

新 制
理
515
京大附図

學位申請論文

家城和夫

学 位 審 査 報 告

氏 名	家 城 和 夫
学 位 の 種 類	理 学 博 士
学 位 記 番 号	理 博 第 号
学 位 授 与 の 日 付	昭 和 年 月 日
学 位 授 与 の 要 件	学 位 規 則 第 5 条 第 1 項 該 当
研 究 科 ・ 専 攻	理 学 研 究 科 物 理 学 第 二 専 攻
(学 位 論 文 題 目) r 線 円 偏 光 測 定 装 置 を 用 いた 重 イ オン 反 応 機 構 の 研 究	
論 文 調 査 委 員	主 査 小 林 晨 作 三 宅 弘 三, 玉 垣 良 三

理 学 研 究 科

(論文内容の要旨)

比較的軽い重イオン ($A = 6 \sim 20$) が原子核に衝突した場合に軽粒子 (陽子, 中性子, α 粒子など) が前方に高いエネルギーで放出される現象 (速軽粒子放出現象) が知られている。このような速軽粒子の起源としては, 複合核形成の初期の段階において放出されたとする説 (前平衡過程) 及び入射核が分解して, その一部が速軽粒子として放出され残りが標的核に移行したとする説 (重核片移行) の二つが提唱され議論されてきた。重イオンの軌道という観点からみると, この二つのモデルは異なる符号の偏向角をもち残留核の核偏極が異った符号をもつと予想している。本論文では速軽粒子とともに放出される γ 線の円偏光を測定することにより, 残留核の核偏極をもとめ, 速軽粒子放出の反応機構について議論する。原子核からの γ 線の放出は核の角運動量状態に依存しているが, 核偏極を知るためには γ 線のヘリシティを測定する必要がある。

スピン偏極した電子による γ 線のコンプトン散乱がヘリシティに依存する断面積をもつことを利用した円偏光測定装置を製作した。円偏光測定装置の偏極分解能はモンテカルロ計算により求め, すでに精度よく求められている。 $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha')$ $^{12}\text{C}^*(4.44)$ ($E = 22.75 \text{ MeV}$) 反応からの γ 線円偏光のデータと実験的に比較することにより確認した。実験は理化学研究所サイクロトロンでの ^{14}N (115 MeV) ^7Li (49 MeV), ^6Li (48 MeV) ビーム及び大阪大学核物理研究センターのサイクロトロンでの ^{14}N (208 MeV) ビームを用いて行なわれた。 $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ 反応 (115 MeV) で測定された核偏極を放出粒子別にみると, 入射粒子から標的核へと移行する粒子数が増大するに従い, 大きな負から小さな正へと連続的に変わっており反応機構が準弾性的なものから多段階的な過程へと変化していることを示している。この傾向は ^{12}B 粒子や放出陽子の核偏極の測定結果と一致しており, 軽粒子の放出は, 多段階の前平衡過程が主であるように見える。しかし重い標的核 (^{159}Tb , ^{181}Ta) の場合に, α 粒子が 25~40 MeV のエネルギーをもち 40° 近くに放出されるときには, 大きな負の核偏極の値が見出された。それ以外の放出エネルギー, 角度では核偏極の値は小さく多段階的と考えられる。このような傾向は入射エネルギーが 208 MeV の場合や, ^{16}O を入射ビームとした場合にもみられるので, かなり普遍的なものと思われる。このようにビームと略同じ速度をもち古典

的なかなり角方向に放出される α 粒子が負の核偏極をもつことは重核片移行反応と考えられている (${}^6\text{Li}, \alpha$) 反応の場合をみると核偏極は放出 α 粒子のエネルギーによらず負でありこの考え方を裏付けている。

このように残留核の核偏極の測定によって重イオン反応における速軽粒子放出には重核片移行反応と前平衡粒子放出の両者の寄与があることが明らかとなった。この考え方により標的核に移行された角運動量や残留核の核整列などの物理量も矛盾なく説明することが可能である。

(論文審査の結果の要旨)

本研究では主に $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ の系について α 粒子が放出される時の残留核の核偏極が調べられている。重イオン ^{14}N が原子核 ^{159}Tb に衝突した場合に、 α 粒子が前方に高エネルギーで放出される現象は、従来全く異った見解をもつ二つの観点から説明されてきた。即ち一方では ^{14}N が衝突に際して α 粒子と残りの重複核片に分裂して α 粒子は前方に放出され残りの重核片が標的核に吸収されるという立場である。〔重複核片移行反応〕この立場は γ 線のside feedingの形から移行角運動量が狭い巾を持つと考えられ、支持されている。

他方、衝突に際して際して融合反応が主として起り、やがて平衡に達するが、その前にこれらの α 粒子はhot spotをもつ核(前平衡)が回転しながら放出されるという立場である。(前平衡過程)これはマックスウエル分布にみえるエネルギースペクトルや、微分断面積が前方ピークであることから支持されている。申請者はこの二つの過程が残留核の核偏極に対して異った符号を与えると予想されることに注目して、残留核の核偏極を測定することを企てた。原子核からの γ 線の放出は核の角運動量状態に依存しており、 γ 線のヘリシティを測定すれば、核偏極を推定出来る。そのため申請者は、一对の大立体角で高い偏極分解能をもつ円偏光測定装置を設計製作した。測定原理としては、スピン偏極した電子による γ 線のコンプトン散乱の断面積(Klein-Nishinaの式)が γ 線のヘリシティに依存していることを利用するのである。装置は国際的にみて、高水準の性能で成功的に作動したといえる。実験は α 粒子とともに放出される γ 線の円偏光を測定することにより残留核の核偏極を求めた。 α 粒子と γ 線の検出器は、入射ビームに対して対称の位置に夫々二組用意され、 $2 \times 2 = 4$ 組の同時計数を取り。又円偏光測定装置の磁場を時々逆にして電子スピン逆転して、偏の非対称性の除去に周到な注意が払われている。又 γ 線のヘリシティと核偏極の関係について詳細な議論が展開され、合理的な結論が得られている。このようにして得られた結果は、略ビームの速度をもち古典的になかなり角方向に放出される α 粒子に関しては、大きな負偏極を示し重複核片移行反応を支持している。又それ以外の放出エネルギーと角度では核偏極の値は小さく、やや正の値を示す。これは多段階的な過程、前平衡過程の仮説を支持すると思われる。かくして、本研究の残留核の核偏極の測

定によって、この反応機構に対して一元的な説明には無理があり、速 α 粒子放出には重い核片移行反応と前平衡粒子放出の両者の寄与があると考えられるべきであることが明らかになった。申請者は、しかしながら、この一つの特定の反応での結論を普遍的なものとする前に、更に広い標的核、ビームエネルギー、粒子放出角度での系統的な研究が必要であろうと指摘しているのは合理的である。本論文と参考論文を併せ考える時、重イオン核反応機構に対する申請者の洞察は優れたものであり、又測定装置の開発能力にもみるべきものがある。よって本論文は理学博士の学位論文として価値あるものと認める。

なお主論文及び参考論文に報告されている研究業績を中心とし、これに関連した研究分野について試問した結果、合格と認めた。

γ 線円偏光測定装置を用いた重イオン反応機構の研究

家城和夫

目次

1	序	1
1.1	重イオン核反応機構	1
1.1.1	重イオンによる核反応	1
1.1.2	軽い重イオンによる核反応	2
1.1.3	速軽粒子放出のモデル	4
1.2	核偏極の測定	6
1.3	本研究の目的	7
2.	実験方法	9
2.1	γ 線円偏光測定装置	9
2.1.1	測定原理	9
2.1.2	設計方針	10
2.1.3	モンテカルロ計算	11
2.1.3.1	偏極分解能の計算	12
2.1.3.2	減偏極の計算	13
2.1.3.3	散乱体の形	13
2.1.4	γ 線円偏光測定装置の仕様	14
2.2	実験方法	14
2.2.1	系統的非対称の除去	14
2.2.2	粒子検出器	15
2.2.3	装置の較正	16
2.2.3.1	γ 線円偏光測定装置の較正	16
2.2.3.2	粒子検出器の較正	17
2.2.3.3	NaI検出器の較正	17
2.3	測定	17
2.3.1	ビーム	17
2.3.2	標的核	18
2.3.3	収量の評価	19
2.3.4	測定回路	19
3.	解析方法	21
3.1	データの選別	21
3.1.1	偶然同時計測の除去	21

