦氏の方々には実験及び解析を一緒に行なって頂きました。特に、宮地、谷口両氏には励起準位の半減期の解析を、長、生田両氏には β 線の解析を、浅井、田中両氏には γ 線の解析を協力して頂きました。また、上田昌彦氏(現日立)は化学分離の第一段階の貴重なデータを残して頂きました。皆様に深く感謝致します。京都大学原子炉実験所の山田繁博士、瀬尾健博士には、Nilsson模型の計算コードを利用させて頂き、その結果について貴重な議論をして頂きました。感謝致します。本研究の大部分は京都大学原子炉実験所の共同利用と東京大学原子力研究総合センターの立教大学の共同利用研究として行なわれました。データの解析には、名古屋大学大型計算機センターと、文部省核融合科学研究所の大型計算機を利用しました。関係者の方々に感謝致します。本来の業務以外であるにもかかわらず、本研究に理解を示し応援して下さい、日本原子力研究所原子炉工学部加速器管理室の小林千明室長、加速器管理室室員の皆様に感謝致します。最後に、論文を書き終えることができたのは、長く続いた不規則な生活を精神的に支えてくれた、妻 陽子のおかげである。ここに心から感謝する。

参考文献

- 1) J.M.Blatt and V.F.Weisskopf : Theoretical Nuclear Physics (Wiley 1952).
- 2) A.Bohr and B.R.Mottelson : Nuclear structure Vol.II, (Benjamin 1975).
- 3) S.G.Nilsson : Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk. **29**(1955)no.16.
- 4) G.Alaga : Nucl.Phys. **4**(1957)625.
- 5) P.C.Sood and R.K.Sheline : At. Data and Nucl. Data Tables **43**(1989)259.
- 6) W.R.Daniels and D.C.Hoffman : Phys.Rev. **C4**(1971)919.
- 7) A.H.Wapstra and G.Audi : Nucl.Phys. **A432**(1985)1.
- 8) T.Ishii, M.Yoshida, H.Yamamoto, K.Kawade, T.Katoh, J-Z.Ruan, K.Okano and Y.Kawase : Annu. Rep. Res. Reactor Inst. Kyoto Univ. **17** (1984)122.
- 9) F.Schussler J.Blachot, E.Monmand, B.Fogelberg, S.H.Feenstra, J.van Klinken, G.Jung and K.D.Wünsch : Z.Phys. A-Atomic Nuclei **290**(1979)359.
- 10) M.A.Wakat and H.C.Griffin : Radiochem. Lett. **2**(1969)351.
- 11) J.A.Pinston, F.Schussler, E.Monmand J.P.Zirnheld, V.Raut, G.J.Costa, A.Hanni and R.Seltz : Proc. Int. Conf. on Atomic masses and Fundermental Constants (1978) Michigan p.493
- 12) H.Mach, R.L.Gill, R.F.Casten, A.Piotrowski, A.Wolf and J.A.Winger : Bull.Am.Phys.Soc. **32**(1987)1018.
- 13) R.A.Anderl and R.C.Greenwood : J.Radioanal.Nucl.Chem. **142**(1990)203.
- 14) M.Graefenstedt, P.Jurgens, U.Keyser F.Munnich, F.Schreiber, K.Balog, T.Winkelmann, H.R.Faust and B.Pfeiffer : Z.Phys.A-Atomic Nuclei **336**(1990)247.
- 15) L.N.Carson and R.K.Sheline : Phys.Rev. **164**(1967)1503.
- 16) J.A.Pinston, R.Roussille, H.Börner, W.F.Davidson, P.Jeuch, H.R.Koch, K.Schreckenbach and D.Heck : Nucl.Phys. **A270**(1976)61.
- 17) R.Katajanheimo, R.Jäderholm, A.Siivola, T.Tuurnala, E.Hammarén and E.Liukkonen : Z.Phys. A-Atoms and Nuclei **316**(1984)361.
- 18) D.C.Hoffman and W.R.Daniels : J.Inorg.Nucl.Chem. **26**(1964)1769.
- 19) J.A.Pinston, R.Roussille, G.Bailleul, J.Blachot, J.P.Bocquet, E.Monmand, B.Pfeiffer, H.Schrader and F.Schussler : Nucl.Phys. **A246**(1975)395.
- 20) R.Roussille, J.A.Pinston, H.Börner, H.R.Koch and D.Heck : Nucl.Phys. **A246**(1975)380.
- 21) R.Roussille, J.A.Pinston, F.Braumandl, P.Jeuch, J.Larysz, W.Mampe and K.Schreckenbach : Nucl.Phys. **A258**(1976)257.
- 22) M.Dorikens and L.Dorikens-Vanpraet : Z.Phys. A-Atoms and Nuclei **275**(1975)375.
- 23) H.Yamamoto, Y.Ikeda, K.Kawade, T.Katoh and T.Nagahara : J.inorg.nucl.Chem. **43**(1981) 855.
- 24) E.Hammarén, E.Liukkonen, R.Katajanheimo and T.Tuurnala : Nucl.Phys. **A399**(1980) 465.