3. 1. 2	標的核の汚れ	2 1
3. 2	偽の非対称の除去	2 1
3. 2. 1	吸収体の補正, ΔE の厚さの差	2 2
3. 2. 2	測定回路による偽の非対称の除去	2 2
3. 2. 3	ビームスポットの変動による偽の非対称	2 3
3. 3	核偏極の評価	2 3
3. 3. 1	中性子及び γ 線の直接入射	2 4
3. 3. 2	γ 線多重度の影響	2 5
3. 3. 3	γ 線円偏光と核偏極の関係	2 5
3. 4	誤差の評価	2 7
3. 4. 1	統計誤差	2 7
3. 4. 2	偏極分解能の誤差	2 8
4	実験結果	2 9
4. 1	^{14}N による反応	2 9
4. 1. 1	核偏極の概観	2 9
4. 1. 2	標的核依存性	2 9
4. 1. 3	角度分布	3 0
4. 1. 4	208 MeVの ^{14}N による反応	3 1
4. 2	$^{6,7}Li$ による反応	3 1
4. 3	実験結果のまとめ	3 2
5	議論	3 4
5. 1	他の反応系での核偏極	3 4
5. 1. 1	少数核子移行の場合	3 4
5. 1. 2	多核子移行の場合	3 5
5. 2	入射角運動量との関係	3 6
5. 2. 1	γ 線多重度との関係	3 6
5. 2. 2	核整列との関係	3 7
5. 3	エネルギースペクトルとの関係	3 8
5. 4	拡張されたBrink模型	3 8
5. 5	モデルとの比較	4 0
5. 5. 1	exciton模型	4 1
5. 5. 2	cascade模型	4 1
5. 5. 3	PEP模型	4 1

5. 5. 4 hot spot 模型	4 1
5. 5. 5 重核片移行, 分解融合反応	4 3
6 まとめと結論	4 4
付録	4 5
γ線円偏光と核偏極の関係	4 5
謝辞	4 7

1 序

1. 1 重イオン核反応機構

1. 1. 1 重イオンによる核反応

重イオンを用いた原子核反応の研究は1970年代にはいて加速器技術の進歩に伴って急速に発展してきた。特に、入射エネルギーが核子当たり20MeVまでの領域では多くの加速器により成果が蓄積されてきている。このエネルギー領域での重イオン核反応の一つの特徴は、相対運動のドブロイ波長 λ が核半径に比べて短い為に準古典近似が有効である事である。その為、粒子の軌道や偏向角の概念を用いて反応を特徴づける事がよく行われる。入射核が標的核の表面を擦るような軌道をとる場合、すなわち、最近接距離が核間距離にほぼ等しいような場合をgrazing collisionと呼び、この場合の入射軌道角運動量 l_{gr} または衝突係数 b_{gr} を基準にして、核反応機構は次のように分類されている〔IC77〕 (図1-1)。

$$(1) \quad l > l_{gr}$$

入射核が標的核から十分はなれた軌道を通る為に核力はほとんど働かず、主にクーロン相互作用に依ってクーロン(弾性)散乱、クーロン励起、クーロン核分裂などが起こる。

$$(2) \quad l \approx l_{gr}$$

入射核が標的核に接触する為に非弾性散乱や少数の核子の移行が起こる。運動エネルギーの散逸はあまり起こらず、入射粒子とほぼ同じ速度をもつ粒子が放出される。軌道は核力によりやや内側に曲げられるが正偏向角の散乱であると考えられる。(軽イオンによる反応での)直接反応に対応した現象である。

$$(3) \quad l_{cr} < l < l_{gr}$$

入射角運動量がより小さくなると入射核と標的核の重なりが大きくなるために核子間の散乱による運動エネルギーの散逸が大きくなる。しかし、 l が l_{cr} よりも大きい場合には二核は複合核を形成するには至らず、二核系として一体になってしばらく回転し運動エネルギーをクーロン障壁近くまで散逸させた後再び分離する。この反応は深部非弾性散乱と呼ばれ二核系の回転周期と反応時間が同じ程度の大きさなので負偏向角の軌道をもちうるとされている。

$$(4) \quad l \leq l_{cr}$$

入射角運動量がさらに小さくなると、入射核の運動エネルギーはすべて内部エネルギーに転換される。標的核の質量が小さい場合には完全融合反応により複合核がつくられ、標的核の質量が大きい場合は核分裂が起こる。内部運動エネルギーは軽粒子や γ 線の放出により失われる。

(3)で述べた深部非弾性散乱が重イオン核反応における最も特徴的な現象である。(2)の

現象は準弾性散乱とも呼ばれ深部非弾性散乱に含めて考えられる事もある。これらは大きなエネルギー移行を伴うことを特徴とする。このエネルギー移行と散乱角を結び付ける機構として、入射重イオンと標的核の間に摩擦力が働き二核系を形成しているとする定性的な説明が為され〔W I 7 3 B〕, 実験データの概要を説明している〔G R 7 4〕. さらに, 核子の多体系の緩和現象として取り扱う事により測定された移行エネルギー, 運動量, 角運動量などに理論的な説明を与えようとする試みがなされてきた。たとえば, 輸送方程式を用いる方法〔N O 7 4, K O 7 9〕, 2中心殻模型〔G L 7 6〕, P r o x i m i t y法〔R A 7 8〕, 線形応答理論〔H O 7 7 A〕などである。

1. 1. 2 軽い重イオンによる核反応

上の考え方は比較的重い重イオン ($A \geq 40$) による反応の場合に提出されたが, 軽い重イオン ($6 \leq A \leq 20$) による反応の場合にも少数核子移行反応に対しては有効である〔F U 8 1 A, N A 8 4〕. しかし, 軽い重イオンによる多核子移行反応すなわち軽イオンの放出が起こる場合にはやや特異な現象が起こることが古くから知られていた〔B R 6 1〕. p, d, t, α などの軽粒子は (a) 前方に, (b) 大きな断面積で, (c) ビーム速度以上の高い速度で放出されるのである。この現象は速軽粒子放出と呼ばれ, 複合核から蒸発したとされる軽粒子に比べずっと大きなエネルギーをもつ粒子が放出される。従って系が完全に平衡に達する以前, すなわち, 前平衡状態からの崩壊であるとも考えられ, 反応の初期の高励起状態を探るよいプローベになるとして精力的に研究されてきた。

速軽粒子のエネルギースペクトルは多くの場合連続な M a x w e l l 分布に近く, 微分断面積を運動量空間で見るとビーム速度の半分くらいの速度をもつ源からほぼ等方的に放出されているように見える。その為, 速軽粒子が運動する熱源から放出するという見方により実験データを整理することがよくおこなわれる (図 1-2) 〔S Y 8 0〕. この場合, 微分断面積は M a x w e l l 分布の温度パラメタ T と熱源の速度 v によって特徴付けられる。 T は熱源の温度に対応し, 熱源において励起に関与している核子 1 個当たりの励起エネルギーに相当する。 T が大きい程スペクトルの形は高エネルギー部分 (30 MeV 以上) が強調される。 v は複合核の速度よりもかなり大きな値をもつ。これは速軽粒子が放出された時点で運動量の移行がまだ不完全であることを示していると考えられる。逆に残留核は完全融合反応の場合よりも遅い速度で運動することになる。

(1) 包括的 (i n c l u s i v e) な測定。

速軽粒子放出現象を系統的に調べる為に標的核, 入射粒子, 入射エネルギーを変えてエネルギースペクトルや角度分布の測定が行われている。

標的核を $^{12}\text{C}, ^{56}\text{Fe}, ^{91}\text{Zr}$ と変えた場合に軽粒子のエネルギースペクトルはあまり変化しないという報告がある〔F U 8 1 B〕が, 核子当たり 7.3 MeV の入射粒子を

^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{19}F , ^{20}Ne と変えて ^{93}Nb に入射した場合には放出される α 粒子の角分布にあまり大きな差はないものの、入射粒子が重くなるほど核子当たりの入射エネルギーの差に比べても有意な程 T が小さくなっている(図1-3) [IE81]。このように、入射粒子と標的核の質量非対称が大きい程速軽粒子が放出され易い傾向があるようである。一方、標的核の質量が入射粒子より軽くなった場合(すなわち、入射粒子と標的核を入れ替えたような反応)に残留核の速度分布から v を求めると v はむしろ重心系の速度より遅いことがわかった [MO84, MO85]。すなわち、 v が入射運動量の一部によるとする考え方には合わず、 v が軽い方の核の運動量に起因していることになる。これは次のように理解できる。重い核Aと軽い核Bの衝突を考える。速軽粒子の放出源が衝突する二つの核の重なりあった部分CにあるとするとCは二核の重心位置よりもBに近い位置にあるであろう。持ち込まれた角運動量により二核系は重心の回りで回転を始めるが、Cの初期方向はBの持っていた運動量の方向に等しい。これが v に対応すると思われる。AとBの質量が等しければ v は0となるから顕著な速軽粒子は観測されないであろう。

次に入射粒子のエネルギーを7.5から16 MeVまでの範囲で変えてみる。 p , α の微分断面積の変化は少ないが系の励起エネルギーが高くなるに従い T が大きくなっている [AU82, AW82]。さらに高エネルギーの重イオン核反応では"fire ball" [WE76], "fire streak" [GO78, MO83]などの現象が知られている。これらは入射核と標的核のそれぞれ一部分のみが反応に関与して高温の核となり粒子を放出し、残りの部分は傍観者となっているとするものである。粒子の放出源が熱平衡に達した系であるとした点では類似の現象と思われる [SY80]。このように系に持ち込まれたエネルギーによって T は変わるが軽粒子放出の現象自体は定性的には大きくは変化しないように見える。

(2) α 粒子と重イオンなどとの同時測定

放出された重イオンと α 粒子の相関をみることによって α 粒子が励起した入射粒子の逐次崩壊によると考えられるか否かを判定することができる。入射粒子に近い質量をもつ重イオンや核分裂片との同時計測によって、そのような α 粒子の寄与もみとめられるが [SH77, BI80, FU82, SA83], α 粒子のかなりの部分は重イオンとは独立に反応の初期の段階で放出されていることが明らかにされた [RI82, SC81, BH79, YO80, DU80]。

(3) γ 線、核分裂片による移行角運動量の測定

速軽粒子と同時に放出される離散的 γ 線は主に残留核の比較的低い励起状態からの崩壊による。観測された γ 線は軽粒子を放出した残りが融合して中性子を蒸発させた核からのものと同定され、 α 粒子が 20° より前方に放出される場合を除いては終状態が70%以上 α 粒子放出が二体反応的であることを示している。また、 γ 線の強度やside feedingを調べることにより移行角運動量が局在した分布をもっており [IN77, ZO78, PU79, BA80A], 反応が核表面で起きていることが示された。さらに、速軽粒子と同時に放出される γ 線の多重度を測定する

ことによりこの反応で標的核に移行された角運動量を知ることができる。これは放出される γ 線の多くが残留核から角運動量を2 \hbar づつ持ち出す事実による。測定された γ 線の多重度及びその2, 3次のモーメントから求めた移行角運動量 l は l_{cr} よりやや大きい所に局在した分布をもっており、 l の分布の形は複合核反応からのものとは異なった傾向を示している〔IN79〕。

反応が核表面で起こっていることから接線方向への運動量移行により残留核は大きな核整列、核偏極をもつことが予想され、速軽粒子と γ 線の同時測定によって核整列が求められた〔BI77, HA79, PU79, IE80, PU80, UT81B, DE82〕。核整列は予想されていた程は小さくなく、その原因として、運動量の移行が接線方向だけではなく多段階の核子移行によってランダムな方向にも起こること〔WO78, VA79〕などが議論されている。この多段階過程の寄与は放出粒子のエネルギーが低い程大きい。また、核分裂片の角度相関からも移行角運動量、核整列が求められ同様の結果が得られている〔AG79, DA80, DY79B, UT81B〕。

(4) その他の測定

核分裂片や残留核などの測定により求められた標的核への運動量移行は、入射エネルギーが高くなる程、また入射粒子と標的核の質量非対称が大きい程二体反応として考えた場合よりも小さくなり、やはり、速軽粒子を放出する反応が単純な移行反応や分裂反応としては理解できないことが示された〔DY79A, BA80C, CH83〕。

また、速軽粒子放出の源を空間時間的に限定しようとする目的で α - α の角相関測定が行われ、 α 粒子が直接反応に近い 10^{-21} 秒程度の時間スケールで放出されていることが明らかにされている〔KO82〕。

1. 1. 3 速軽粒子放出のモデル

以上のような研究から速軽粒子放出の機構についてさまざまなモデルが提出されている。これらは重い重イオン核反応の場合の深部非弾性散乱と準弾性散乱に対応した2つのカテゴリーに分類できる。

(1) 前平衡状態からの軽粒子放出

このカテゴリーには深部非弾性散乱の場合のように反応が多段階に起こるとするモデルが含まれる。入射核と標的核は融合して複合核を作るのであるが、エネルギー、運動量の緩和が充分に進んでいない初期の段階で軽粒子が飛び出す。すなわち、系が完全融合反応のように平衡に達してからではなく局所的に熱平衡に達するかあるいは準平衡状態になった段階で速軽粒子が放出されると考えるのである。このような考え方のモデルとしては、exciton〔BL81〕, PEP (promptly emitted particles)〔BO80〕, hot spot〔WE77, HO77B, UT80〕, cascade〔BE76〕などがある。exciton, PE

Pは元来核子の放出を説明する為に出されたモデルであったが、excitonモデルは複合粒子の場合にも適用するように拡張されている〔OT83, FU84〕。d, tなどの放出粒子に対してはコアレンス機構を併用して考えるモデルも提出されている〔AW80, FU84〕。cascadeやexcitonは二核の衝突によって持ち込まれた高い励起エネルギーが核内で起こる多段階の散乱により順次より多くの自由度に分配されていくとするモデルである。PEPはcascadeの一段階をとらえた特殊な場合としてこちらのカテゴリーに入れた。hot spotは入射核と標的核の重なりあった部分が局所的に熱平衡に達しそこから軽粒子が蒸発するというモデルで熱源がビーム速度の半分くらいで運動（あるいは複合核内部で回転）するとしている。

これらのモデルでは共通して速軽粒子の分布特にエネルギースペクトルが残留核の準位密度を反映したMaxwell的分布をもつ傾向を示す。ただし低エネルギー部ではクーロン障壁により放出が抑制されるので、クーロン障壁エネルギーをB, Maxwell分布の実効的温度パラメータをT, 熱源速度に対応する粒子エネルギーを E_0 として $B+T+E_0$ よりやや低い位置をピークとした分布が期待される。cascadeモデルやexcitonモデルは励起エネルギーの分配が核内核子の速度の自由度に対して局在的に分布すると考えるのに対してhot spotモデルは空間的な局在性を主張している点が目立った差異である。後者のモデルは高エネルギー重イオン核反応でのfireballなどのモデルにも連続性をもつとされている。

これらのモデルは多段階過程という点で深部非弾性散乱と類似しているが、以下の点で異なっていると考えられる。すなわち、全系のエネルギーを衝突に関与した二核の相対運動エネルギー（集団運動自由度）と二核の励起エネルギー（内部自由度）にあえて分けて反応をたどってみた場合、深部非弾性散乱では放出粒子は入射粒子のアイデンティティをほぼ保っており、反応により減衰した集団運動エネルギーをそのまま運動エネルギーとして扱っている。一方、ここで述べた軽粒子放出モデルでは集団運動エネルギーの減衰に伴って発生した内部エネルギーにより新たに励起された軽粒子も含めて考慮されており放出粒子は集団運動エネルギー（1. 1. 2の v で代表される）と内部エネルギー（1. 1. 2のTで代表される）の双方を反映したエネルギースペクトルとなる。

（2） 重核片移行反応

準弾性散乱反応に対応するモデルとして、入射核中の軽粒子がビーム速度で前方に放出され、残りの重核片（クラスタ）が標的核に移行して融合するという考え方がある。これには、重核片の移行反応として捉え通常の歪曲波Born近似（DWBA）を適用する考え方〔IN77, UD78〕や、入射核がまず分解して軽粒子部分が放出され残りが標的核と融合とする（不完全融合反応）モデル〔UD80, WI80〕などがある。これらのモデルでは少数核子の移行反応を取り扱う際と同様にDWBAを基礎とした立場にたっている。従って核表面現象としてとらえ寄与する入射角運動量は l_{gr} の近傍が主になると考えている。DWBAの包含する運動学の整合条件を単純

な型で抽出したものにBrink模型〔BR72〕があるが、この模型から明らかのように放出される粒子のエネルギースペクトルはビーム速度を中心としたGauss型に近いものが期待される。実際には終状態密度のQ値依存性などの寄与も考えられ更に高次の摂動も寄与しうると考えるとGauss分布からの有意なずれが生じても不思議ではない。

(1)の機構ではエネルギースペクトルは $B+T+E_0$ よりやや低いエネルギーをピークとしたMaxwell型を、(2)ではビーム速度のエネルギーを中心としたGauss型を予想している。更に完全融合反応から蒸発するとされる軽粒子も競合しているがこれは異なるTをもつMaxwell型のスペクトルをもつ。入射エネルギーが核子当たり10MeVの領域では、 α 放出チャンネルで(1)、(2)の二つの過程が予想するスペクトルはよく似ており微分断面積のデータから二つの過程を区別することは困難である。陽子放出チャンネルにおいては残留核から放出される離散的 γ 線を同時に計測して反応チャンネルを特定することにより(2)の過程によるとみられるピークを識別したとする例〔YA79〕があるが包括的な測定ではそのような報告はない。