- 25) CHART OF THE NUCLIDES. Compiled by Y.Yoshizawa, T.Horiguchi and M.Yamada (1988).
- 26) H.Ihara : JAERI-M 89-**204**(1989).
- 27) P.O.Aronsson,G.Skarnemark and M.Skarestad : J.Inorg.nucl.Chem. **36**(1974)1689.
- 28) E.Ohyoshi : Bull.Chem.Soc.Japan **43**(1970)1387.
- 29) E.Ohyoshi : Bull.Chem.Soc.Japan **44**(1971)423.
- 30) E.Ohyoshi, A.Ohyoshi, T.Tamai and M.Shinagawa :J.Nucl.Sci.Technol. **8**(1971)444.
- 31) H.Yamamoto,Y.Ikeda,K.Kawade,T.Katoh and T.Nagahara : J.inorg.nucl.Chem. **42**(1980) 1539.
- 32) K.Okano, Y.Kawase, K.Kawade, H.Yamamoto, M.Hanada, T.Katoh and I.Fujiwara : Nucl. Instrum.& Methods **186**(1981)115.
- 33) K.Kawade H.Yamamoto, H.Amano, M.Hanada, T.Katoh, K.Okano,Y.Kawase and I.Fujiwara : Nucl.Instrum.& Methods **200**(1982)417.
- 34) Y.Kawase and K.Okano : Nucl. Instrum. & Methods **B37/38**(1989)116.
- 35) Y.Kawase, K.Okano, M.Shibata and A.Taniguchi : Nucl. Instrum.& Methods **B70**(1992) 146.
- 36) T.Tamai, S.Nishikawa Y.Tanaka and H.Takemi : Annu. Rep. Reactor Inst. Kyoto Univ. **17**(1984)50.
- 37) T.Tamai, S.Nishikawa and Y.Tanaka : KURRI-TR-**266**(1985)11.
- 38) H.Yamamoto, K.Kawade, Y.Ikeda and T.Katoh : J.Phys.Soc.Japan **43**(1977)8.
- 39) K.Aoki Y.Kawase and K.Okano : KURRI-TR-**291**(1987)52.
- 40) H.Ukon, M.Miyachi, T.Ishii, H.Yamamoto, K.Kawade, T.Katoh, Y.Kawase, K.Okano and J.Ruan : Proc. of the Int. Conf. Nucl.Data for Sci. and Technol. (1988) MITO, Japan p.893.
- 41) 久武和夫 : “ α 、 β 、 γ 核分光学” 実験物理学講座27 “原子核”(野中到編) 第3章 (共立出版 1972) p.135.
- 42) K.Kawade, G.Battistuzzi, H.Lawin and K.Sistemich : Nucl.Instrum.& Methods **200**(1982)583.
- 43) B.Singh, J.A.Szűcs and M.W.Johns : Nucl. Data Sheets **55**(1988)185.
- 44) F.Rosel, H.M.Alder K and H.C.Pauli : At. Data and Nucl. Data Tables **21**(1978)91.
- 45) R.Chapman, W.Mclatchie and J.E.Kitching : Nucl.Phys. **A182**(1972)603.
- 46) N.B.Gove and M.J.Mratin : Nucl.Data Tables **10**(1971)205.
- 47) S.Raman and N.B.Gove : Phys. Rev. **C7**(1973)1995.
- 48) O.Straume, G.Løvvhøiden, D.G.Burke and J.C.Waddington : Can.J.Phys. **55**(1977)1697.
- 49) C.Chung, W.B.Walters, N.K.Aras, F.K.Wohn, D.S.Brenner, Y.Y.Chu, M.Shmid, R.L.Gill, R.E.Chrien and L.-J.Yuan : Phys.Rev. **29**(1984)592.
- 50) O.Straume, G.Løvvhøiden, D.G.Burke, E.R.Flynn and J.W.Sunier : Nucl.Phys. **A322** (1979)13.