また、 α 粒子の微分断面積が非常に大きいことについても(1)、(2)双方から定性的な説明が与えられている。不完全融合反応の立場からは重核片移行が移行する核片と標的核の間の融合条件で決まる特定の核運動量で起こるとする総和則モデル〔WI80〕が一応の説明を試みている。前平衡の立場でも液滴モデルを用いたHauser-Feshbach計算〔BL81B〕などが提出されている。これらは、 α 粒子放出の場合にはQ値が大きい為利用できる位相空間の体積が大きいことに根拠をおいており、反応の統計的側面を重視している。しかし、これらでは α 粒子は核内に初めから存在していたとしておりこの点が不十分である。 α 粒子生成のメカニズムとして軽粒子の内部自由度を考慮したモデル〔HA81〕も提出されているが未だ十分な説明は為されておらず、定量的には未解決の問題である。

このように速軽粒子放出現象は重イオン核反応機構の研究において一つの興味のある中心になっているが、この反応機構の理解は混沌としている部分が多くこれらを明らかにすることは興味深い。

1.2 核偏極の測定

前節に述べた二つのカテゴリーの考え方を区別する一つの指標として反応粒子の軌道を考えることができる。前に述べたように重いイオン間のポテンシャルによる散乱にエネルギーや核子の移行を摩擦力として実効的に取り込むことにより深部非弾性散乱や準弾性散乱の反応を統一的に説明することができた(図1-4)。すなわち、入射角運動量が l_{gr} に近く反応が核表面でおきる準弾性散乱の場合には、軌道は弾性散乱のものとあまり変わらず正の偏向角をもつ。一方、入射角運動量がより小さい深部非弾性散乱の場合には最近接距離が小さくなって二核の重なり部分が大きくな

ることにより反応が多段階的になり衝突時間が長くなるにつれて軌道が核力により偏向されて偏向角は負にもなると考えられる。速軽粒子放出の場合には移行する核子の数が増えるが、前節で述べた二つのカテゴリーのモデルはそれぞれ準弾性散乱と深部非弾性散乱に対応した考え方をとっており偏向角によってこれらを区別することが可能であろう。これらの反応は核表面で起こると考えられているから大きな入射角運動量 l_i が残留核に移行し残留核のスピンは l_i と同じ方向を向く。一方(残留核の)核偏極はビーム方向と放出粒子の方向のベクトル積の方向に対するスピン成分によって定義されるから放出粒子の偏向角によって符号を変える。すなわち、正の核偏極が負の偏向角に対応し、負の核偏極が正の偏向角に対応する。従って残留核のスピンを求めることにより偏向角についての情報を得ることが期待できる。この観点から核反応機構を核偏極の測定により明らかにしようとする幾つかの試みが為されてきた。

(1) 放出された ^{12}B 粒子の β 崩壊の測定〔SU77〕

^{12}B 粒子の β 崩壊による β 粒子の角分布が ^{12}B の核偏極に依存することを用いた測定で、準弾性散乱と直接反応による寄与が明らかにされ、さらに系統的な測定がつけられている。この測定は ^{12}B 以外の放出粒子には適用できない。

(2) 残留核及び放出粒子から放出される γ 線の円偏光の測定〔LA78, TR77, TR81B, TR84A〕

γ 線の円偏光が放出する核の核偏極に依存することを用いた測定で、深部非弾性散乱と準弾性散乱とが前節で予想されたような核偏極をもつことが示された。

以上の二つの例は少数粒子移行反応について適用されたものであるが、今注目している軽粒子放出反応に対しては、

(3) 放出された陽子の核偏極の測定〔SU82〕

が為されている。残留核が放出する陽子の核偏極を二回散乱法により測定したもので、この測定では深部非弾性散乱に対応する正の核偏極が得られ、"hot spot"模型に基づいて解析されている。放出陽子は複合核からの蒸発による寄与が大きい為、他の放出チャンネル、たとえば、顕著な断面積を示す α 粒子放出チャンネルについても核偏極を測定することが望ましい。しかし、この方法は他の放出粒子に対して適用することは困難であり、特に α 粒子にたいしては核スピンのゼロである為に適用できない。

最近速軽粒子に対しても本研究と同様な γ 線円偏光の測定も行われた〔TR84B〕。

1.3. 本研究の目的

本研究の目的は、1.2の議論に従って速軽粒子放出反応での残留核のスピン核偏極を測定し異なる反応のタイプを識別するための情報を得ることにある。具体的には残留核の核偏極を軽粒子

と γ 線の円偏光との同時計測に依って測定することである。この方法は次のような特徴をもっている。

- (1) すべての放出粒子に対して適用できる。
- (2) 残留核の核偏極を直接に反映する。放出されたほとんどの軽粒子は γ 線を出さない。また、 γ 線は電磁相互作用により放出されるので、その多重極モーメントがわかれば、残留核の角運動量状態と直接結び付けることができる。
- (3) 効率がよい。一般に、核偏極の測定は核偏極量に依存する素過程（散乱）の非対称性を測定する。すなわち、反応生成物を散乱体に当て2回の散乱過程を経た量を測定することになり測定効率が悪い。しかし、重イオン核反応では γ 線は一つの反応チャンネルに対し数〜十数本放出されるので測定効率が上がる。

同じく γ 線の円偏光の測定を行ったTrautmannらの場合は、粒子放出角度が固定されていた〔LA78, TR77〕。しかし粒子の放出角度により異なる反応機構の相対寄与が変わる可能性があるので、本研究においては軽粒子の測定角度が可変な測定装置を製作し、入射粒子、標的核、軽粒子放出角度などについて系統的な測定を行い、反応機構に対するより詳細な情報を得ることを目的とした。対象とする核反応は、まずこれまでに速軽粒子放出現象についていろいろな側面から調べられてきた ^{14}N による反応について調べ、次に重核片移行反応のより典型的に起こる例として $^6, ^7\text{Li}$ による反応について調べる。

2. では製作された γ 線円偏光測定装置について述べ、さらに、測定方法の詳細について述べる。

3. では測定されたデータから γ 線の円偏光及び残留核の核偏極を求める方法について述べ、誤差の評価を行う。

4. においては得られた核偏極の値を系統的に示し、その物理的な意味について議論する。結果は軽粒子放出で最も顕著な α 粒子放出チャンネルを中心に述べる。

5. では得られた結果を他の物理量やモデル計算と比較する。

2. 実験方法

2. 1 γ 線円偏光測定装置

2. 1. 1 測定原理

γ 線の円偏光は電子によるCompton散乱の断面積が γ 線の円偏光状態に依存することを利用して測定される。この散乱の円偏光に依存する断面積は次式により表される〔L I 5 4〕。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4}r^2\frac{k^2}{k_0^2}(S_0+S_1p+S_2q+S_3pq)$$

$$S_0 = 1+\cos^2\theta+(k_0-k)(1-\cos\theta)$$

$$S_1 = -(1-\cos\theta)\vec{e}\cdot(\vec{k}_0\cos\theta+\vec{k})$$

$$S_2 = -(1-\cos\theta)\vec{e}\cdot(\vec{k}_0+\vec{k}\cos\theta)$$

$$S_3 = \{2+(k_0-k)(1-\cos\theta)\}\cos\theta$$

ここで、 θ は γ 線の散乱角、 r は古典電子半径、 \vec{e} は電子のスピン方向、 \vec{k}_0 は入射 γ 線の運動量、 \vec{k} は散乱 γ 線の運動量、 p は入射 γ 線のヘリシティ、 q は散乱 γ 線のヘリシティである。 S_0 は円偏光に依存しない項であり、Klein-仁科により導かれたものである〔KL 2 9〕。 S_1 が入射 γ 線の円偏光状態に依存する項、 S_2 は散乱 γ 線の円偏光に依存する項、 S_3 は両者に依存する項である。散乱された γ 線の円偏光状態については観測しないので q について和をとると S_2 と S_3 は0になる。

円偏光した γ 線の1回の散乱を考えた場合には S_1 項により断面積が変化する。この変化量は、 γ 線の散乱角 θ と、入射 γ 線と電子のスピン偏極方向のなす角度の両者に依存する。後者は電子のスピン方向が γ 線の入射方向に平行の時に最大になる。実際には物質中の電子と γ 線とのCompton散乱を観測するわけであるが、電子のスピン方向はランダムである為、物質中のすべての電子について平均すれば S_1 項はゼロになる。しかし、物質を磁化させる事によって電子のスピン方向を部分的には揃える事ができる。磁化 M と電子偏極の割合 f は次式のように磁気角運動量比 g' を通じて関係している〔ST 6 8〕。

$$f = \frac{M_s}{N\mu_B}$$

$$M_s = 2 \frac{g' - 1}{g'} M$$

ここでNは単位体積中の電子数， μ_B はボーア磁子である。強磁性体である鉄が飽和磁化した場合常温で $M = 1714 \text{ erg G}^{-1}$ であるから $g' = 1.918$ 〔SC60〕を用いると $f = 0.084$ となる。つまり，26ヶの電子の内，約2ヶの電子しかスピン偏極を起こさせる事ができないのである。円偏光に依存した断面積と依存しない断面積の比をすべての散乱軌跡について平均したものを平均偏極分解能A (Analyzing power)と呼ぶが， γ 線の散乱角， γ 線と電子のスピン方向を最適になるように選んでもAは2%程度である。

2. 1. 2 設計方針

このようにAが小さいのでAをできるだけ大きくするとともに実験的に混入する疑似非対称をできるだけ小さくすることが必要である。また1. で述べたように，重イオン核反応における軽粒子放出機構の研究のために γ 線円偏光を測定する場合，同時に放出された軽粒子の角度依存性をみることは重要である。以上のことを考慮して γ 線円偏光測定装置の設計に当たっては以下の点に留意した。

- (1) 本研究で問題にしているようなエネルギーの粒子は物質中でのエネルギー損失が大きい為，真空槽内で測定する必要がある。従って，粒子検出器としてはコンパクトな半導体検出器(SSD)を採用し，散乱槽内で5°毎に角度を変えられるようにした。
- (2) 粒子検出器を散乱槽に入れた為，円偏光測定装置の標的核からの距離が少し大きくなるが， γ 線の測定効率を損なわない為に大容量(6"×6")のNaI検出器を用いた。
- (3) γ 線円偏光測定装置には，散乱された γ 線を観測する散乱型と散乱されずに透過した γ 線を観測する透過型の二種類があるが，後者は偏極分解能に大きなエネルギー依存性があるなどの問題があるのでここでは前者を採用した。
- (4) γ 線の測定効率Tと偏極分解能Aとは相反関係にあるので，散乱体と γ 線検出器の配置はこの二つの量を最適にするように決める。すなわち，一定の条件で測定される円偏光の誤差が最小になるように決める。(3. 4. 1参照)
- (5) 粒子検出器と円偏光測定装置はそれぞれ二組を対称な位置に設置し検出器などの位置の誤差による非対称への影響を最小限にする。(2. 2. 1参照)
- (6) 工作や位置決めを容易にする為なるべく単純な形の散乱体を採用する。
- (7) 円偏光による非対称は量子化軸方向が最大であるが，鉄の電子で散乱されない γ 線を直接NaI検出器に入れないように，鉛の吸収体をおく。このさい，ビームスポットが有限の大きさをもつことに注意し，6mm^φまでのビームスポットに対して γ 線が直接入

らないように設計する。鉛吸収体の長さは散乱後の γ 線を吸収してしまわない為に10 cmとした。

- (8) γ 線の散乱体としては強磁性体で磁化率の大きいものとして鉄を選んだ。磁化の方向は電磁石に流す電流の極性により可変である。散乱体が薄いと鉄を通過してコイルの部分で散乱を起こした γ 線が入り分解能を下げるが、厚すぎると十分な磁化を得るのに必要な電流も大きくなるので2 cmの厚さに設定した。
- (9) 鉄の磁化は大きい程よいが、電磁石に流す電流を大きくすると外部に浮遊磁場を生じNaI検出器の光電子増倍管の利得に影響を与える。後で述べるように、電流の極性はしばしば変える必要がありヒステリシスにより利得に変動が起こりうる。そこで、光電子増倍管はミューメタルにより磁気シールドする。浮遊磁場の影響を最小限にする為に電磁石にはリターンヨークを付ける。また、ホール素子を用いた測定によれば、電流を増やすと飽和磁化に近づく為に内部磁化はほとんど増えないのに対し、外部の磁場は単調に増大するので(図2-1)電流は1000 ATに制限する。この領域では光電子増倍管に対する浮遊磁場の影響は比較的緩やかである。計算機コード”TRIM”による計算によると鉄の内部では1.57 T(飽和磁化の約70%)、外部では1 Gauss以下と評価されている。電子偏極の割合はこの場合5.9%になる。

2. 1. 3 モンテカルロ計算

2. 1. 2で挙げた条件を考慮して、円偏光測定装置の形状を決定するために、モンテカルロ計算により散乱をシミュレートした。対称性をもった形状のものにたいしてはすでにSchopper [SC58A], McCullum [MC67]らにより解析的に計算が行われているが、今回の設計においては次のような理由でモンテカルロ計算を採用した。

- (1) 大きな容量のNaI検出器を用いる為、検出器の位置を点で近似して平均値で置き換える方法は適当でない。
- (2) 多重散乱による効果が重要であることが知られている [TR81A]。この効果を取り入れると解析的に解くことは困難である。
- (3) ビームスポットの中心軸からのずれを考慮した場合、対称性が崩れるために軸対称を仮定した2次元の計算では正しく評価できない。

図2-2に γ 線円偏光測定装置設計の為に作成したプログラム”POL”のブロックダイアグラムを示す。このプログラムでは次のようなシミュレーションを行う。

標的核位置で放出角度を乱数によって決められた γ 線は

- (a) NaI検出器に入る、

- (b) γ 線円偏光測定装置の外部に飛び出す，
- (c) Compton散乱されてNaI検出器のしきい値以下のエネルギーになる，
- (d) 光電効果，対消滅などにより γ 線としては消滅する，

のいずれかになるまで図の4つの領域を通過或は散乱により行き交う。各領域における散乱については，散乱するまでに飛行する距離，散乱のタイプ，散乱角度がそれぞれの断面積に従って計算される。偏極分解能，減偏極は以下に述べる方法で計算され，NaI検出器に入った場合に散乱回数，偏極分解能などを記録する。以上の過程を指定した回数だけ繰り返し，平均偏極分解能，平均測定効率を計算する。

2. 1. 3. 1 偏極分解能の計算

P_γ の円偏光をもつ γ 線はヘリシティ+1の成分が $(1+P_\gamma)/2$ ，ヘリシティ-1の成分が $(1-P_\gamma)/2$ の確率で存在する。ヘリシティが+1の γ 線の散乱断面積は

$$\sigma^+ = \frac{r^2 k^2}{4 k_0^2} (S_0 + S_1 + S_2 q + S_3 q) \frac{1+P_\gamma}{2}$$

ヘリシティが-1の場合は

$$\sigma^- = \frac{r^2 k^2}{4 k_0^2} (S_0 - S_1 - S_2 q + S_3 q) \frac{1-P_\gamma}{2}$$

で与えられる。qについて和をとると

$$\sigma^+ = \frac{r^2 k^2}{2 k_0^2} (S_0 + S_1) \frac{1+P_\gamma}{2}$$

$$\sigma^- = \frac{r^2 k^2}{2 k_0^2} (S_0 - S_1) \frac{1-P_\gamma}{2}$$

となり，全断面積は

$$\sigma = \sigma^+ + \sigma^- = \frac{r^2 k^2}{2 k_0^2} (S_0 + P_\gamma S_1)$$

になる。第2項は磁場の反転により電子のスピン偏極方向を変えることにより符号を変えるから，

$\frac{S_1}{S_0}$ の平均値が偏極分解能Aであり，円偏光を測定した場合の断面積の変化の割合は $P_\gamma A$ で与えら

れる。 γ 線が鉄以外で散乱されてNaI検出器に入った場合は， \vec{e} を電子のスピン方向について平均したものが0になるから分解能は0である。

2. 1. 3. 2 減偏極の計算

γ 線の円偏光状態は散乱により変化する。前項と同様にして $p = +1$ の γ 線が散乱されて $q = \pm 1$ になる断面積はそれぞれ、

$$\sigma^{++} = \frac{r^2 k^2}{4 k_0^2} (S_0 + S_1 + S_2 + S_3) \frac{1 + P_r}{2}$$

$$\sigma^{+-} = \frac{r^2 k^2}{4 k_0^2} (S_0 + S_1 - S_2 - S_3) \frac{1 + P_r}{2}$$

同様にして、 $p = -1$ の γ 線が散乱されて $q = \pm 1$ になる場合は

$$\sigma^{-+} = \frac{r^2 k^2}{4 k_0^2} (S_0 - S_1 + S_2 - S_3) \frac{1 - P_r}{2}$$

$$\sigma^{--} = \frac{r^2 k^2}{4 k_0^2} (S_0 - S_1 - S_2 + S_3) \frac{1 - P_r}{2}$$