- 51) D.G.Burke, G.Løvholden, E.R.Flynn, and J.W.Sunier : Phys.Rev. **C18**(1978)693.
- 52) R.C.Greenwood, R.J.Gehrke, J.D.Baker and D.H Meikrantz : Radiochim.Acta. **30**(1982)57.
- 53) M.J.Bennett, R.K.Sheline and Y.Shida : Nucl.Phys. **A171**(1971)113.
- 54) H.H.Schmidt, W.Stöfl, T.von.Egidy, P.Hungerfold, H.J.Scheerer, K.Schreckenbach, H.G.Börner, D.D.Warner, R.R.Chrien, R.C.Greenwood and C.W.Reich : J.Phys.G : Nucl. Phys. **12**(1986)411.
- 55) J.Rekstad, M.Guttormsen, T.Engeland, G.Løvholden, O.Straume, j.Lien and C.E.Ellegaard : Nucl.Phys. **A320**(1979)239.
- 56) W.Ogle, S.Wahlborn, R.Piepenbring and S.Fredriksson : Rev.Mod.Phys. **43**(1971)424.
- 57) E.der Mateosian : Nucl. Data Sheets **48**(1986)345.
- 58) R.K.Sheline, M.J.Bennett, J.W.Dawson and Y.Shida : Phys.Letter **26B**(1967)14.
- 59) G.Ehrling and S.Wahlborn : Physica Scripta **6**(1972)94.
- 60) R.Katajanheimo and E.Hammarén : Physica Scripta **19**(1979)497.
- 61) J.P.Torres, P.Paris and P.Kilcher : Nucl.Phys. **A185**(1972)574
- 62) A.de-Shalit and I.Talmi : Nuclear Shell Theory (Academic Press 1963).
- 63) L.K.Peker : Nucl. Data Sheets **45**(1985)1.
- 64) L.K.Peker : Nucl. Data Sheets **48**(1986)753.
- 65) L.K.Peker : Nucl. Data Sheets **49**(1878)1.
- 66) J.A.Szücs, M.W.Johns and B.Singh : Nucl. Data Sheets **46**(1985)1.
- 67) R.A.Meyer, J.W.T.Meadows and E.S.Macias : J. Phys. G : Nucl.Phys. **8**(1982)1413
- 68) J.D.Robertson, P.F.Mantica, S.H.Faller.Jr, C.A.Stone, E.M.Baum and W.B.Walters : Phys.Rev. **C40**(1989)2804.
- 69) E.Hammarén, P.Puhakka, A.Siivola and T.Tuurnala : Z. Phys. A-Atoms and Nuclei **272** (1975)341.

付 録

A-1 Nilsson模型とAlaga則

球対称でない変形した原子核では、核子数が奇数の原子核について、対を作らない最後の1個の核子が、それ以外の核子がつくる軸対称の回転楕円体の周りを運動するという模型を考えることができる。

そのハミルトニアンは一般に

$$H = \frac{\vec{p}^2}{2M} + \frac{M}{2}(\omega_1^2 x_1^2 + \omega_2^2 x_2^2 + \omega_3^2 x_3^2)$$

と、書くことができる。ここで、この回転楕円体は球形に対して密度が一定とし、その条件は、

$$\omega_1 \omega_2 \omega_3 = \omega_0^3 = \text{const}$$

とする。そして、球形からの変形の度合を表すパラメータ δ を、

$$\omega_1^2 = \omega_2^2 = \omega_0^2(1 + \frac{2}{3}\delta)$$

と、あたえる。 δ が小さいときは、

$$\omega_3^2 = \omega_0^2(1 - \frac{4}{3}\delta)$$

$$\omega_0(\delta) = \dot{\omega}_0(1 - \frac{4}{3}\delta^2 - \frac{16}{27}\delta^3)^{-1/6}$$

となる。ここで、

$$\dot{\omega}_0 = \omega_0(\delta=0)$$

である。エネルギーの固有値は、

$$E(N, n_3) = \hbar \omega_0(\delta) \{ N(1 + \frac{1}{3}\delta) - n_3\delta + \frac{2}{3} \}$$

となる。ここで、 N は全量子数($n_1+n_2+n_3$)、 n_3 は対称軸方向の調和振動の量子数

である。これは、 $\delta=0$ で縮退していた準位が $\delta \neq 0$ で縮退がとけて分離する事を示し、そのようすは、Fig.A-1^{A1)}で表される。この図から $\delta=0$ 以外でも魔法数に似た構造が現れることが分かる。変形パラメータには、このほかに、回転楕円体ポテンシャルの4重極変形を表す β 、調和振動の振動数から導入した ϵ があるが、それらはお互いに、

$$\begin{aligned}\beta &\sim 1.057\delta + O(\delta^2) \\ \epsilon &\sim 0.944\beta - 0.122\beta^2\end{aligned}$$

の関係にある。

Nilssonは、実際の原子核に近づけるためにスピン-軌道相互作用の項と、 l^2 に比例する項を加えてハミルトニアンを、

$$H = \frac{\vec{P}^2}{2M} + V - \kappa \hbar \omega_0 \{ 2(\vec{l} \cdot \vec{s}) + \mu \vec{l}^2 \}$$

$$V = \frac{M}{2}(\omega_1^2 x_1^2 + \omega_2^2 x_2^2 + \omega_3^2 x_3^2)$$

で、与えた。

ここで、 $50 < Z < 82$ の領域では、

$$\kappa = 0.064, \mu = 0.60$$

とした。Ogleら⁵⁶⁾は陽子準位の場合と中性子準位の場合でそれぞれ、

$$\kappa_p = \kappa_n = 0.0637, \mu_p = 0.60, \mu_n = 0.42,$$

という値を用いている。¹⁵¹Ndの準位の計算はこの値を用いた方が、実験値を良く再現した。変形パラメータとして、4重極変形 β 、16重極変形 ϵ_4 を用いた。

漸近量子数と β 遷移の間には、Table A-1で示すような選択則が成り立つことが、Alagaによって報告された。そして、 ft 値と漸近量子数の間には、 ft 値と遷移確率の逆数が比例するという関係(次式)が成り立つ(Alaga則)。

$$\frac{ft(I_i \rightarrow I_f)}{ft(I_i \rightarrow I_p)} = \frac{\langle I_i L K_i K_f - K_i | I_i L I_f K_f \rangle^2}{\langle I_i L K_i K_f - K_i | I_i L I_p K_f \rangle^2}$$