散乱後の γ 線の円偏光は

$$\begin{aligned} P_r' &= \frac{(\sigma^{++} + \sigma^{-+}) - (\sigma^{+-} + \sigma^{--})}{\sigma^{++} + \sigma^{-+} + \sigma^{+-} + \sigma^{--}} \\ &= \frac{S_2 + P_r S_3}{S_0 + P_r S_1} \end{aligned}$$

となる。ここで、 S_1, S_2 は電子のスピン方向に依存するので、電子のスピン方向について平均をとれば 2. 1. 1 で述べた r の因子がかかり無視できる。従って

$$P_r' = \frac{S_3}{S_0} P_r$$

となり、散乱後の円偏光の値は散乱前の約 $\frac{S_3}{S_0}$ 倍となっている。多重散乱の場合にはこの因子だけ円偏光が減少したように見える。この効果が減偏極である。

2. 1. 3. 3 散乱体の形

散乱体の形としては、円筒形、円錐形、球の断面、回転螺旋形について調べた。円筒形は最も簡単な形として、円錐形は Mc C u l l u m らにより解析的な計算では最もよいとされていたために [MC67]、球の断面は γ 線の散乱角を一定に保つ形であることにより、回転螺旋形は T r a u t m a n n らによって採用された形であって [TR81A] γ 線の入射角を一定に保つと言う利

点があることからそれぞれ選ばれた。この4種の形について、NaI検出器の大きさを固定して他の諸元を変えてfigure of merit (A^2T)を計算した。この量は与えられたビームや標的核の条件で P_γ の統計誤差を最小にするという条件で決められ、大きい程よい(3.3.1参照)。4つの形についてそれぞれ最大のfigure of meritを与えた結果を表2.1に掲げる。入射 γ 線のエネルギーについては400keVから2200keVの10点について3000~10000事象計算し、その平均値を用いた。計算結果は円錐形が最もよいfigure of meritを与えることが分かったのでこの形を採用した。

2.1.4 γ 線円偏光測定装置の仕様

表2-2に設計製作された γ 線円偏光測定装置の仕様をまとめる。鉛の吸収体で散乱透過してNaI検出器にはいる γ 線の効果が入っているので、分解能の値は表2-1のものよりも小さくなっている。

図2-3に装置の断面図を、図2-4に計算された偏極分解能及び透過率を入射 γ 線のエネルギーの関数としてそれぞれ示す。NaI検出器のしきい値は計算上300keVにとっている。NaI検出器に低エネルギーで入射する γ 線は多重散乱を経ているものが多く分解能が悪いのである。この値は入射 γ 線のエネルギーでは約500keVに相当し、透過率は500keV以下では急に小さくなっている。900keV以上の入射 γ 線エネルギーにおいては分解能はほぼ一定であり、後で述べるように、散乱後の γ 線エネルギーにもほとんどよらないので、分解能の値は平均値を用いる。分解能の値はTrautmannらのものより約20%程低いのが、透過率が50%程大きくなっているためfigure of meritとしては同じ程度の量になっている。図2-5に4.4MeVの入射 γ 線に対するNaI検出器での γ 線エネルギーと分解能の相関図を示す。濃く見えている尾根の部分が1回散乱による部分である。エネルギーの低い方が散乱角の大きい場合に対応し尾根からはなれた位置にある部分が多重散乱によるものであるが、いずれも分解能を悪くしていることが良く分かる。

2.2 実験方法

2.2.1 系統的非対称の除去

2.1.で述べたように、 γ 線の円偏光は非常に小さな非対称として測定される。従って、測定装置の配置、ビームスポットなどの幾何学的なずれによる系統的な非対称が存在すると円偏光の値に大きな影響を与える。しかも、重イオン核反応の場合、連続状態を対象にすることが多いため

規格化をする基準が無く補正を行うのも難しい。これを避ける有効な方法は良く知られているように測定器を対称に配置することにより幾何学的な非対称を消去することである〔TR81A〕。本実験でもこの方法を採用した。以下この方法について説明する。

測定装置の配置を図2-6に示す。2組の同一の粒子検出器、2組の同一のγ線円偏光測定装置がビーム軸に関してそれぞれ対称に配置されている。こうした配置により測定された粒子とγ線の組み合わせは4通り存在する。これら4通りの計数率は

$$N_{ij} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega M_\gamma \right)_i T_j^T (1 \pm P_\gamma A)$$

で表わされる。ここでiは粒子検出器の番号であり、jはγ線円偏光測定装置の番号であってそれぞれ1と2をとる。dσ/dΩは粒子の包括的断面積、ΔΩは粒子検出器の立体角、M_γはその反応でのγ線多重度である。簡単の為γ線の角度分布は無視する。T^Tはγ線の透過率である。核偏極は $\vec{k}_i \times \vec{k}_f$ 方向を正と定義している(Basel規約〔BA71〕)ので±の符号は粒子検出器とγ線円偏光測定装置の位置の相対関係によって決まり \vec{k}_i (ビーム) × \vec{k}_f (粒子検出器1)の方向にあるγ線円偏光測定装置を番号1としたときN₁₁、N₂₂に対して+、N₁₂、N₂₁に対しては-となる。ただし、 \vec{k}_i 、 \vec{k}_f は入射粒子、放出粒子の運動量ベクトルの方向である。(ここで測定するのは残留核の核偏極であるが重心系で放出核に注目して同じ定義を行っても核偏極の方向は変わらない。) N_{ij}は各検出器の測定効率や配置の誤差の影響を受ける量を含んでいる。しかし、上の4つの量から

$$x = \sqrt{\frac{N_{11}N_{22}}{N_{12}N_{21}}} = \frac{1+P_\gamma A}{1-P_\gamma A}$$

の比をとると、xは測定装置に固有の量には依存しなくなる。従って、最初に述べたような系統的非対称は打ち消しあってしまうのである。この方法では、ビーム電流などデータを規格化する量は一切使っておらず、1回の測定で非対称を求めることができるので、データに対して高い信頼度がおける。上式から円偏光を求めるには

$$P_\gamma = \frac{1}{A} \frac{x-1}{x+1}$$

とすればよい。後述するように、さらに磁化の方向を周期的に反転することによりデータの信頼度をより高めることができる。

2. 2. 2 粒子検出器

粒子検出器はORTEC社のSi-SSDを用いた。粒子の検出効率を上げる為に300mm²の広い面積をもつものを選び、粒子識別をする為に50μm(ΔE)と1500μm(E)のカウ

ンターテレスコープを使用した。荷電粒子の物質中での飛程はエネルギーの約1.8乗に比例することが知られており、厚さTの薄いカウンターでのエネルギー損失と全エネルギーEから、

$$P_i = n\Delta E \left(\frac{E+0.49\Delta E}{300} \right)^{n-1}$$

$$n = 1.84 - 0.046 \frac{\Delta E}{T}$$

とすることにより各粒子に対し異なった P_i の値を得ることができる〔NO77, SH79〕。 ΔE の厚さは軽粒子（特に α 粒子）を幅広いエネルギー領域で測定することを意図して選ばれた。粒子検出器の立体角は標的核に対する距離を変えることにより8.3~40msrの範囲で可変であり、ひらき角は前面に付けられたスリットを付け変えることにより可変であって2.7°から6.5°である。前方（20°~40°）に散乱される粒子の測定では弾性散乱の粒子によりSSDが損傷を受け、また高い計数率によってdead timeを生じるのを避ける為に140 μ mのアルミニウム吸収体を前面においた。アルミニウム吸収体をつけない時には電子をsweep outする為のマグネットを前面に付けた。立体角は前方では40msr、後方では8.3~27msrであった。

2.2.3 装置の較正

2.2.3.1 γ 線円偏光測定装置の較正

γ 線円偏光測定装置の偏極分解能を較正する方法としては、 β 粒子からの制動輻射 γ 線の円偏光の測定が知られている〔SC58B, BI59〕。これは、 β 崩壊のバリティ非保存により制動輻射される γ 線が円偏光をもつことを利用するもので、 γ 線のエネルギーが高い程円偏光が大きい。本実験においても ^{90}Sr - ^{90}Y 線源を用いての較正を試みた。しかし、使用した100 μ Ciの線源からの制動輻射 γ 線は大きな偏極が期待できる高エネルギー領域ではサイクロトロンや周囲のコンクリートからのバックグラウンドの0.2%以下の計数しかなくこれから磁化の方向を変えた場合の非対称を測定することは困難であった。そこで、次のような方法で較正を行った。

Haywardらは $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha')^{12}\text{C}^*(4.4\text{MeV})(E=22.75\text{MeV})$ という反応について α 粒子と γ 線の角相関及び α 粒子と γ 線の円偏光の同時測定を行っている〔HA70〕。この実験では角相関の測定により残留核の核偏極の絶対値を決め、円偏光の測定によりその符号を決定しており核偏極の値に対する信頼性は高いと考えられる（図2-7）。そこで、今回製作された γ 線円偏光測定装置によりHaywardらと同じ測定を行うことにより装置の較正とすることにした。この方法には次のような利点がある。

- (1) 先に述べた装置の対称的配置が使える。
- (2) 粒子と γ 線の両方で残留核の励起状態が指定されるので偽の量が入り込む可能性が少ない。

本装置では α 粒子の測定角度が可変であるので円偏光が最も大きいと期待される 160° で測定を行った。円偏光の値を散乱後の γ 線のエネルギーの関数として図2-8に示す。 γ 線は単色であるので2.1.3のモンテカルロ計算の結果と直接に比較でき、散乱後の γ 線エネルギーに対する分解能の分布及び透過率の分布(図2-9)を良く再現していることが分かる。

2.2.3.2 粒子検出器の較正

各粒子検出器の利得は毎実験時に ^{241}Am からの α 線により較正されたバルサーからの信号を `charge terminator` を介してプリアンプに入力し、2組のE、 ΔE 検出器の波高が同じになるように較正を行った。また、Eと ΔE の利得の比は粒子識別の際に用いられた。

2.2.3.3 NaI検出器の較正

NaI検出器は毎実験時に標準線源を用いて利得を調整した。磁場の方向を変えることにより利得及び γ 線のしきい値は5%程度変化する。これらは γ 線のスペクトルの形、特にピーク位置を基準にして `off line` のデータ処理で補正される。また、この非対称は2.2.1節で述べた装置の対称的な配置によっても除去され測定結果には影響を与えていない。

2.3 測定

2.3.1 ビーム

本研究で用いたビームはすべて理化学研究所サイクロトロンから引き出されたビームである。使用したビームを表2-3に示す。 γ 線円偏光測定装置はサイクロトロン棟の小照射室の第5コースに設置された。サイクロトロンから引き出されたビームは偏向電磁石、四重極電磁石を経て振り分け電磁石で曲げられ、四重極電磁石によりスリット位置に収束しさらに四重極電磁石により標的上に像を結ぶ(図2-10)。ビームスポットの大きさはビームをZnSに当てて出るシンチレーション光をモニターしながらスリットで調整され、標的上で 6mm^ϕ 以下になるように絞られた。実際には多くの場合に 3mm^ϕ 以下で測定することが可能であった。時によって `stray` ビームと呼ばれる弱いビームが主ビームからそれて標的中心から離れた位置に当たることがあったが、これは

装置のすぐ上流に8~10mm^φのスリットからなるバッフルを入れることにより取り除いた。この場合バッフルから出るγ線はNaI検出器に直接入るのでバッフルの外側につけた鉛粘土でシールドされた。ビームの強度については以下の点により制限した。

計数率を大きくする為にビーム電流を大きくした場合には測定上次のような不都合が生じる。

- (1) 偶然同時計数の増加。
- (2) NaI検出器の利得の変動。
- (3) dead timeの増加。

(1)は真の事象がビーム電流に比例するのに対し偶然同時計数はビーム電流の2乗に比例することによる。偶然同時計数はサイクロトロンビームがパルス的である為時間スペクトルから評価し差し引くことができる(図3-1)が総計測数に対する統計誤差を大きくする効果がある。粒子の計数率を N_p 、γ線の計数率を N_γ 、γ線円偏光測定装置の透過率を T_γ 、サイクロトロンビームバーストの間隔を τ としたとき

$$N^{true} = N_p M_\gamma T$$

$$N^{acc} = N_p N_\gamma \tau$$

$$\frac{N^{acc}}{N^{true}} = \frac{N_\gamma \tau}{M_\gamma T}$$

により評価でき、 $N_\gamma = 20 \text{ kcps}$ では $\frac{N^{acc}}{N^{true}} = 5.2\%$ となる。またビームをコリ

メートするバッフルなどからのバックグラウンドのγ線は標的核からのものの15%以下になるようにシールドを行った。(2)はNaI検出器の光電子増倍管の性能にもよるが、γ線線源によるテストでは計数率が30kcpsを越えると利得にふらつきが見られた。(3)は主にADCにおいて計数率に処理が追いつかなくなる現象であるが、本実験においては粒子とγ線の同時計測を行う為測定回路の部分で事象を選別しておりADCに入る事象の数を減らしている為に問題にならない。また、前方角度における測定では弾性散乱粒子の収量が大きく粒子測定器でdead timeを生じる可能性があるので前述のようにアルミニウム吸収体により弾性散乱粒子を止めた。

以上の事情によりビーム電流は N_γ が20~25kcps以下になるように制限した。

2.3.2 標的核

標的核は ^{70}Ni , ^{93}Nb , ^{169}Tb , ^{181}Ta , ^{197}Au の市販のフォイルを用いた。これらの厚さを

表2-4に示す。軽粒子の角度分布の測定及び⁷Liビームに対しては¹⁵⁹Tbのみ用いた。⁶Liビームに対して¹⁹⁷Auを用いた。標的核はビーム軸に対し直交するように置かれた。標的核の汚れについては後述する。

2.3.3 収量の評価

注目している軽粒子の散乱断面積を $d\sigma/d\Omega$ (mb/sr), 粒子検出器の立体角を $\Delta\Omega$ (msr), 標的核の厚さを t (mg), 標的核の質量数を A , 入射粒子の原子番号を z とし, 注目している反応の γ 線多重度 M_γ , 透過率 T を用いると同時計測の収量は一つの粒子- γ 線の組み合わせに対しビーム電流1 nA当たり

$$N = 3.76 \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega M_\gamma T \frac{tC}{Az}$$

で与えられる。たとえば,¹⁵⁹Tb(¹⁴N, α)反応(115 MeV)の場合3.4 mg/cm²の標的核を用いた場合には $\theta = 30^\circ$ で2.5 cpsの収量が期待できる。粒子検出器と γ 線円偏光測定装置に4通りの組み合わせがあるので一日の測定で 1.7×10^6 の収量があり非対称の統計誤差はエネルギーについて積分したものに対して $\sim 0.1\%$ 程度に押さえることができる。これは、核偏極の値を15%以下の精度で測定できることに相当する。

2.3.4 測定回路

実験装置から出される信号は γ 線からのものが二つ, 粒子検出器のE, ΔE の信号が各二つの計6である。これに粒子と γ 線の時間間隔の情報を処理しなければならない。一方オンラインデータ処理用の計算機OKITAC4500Cには4次元までのリストデータを処理できるインターフェイスしか備わっていないので, これらの情報を4次元にまとめた。多重コインシデンス事象を別にすれば, 同時に処理すべき信号はE, ΔE , 時間情報, E_γ の四つなのでこれにどの組み合わせの同時計測かの”振り分け信号”の情報をデータの上位ビットに付加してやればよい。従って, 測定回路の構成は次のようになる(図2-11)。測定回路はNIMモジュールにより組まれ, 以下の部分に分けられる

(1) fastコインシデンス法によりEと ΔE のパルスが同時にきている事象を選択する。(回路の雑音, 宇宙線によるものなどを落とす)

(2) 粒子と γ 線の時間差をTAC(Time to Amplitude Converter)によりアナログ量のパルスに変換し640 ns以内の時間差で入った事象のみを選択する。(この中には真の事象の他偶然同時計測によるものも含まれている, 3.1.1参照)

(3) 粒子とγ線のどの組み合わせの事象なのかを異なる波高をもつパルスを作り出すことによって識別する。同時に2つのγ線検出器または粒子検出器に入った場合はパルスの重なりによってSCA (single channel analyzer) の上限を越えるため除去される。この出力をADCに入れ上位2bitをルータービットとして利用する。

(4) 波高のゲート：TAC信号と”振り分け”信号の両方が揃っていることを条件にしてLGS (Linear Gate Stretcher) はEなどのパルスを通過させADCに信号を送る。

このように処理された情報は各スペクトルを測定時にモニターするとともに磁気テープに事象ごとに記録され、後日、理化学研究所の大型計算機FACOM M200, M380を用いて解析された。

この回路系では多重同時計測事象は除去した。fast coincidenceの早い段階で事象を選別することにより偽の事象の混入を防ぎ回路論理を単純化する為である。多重同時計測事象とは反応から放出された複数の粒子(γ線)が同時に二つの粒子検出器(γ線円偏光測定装置)に入り信号を出すような事象である。粒子の検出と同時に二つのγ線円偏光測定装置にγ線が入る事象は

$$N_i^T = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega M_\gamma \right)_i (M_\gamma - 1) T_1^T T_2^T (1 - P_\gamma A) (1 + P_\gamma A)$$