また、実験データを $\log-ft$ 値に基づいて分類すると次のような選択則が、重い原子核ではよく成り立っていることが、MottelsonとNilssonによって調べられた。

許容促進遷移(allowed unhindered transition) $4.5 < \log-ft < 5.0$

許容抑止遷移(allowed hindered transition) $6.0 < \log-ft < 7.5$

第一促進遷移(first-order unhindered transition) $5.5 < \log-ft < 7.5$

許容促進遷移は、遷移の最初と最後で漸近量子数を変えない β 遷移で、その $\log-ft$

値が示すように大変強い遷移である。

一方、 γ 線の遷移確率は、

$$\lambda(l, \pi) = \frac{8\pi(l+1)}{l[13(2l+1)]^2} \frac{1}{h} \frac{h\omega}{hc}^{2l+1} B(l, \pi)$$

と表される。ここで、 $B(l, \pi)$ は、換算遷移確率といい、 γ 線のエネルギーによらない量である。

γ 遷移についても、漸近量子数と遷移確率の間に β 遷移と同様に次のようなAlaga則が成り立つ。

$$\frac{B(L, I_i \rightarrow I_f)}{B(L, I_i \rightarrow I_f)} = \frac{\langle I_i L K_i K_f - K_i | I_i L I_f K_f \rangle^2}{\langle I_i L K_i K_f - K_i | I_i L I_f K_f \rangle^2}$$

また、変形していない比較的球形に近い原子核についてWeisskopfは、遷移の初めと終わりの状態で、核内の陽子1個だけが関与し残りの核子の状態は変化しないというモデルでは、近似的に

$$\lambda_{EI}(l) = \frac{4.4(l+1)}{l[13(2l+1)]^2} \frac{3^2}{l+3} \frac{E_\gamma^{2l+1}}{197} R^{2l+1} \times 10^{2l} \text{ sec}^{-1}$$

$$\lambda_{MI}(l) = \frac{1.9(l+1)}{l[13(2l+1)]^2} \frac{3^2}{l+3} \frac{E_\gamma^{2l+1}}{197} R^{2l-2} \times 10^{2l} \text{ sec}^{-1}$$

と、表せることを示した。ここで、 $R=1.2 \times 10^{-13} A^{1/3} \text{ cm}$ を用いた値は、Weisskopf値(Weisskopf unit=W.u.)と呼ばれ、遷移の抑制係数(hindrance factor)または、促進係数(enhancement factor)として用いられる。このときのWeisskopf値、 B_w は、

$$B_w(EI) = \frac{(1.2)^{2l}}{4\pi} \left(\frac{3}{l+3}\right)^2 A^{2l/3} e^2 \text{ fm}^{2l}$$

$$B_w(MI) = \frac{10}{\pi} (1.2)^{2l-2} \left(\frac{3}{l+3}\right)^2 A^{(2l-2)/3} \mu^2 \text{ fm}^2$$

である。

A-2 放射能イオンクロマトグラフィ

放射能イオンクロマトグラフィは、イオン交換法と放射線検出器を組み合わせたもので、電気伝導度と放射能を同時に測定して、微量の放射性物質を分離するものである。イオン交換カラム(Table A-2)を変えることによって、陽、陰イオンを相互分離することができる。陰イオンは、KUR-ISOLではそのイオン源の性質上取り出すことが出来ないので、化学分離法は有効である。 ^{235}U の核分裂生成物を分離した場合のクロマトグラムは、陰イオンではFig.A-2(a),(b)のようになった。核分裂の収率が大きいうえ、いろいろな化学形態が存在するTeは、分離されずに全体に大きなバックグラウンドとなっている。核分裂の収率の大きなBr、Iなどは、担体を入れることによって化学形態をそろえて強く分離することができる。溶離液の濃度を変えることによって分離時間を調整すれば、Tc、Seなども分離できる。

溶離液のpHを調整してSmを効率よく分離した。EuのX線と同時計数した γ 線のスペクトル(Fig.A-3)中で、 ^{155}Sm 、 ^{156}Sm 、 ^{157}Sm が確認できた。照射する ^{235}U の量を増やせば、 ^{158}Sm も確認できると思われる。 ^{252}Cf の自発核分裂等を用いれば、質量数160近傍の原子核の核分光も可能であると思われる。

A-3 内部転換係数の求め方

K内部転換係数 α_K は、 γ 線のエネルギーが100keV程度以上で、転換電子のスペクトルが複雑でない場合は、転換電子と γ 線を同時に測定してその強度比から求めることができる。K内部転換係数は次の式で表される。

$$\alpha_K = C \times \epsilon_\gamma \times \frac{I_{ce}}{I_\gamma}$$

ここで、 ϵ_γ はHPGe検出器の γ 線の検出効率、 I_{ce} 、 I_γ は転換電子と γ 線それぞれのスペクトル中のピーク強度である。内部転換係数 α_K のわかっている遷移を同じ測定条件で測定して係数Cを求めておけば、他の遷移の α_K を求めることができる。 ^{152}Nd の場合は、娘核である ^{152}Pm の121.8keVのE2遷移を用いて、 ^{151}Pr の場合は、 ^{152}Eu の121.8keVのE2遷移を用いて、 ^{147}Pr の場合は、 ^{147}Pr 自身の127.8keVのM1(+E2)を用いてこの係数を決めた。Si(Li)検出器の電子の検出効率は一定とした。

γ 線のエネルギーが100keV以下になると、Si(Li)検出器のエネルギー分解能が落ち、また、X線も混じってくるので、電子のピークの分離が難しくなる。その場合は、その遷移とカスケード関係にある γ 線にゲートを設定した同時計数スペクト

ルを用いて、K内部転換係数 α_K を次の式から求めることができる(X- γ 同時計数法)。

$$\alpha_K = \frac{I_K}{I_\gamma} \times \frac{1}{\omega_K}$$

ここで、 I_γ 、 I_K は、それぞれ同時計数スペクトル中の γ 線と、その γ 線と同時に放出された内部転換によるX線のピーク強度を表す。 ω_K はKX線発光効率(fluorescence yield)である。

全内部転換係数 α_T も同時計数測定を利用して次のように求めることができる。

求めたい γ 線とカスケード関係にある γ 線でゲートを開けた同時計数スペクトルにおいて、例えば、 ^{152}Nd の場合、250.2keVの γ 線にゲートを設定したスペクトル中の16.1keVと28.5keVの γ 線の遷移強度間には次のような関係が成り立つ。

$$I_{\gamma \text{ coin}}(28.5) \times \{1 + \alpha_T(28.5)\} = I_{\gamma \text{ coin}}(16.1) \times \{1 + \alpha_T(16.1)\}$$

ここで、 $I_{\gamma \text{ coin}}$ は同時計数スペクトル中の γ 線強度、 α_T は全内部転換係数である。これより、どちらか一方の α_T がわかっていればもう一方の α_T を求めることができる。

A-4 ベータ崩壊エネルギー(Q_β 値)の実験値と理論計算値との比較

β 安定線から離れた原子核の Q_β 値は、崩壊図式を作成する上で大変重要な物理量であるばかりでなく、原子核の質量の理論的予測、さらには原子核の存在の限界に対しても重要な情報を与える。ISOLは、質量分離された原子核のビームを強く取り出すことができ不純物が少ないので、 Q_β 値の測定には最も適した装置である。そのため、数多くの測定がなされてきた。測定方法についてはここで述べないが、エネルギー分解能がよいHPGe検出器を用いることは結果の信頼性の点でも有効である。しかし、電子とGe結晶の相互作用が大変複雑なため、ゲルマニウム結晶の単一エネルギーの電子に対する応答を予め調べておく必要がある。 ^{152}Nd や ^{151}Pr と同様に測定した ^{152}Pm の β 線のフェルミ-カリープロットを載せる(Fig.A-4)。 ^{152}Pm の Q_β 値は3.48(5)MeVと決まった。本研究で測定した値を、Table A-3にまとめた。

原子核の質量を予測する理論的な模型^{A2)}は、数多くのものが提案されている。これらの模型と今回の実験値を比較した図を示す(Fig.A-5(a),(b),(c))。この図では、同じ原子番号で、報告されている実験値からそれぞれの理論計算値^{A2)}を引いた値を示してある。本研究で対象とした ^{152}Nd についてはどの理論値も $\pm 500\text{keV}$ 程度で、また、 ^{152}Pm 、 ^{151}Pr については $\pm 1\text{MeV}$ 程度で実験値と一致していることが分か

る。同位体全体にわたって良く一致しているモデルは、多くのパラメータを用いて実験値を利用して計算しているモデルである。NdとPrで、 $N=82$ のところで大きくずれるものがあるのは、殻効果の評価の仕方が影響しているためと思われる。

参考文献

- A1) 高木修二：「1体運動と核の全体的性質」岩波講座 現代物理学の基礎「原子核論」(高木修二、丸森寿夫編) 第4章 (岩波書店 1978) p.119.
- A2) P.E.Haustein : At. Data and Nucl. Data Tables **39**(1988)185.

Table A-1 Selection rules for γ transition according to asymptotic quantum numbers.

Transition	ΔK	ΔA	Δn_z	ΔN
Allowed (a)	0 1	0 0	0 0	0 0
First-order forbiddenness (1)	0 0 1 1 1	0 1 1 1 0	$\begin{Bmatrix} +1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \\ -1 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} +1 \\ -1 \\ \pm 1 \\ \pm 1 \\ 1 \\ -1 \end{Bmatrix}$

Table A-2 Ion exchange columns used in this experiment.

	カラム	基 材	粒子系(μm)	官能基	イオン交換容量
+ 11%	TSK gel IC-cation	キヤチオン系ゲル	10	メチル酸基	$12 \pm 2 \mu\text{eq/ml}$
- 11%	TSK gel IC-Anion-SW	第4級 アニオン系ゲル	5	7-エニル	$0.4 \pm 1 \text{ meq/g}$ (drygel)

Table A-3 Experimental Q_β -values of ^{152}Nd , ^{152}Pm and ^{151}Pr (in MeV).

Nuclide	Present	Other work	Wapstra and Audi ^{a)}
^{152}Nd	1.088(27)	—	1.120(80)
^{152}Pm	3.48(5)	3.50(10) 3.50(15)	3.500(70)
^{151}Pr	3.816(50)	4.170(75)	3.800(300)

^{a)}Taken from Wapstra et al.

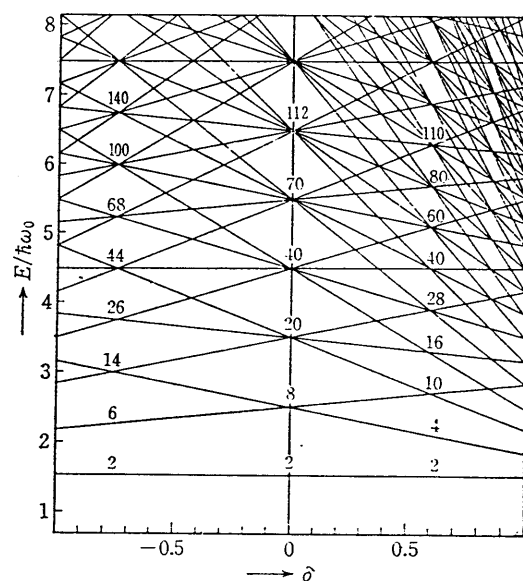


Fig.A-1 Energy splitting against deformation parameter(δ). Copied from ref A1.

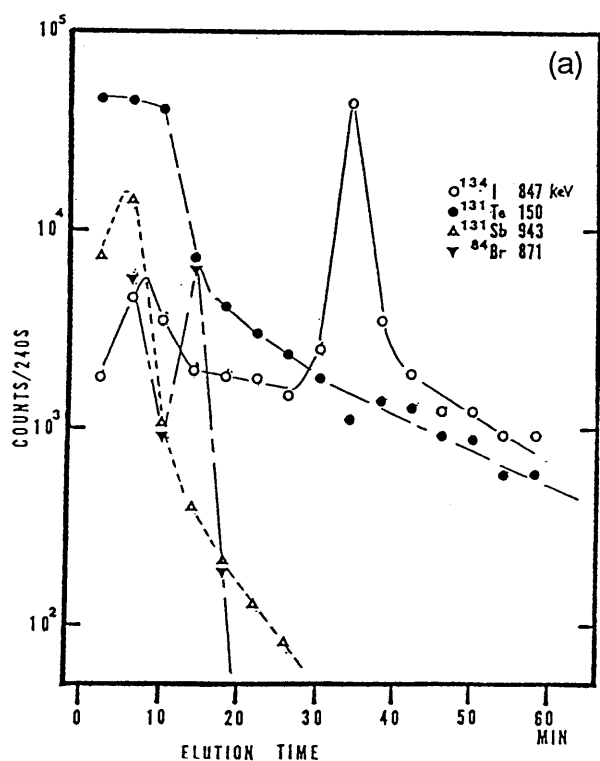


Fig.A-2(a) Separation pattern of Anion species in fission products.
Eluent : Potassium Biphtalate (1mM)
Flow rate : 1.2 ml/min

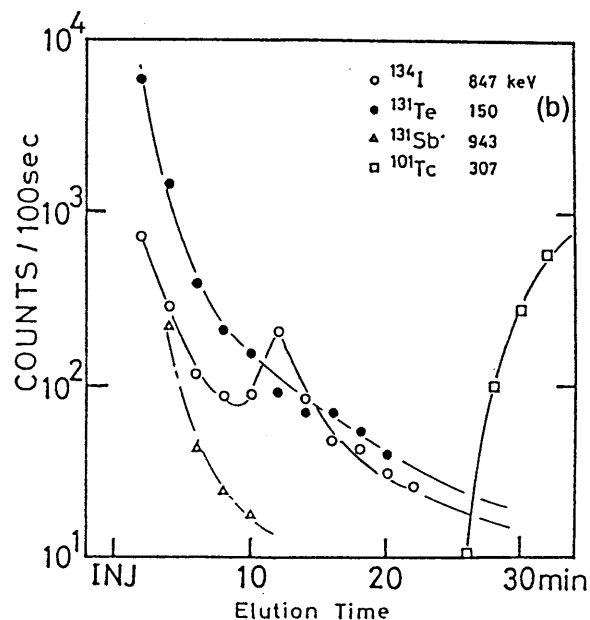


Fig.A-2(b) Separation pattern of Anion species in fission products.
Eluent : Potassium Biphtalate (2mM)
Flow rate : 1.2 ml/min

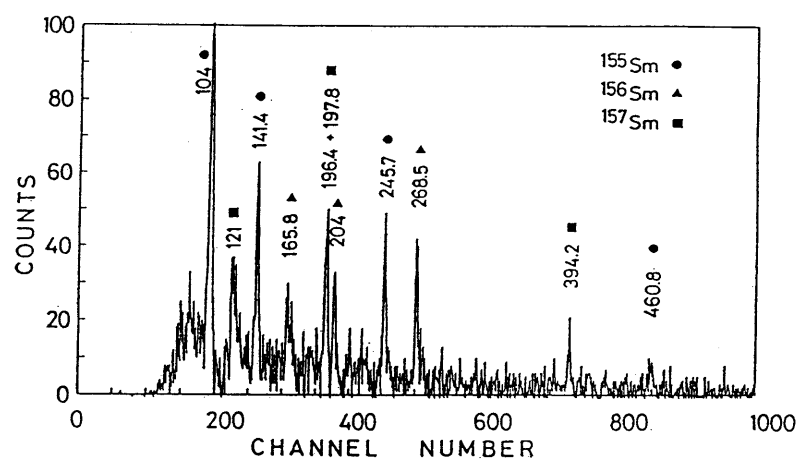


Fig.A-3 Coincidence spectrum gated by the Eu KX-ray.

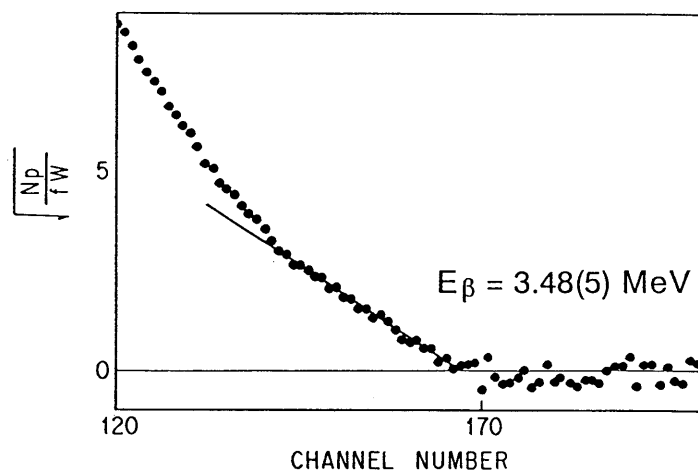


Fig.A-4 Fermi-Kurie plot of the β -ray in the decay of ^{152}Pm .

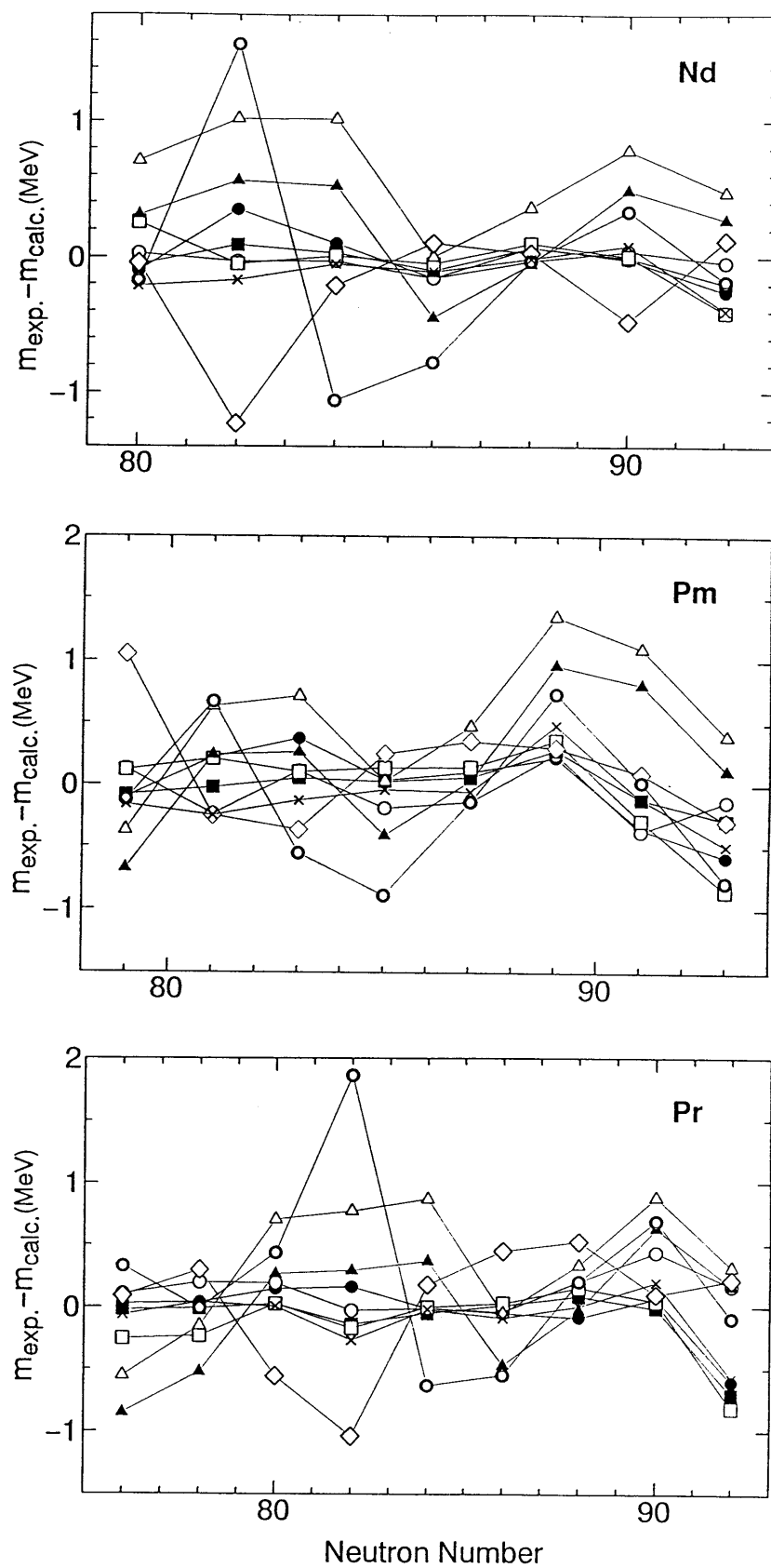


Fig.A-5 Deviation $\Delta m = m_{\text{exp}} - m_{\text{calc}}$ as a function of neutron number N for the isotopes of Nd, Pm and Pr, respectively.

● COMAY,KELSON,ZIDON	○ DUSSEL,CAURIER,ZUKER	■ JANECKE,MASSON
□ MASSON,JANECKE	▲ MOLLER et al.	△ MOLLER,NIX
◇ SATPATHY,NAYAK	● SPANIER,JOHANNSON	× TACHIBANA et al.

発表論文一覧

副論文

- 1) Y.Kawase, K.Okano, M.Shibata and A.Taniguchi : *Fluorination method for the surface ionization of Sr and Ba with a helium-jet type ISOL*. Nucl.Instrum.& Meth. Phys.Res. **B70/71**(1992)146.
- 2) M.Shibata, H.Yamamoto, M.Miyachi, K.Kawade, T.Katoh, T.Tamai, S.Nishikawa and J.Ruan : *Decay of ^{152}Nd* . J.Phys.Soc.Jpn **59**(1990)1204.
- 3) M.Shibata, M.Asai, H.Yamamoto, J.Ruan, K.Okano, K.Aoki and K.Kawade : *Decay scheme of mass-separated ^{152}Nd* . Appl.Radiat.Isot. **44**(1993)923.
- 4) M.Shibata, T.Ikuta, A.Taniguchi, A.Osa, A.Tanaka, H.Yamamoto, K.Kawade, J.Ruan, Y.Kawase and K.Okano : *Beta decay of ^{151}Pr into levels in ^{151}Nd* . to be published.
- 5) M.Shibata, A.Taniguchi, H.Yamamoto, K.Kawade, J.Ruan, T.Tamai, Y.Kawase and K.Okano : *Low-lying levels in ^{147}Nd in the decay of ^{147}Pr* . J.Phys.Soc.Jpn **62**(1993)87.

本論文の第2章の2-1は、副論文1)と2)を参考に行っている。第3章の3-1は、副論文2)、3)を、3-2は副論文4)を、3-3は、副論文5)を参考に行っている。第4章の4-1は、副論文2)、3)、4)を、4-2は、副論文5)を参考に行っている。

参考論文

- 6) K.Kawade, K.Katou, A.Osa, M.Shibata, H.Yamamoto and T.Katoh : *Measurement of β^+ -activity by detecting 511 keV annihilation γ -rays*. Nucl.Instrum.& Meth.Phys.Res. **A301**(1991)594.
- 7) H.Iimura, M.Shibata, S.Ichikawa, T.Sekine, M.Oshima, N.Shinohara, M.Miyachi, A.Osa, H.Yamamoto and K.Kawade : *Level scheme of ^{123}Ba fed by ^{123}La decay*. J.Phys.Soc.Jpn. **60**(1991)3585.
- 8) T.Morikawa, M.Oshima, T.Sekine, Y.Hatsukawa, S.Ichikawa, H.Iimura, A.Osa, M.Shibata and A.Taniguchi : *Lifetime measurement of the first 2^+ state in $^{122,124,126}\text{Ba}$* . Phys.Rev. **46**(1992)46.
- 9) T.Ishii, M.Shibata and S.Takeuchi : *Construction of the JAERI tandem booster*. Nucl. Instrum.& Meth.Phys.Res. **A328**(1993)231.
- 10) A.Osa, T.Ikuta, M.Shibata, M.Miyachi, H.Yamamoto and K.Kawade : *Measurement β^+ -ray maximum energy with an HPGe detector*. Nucl.Instrum.& Meth.Phys.Res. **A332**(1993)169.
- 11) M.Oshima, T.Morikawa, H.Kusakari, N.Kobayashi, M.Sugawara, Y.H.Zhang, A.Ferragut, S.Ichikawa, N.Shinohara, Y.Nagame, M.Shibata, Y.Gono and T.Inamura : *Doubly- γ vibrational states in ^{168}Er and ^{192}Os* . Nucl.Phys. **A557**(1993)635c.