の割合で起こる。これは本来の同時計測に対し $(M_\gamma - 1)_i T_j^T \sim 0.05$ 程度存在する。この事象を除去することにより計数率は

$$N_{ij} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega M_\gamma \right)_i T_j^T (1 \pm P_\gamma A) \{ 1 - (M_\gamma - 1)_i T_j^T (1 \mp P_\gamma A) \}$$

となり非対称には

$$(P_\gamma A)' = P_\gamma A \left(1 + \frac{1}{4} (T_1^T + T_2^T) (M_\gamma^1 + M_\gamma^2 - 2) \right) - \frac{1}{4} (M_\gamma^1 - M_\gamma^2) (T_1^T - T_2^T)$$

のように影響する。 $M_\gamma^1 \sim M_\gamma^2$, $T_1^T \sim T_2^T$ だから第2項は無視できて $P_\gamma A$ には第一項の因子がかかるがこれは分解能を10%程度大きくする効果がある。粒子が二つ同時に計測される場合も同様であるが粒子の多重度はγ線ほど大きくない為本来の同時計測の0.3%以下であり分解能にはほとんど影響を与えない。

3. 解析方法

3.1 データの選別

γ 線の円偏光は前章で述べたように1%程度の非対称の測定による為、偽の事象の混入あるいは偽の非対称により大きな影響を受ける。この為、実験データから円偏光をもとめるには以下の手順で行った。

3.1.1 偶然同時計測の除去

2.4で議論したように測定データ中には偶然同時計測によるものが5%程度存在する。TACスペクトル(図3-1)は約640 nsの時間幅を持っているが、サイクロトロン周波数は $^{14}\text{N}(115\text{MeV})$, $^7\text{Li}(49\text{MeV})$ などに対しては約8 MHzなのでこの範囲内にはビームバーストが五つ存在する。この中で真の同時計測による主バーストを含む前半の2バーストに入った事象からは偶然同時計測のみからなると思われる後半の2バーストに入った事象を差し引くことにより偶然同時計数による事象を除去した。

3.1.2 標的核の汚れ

インビームの実験においては数十時間にわたって標的核にビームを照射する為に真空ポンプの油などに由来すると思われる ^{12}C , Hなどが標的核に付着する。この ^{12}C , Hの量は時間とともに変化する上に、これらがビームと相互作用して放出される軽粒子は標的核の場合と同様な連続スペクトルを示す為にこれらの寄与を定量的に評価することが困難である。しかし標的核の汚れに起因する軽粒子はクーロン障壁の差の為にエネルギースペクトルの低いエネルギー側の肩の部分に現れている(図4-2(d))。 $^{12}\text{C}+^{14}\text{N}$ 反応により放出される軽粒子は主に複合核反応を経たものであり[OL74]核偏極は0であってMaxwell型のスペクトルをしていると考えられる[SU82]から肩の形からその寄与が評価できる。本研究では高エネルギーで放出される軽粒子に注目しており、肩の部分より高エネルギーで放出される軽粒子は ^{12}C によるものは標的核によるものの1%以下なのでその寄与は無視できる。またHの汚れは陽子放出チャンネル以外では寄与しない。

3.2 偽の非対称の除去

3. 2. 1 吸収体の補正, ΔE の厚さの差

偶然同時計測を差し引かれたデータはさらにアルミニウムの吸収体でのエネルギー損失を補正され粒子識別される。このさい ΔE カウンターでの厚さがSSDにより少し異なるので粒子識別スペクトルに少しずれが生じる。しかし粒子識別スペクトルでは各粒子は十分分離されているので(図3-2)カウンター毎にゲートを設定することにより粒子識別に混ざりが生じることはない。仮に、粒子識別のゲートに粒子検出器1と2による差が生じていたとしても前に述べたように検出器固有の偽の非対称は除去されるが、粒子識別のスペクトルや γ 線の利得、しきい値などは各RUNごとにチェックし対称性を高めるようにした。

3. 2. 2 測定回路による偽の非対称の除去

前述したように、 γ 線円偏光測定装置と粒子検出器の二重に対称な配置により検出器に固有の幾何学的な非対称は除去されている。しかし、前章で述べたように測定回路は四つの同時計測の組み合わせに対し完全に対称な取り扱いをしてはいないので回路の雑音信号などに対するしきい値の設定などによっては差異を生じる恐れがある。この効果は四つの同時計測の組に対して

$$N_{ij}' = \alpha_{ij} N_{ij}$$

のように因子が掛けられることに相当する。このとき2. 2で論じた x は

$$x' = \sqrt{\frac{\alpha_{11}\alpha_{22}}{\alpha_{12}\alpha_{21}}} x \equiv \alpha x$$

のように変わり、 $\alpha = 1 + \delta$ として見掛けの非対称を求めると、

$$(P_\gamma A)' = P_\gamma A + \delta$$

となって δ だけ非対称の値がずれたように見える。この効果は電子のスピン方向に依存しない。一方 A は電子のスピン方向により符号を変えるから真の円偏光を P_γ とした時に電子のスピン偏極方向が標的核に対して外向きのとき

$$x^+ = \frac{1+P_\gamma A}{1-P_\gamma A}, \quad x'^+ = \alpha \frac{1+P_\gamma A}{1-P_\gamma A}$$

内向きならば

$$x^- = \frac{1-P_\gamma A}{1+P_\gamma A}, \quad x'^- = \alpha \frac{1-P_\gamma A}{1+P_\gamma A}$$

であるので

$$\sqrt{\frac{x'^+}{x'^-}} = \sqrt{\frac{\alpha x^+}{\alpha x^-}} = \frac{1+P_\gamma A}{1-P_\gamma A}$$

という量を x の代わりに用いることにより偽の非対称を除去することができる。本実験では一定の時間毎に電磁石電流の極性を反転させることにより電子のスピン方向を逆転させている。測定時に磁化の反転によって円偏光の値が 0 について対称になっているかどうかをみることにより偽の非対称の有無をチェックした。

3. 2. 3 ビームスポットの変動による偽の非対称

ビームスポットの位置は γ 線が直接 Na I 検出器に入らないという条件から γ 線円偏光測定装置の中心から 6mm° 以内（実際には 3mm° 程度）になるように制限されているが、測定の途中でイオン源やビーム輸送系の状態が変化するなどの理由によってスリットにより決まる像の内部でビームスポットの位置（強度分布）がずれることがありえる。

ビーム位置 1 に時間 t_1 、ビーム位置 2 に時間 t_2 だけビームが当たったとすると、

$$N_{ij} = \sum_{k=1}^2 t_k \varepsilon_i^k T_j^k (1 \pm P_\gamma A_k), \quad \varepsilon_i = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta Q M_\gamma \right)_i$$

これから非対称を計算すると

$$P_\gamma' = P_\gamma A' \left[1 - (1 - \delta^2) \times O(2) \right]$$

$$A' = A(1 + \delta \Delta A) = \frac{t_1 A_1 + t_2 A_2}{t_1 + t_2}$$

$O(2) = \Delta \varepsilon_i, \Delta T_j, \Delta A$ の 2 次以上の項

ここで、

$$\delta = \frac{t_1 - t_2}{t_1 + t_2}, \quad \Delta \varepsilon_i = \frac{\varepsilon_i^1 - \varepsilon_i^2}{\varepsilon_i^1 + \varepsilon_i^2}, \quad \Delta T_j = \frac{T_j^1 - T_j^2}{T_j^1 + T_j^2}, \quad A = \frac{A_1 + A_2}{2}, \quad \Delta A = \frac{A_1 - A_2}{A_1 + A_2}$$

とおいた。つまり、粒子検出器や Na I 検出器のビームスポット位置による検出効率の違いはやはり 2 次のオーダーでしかきかない。偏極分解能のビームスポット位置による違いについては時間平均を取ったことに相当している。 ΔA はモンテカルロ計算によればビームスポット 1 mm のずれに対し 1% 程度なので平均偏極分解能にはビームスポット中心の値に対して最大 $\pm 3\%$ 程度の誤差が生じ得る。

3. 3 核偏極の評価

測定された非対称から残留核の核偏極を求める為には、まず、偏極分解能を用いて γ 線円偏光を求め次にこれから残留核の核偏極を求める。前者の過程では標的核から直接 Na I 検出器に入る

γ 線や中性子によって非対称が影響を受けることを考慮しなければならない。この点を3.3.1, 3.3.2で議論する。後者の過程は γ 線の多重極度に依存している。これについては3.3.3で述べる。

3.3.1 中性子及び γ 線の直接入射

重イオン核反応では軽粒子にともない中性子も放出されNaI検出器に入る。中性子を γ 線と区別するには(1) γ 線と中性子の飛行時間差をみる、(2)液体シンチレーターなどを用いて波形解析を行う、などの方法がある。しかし、本測定ではTACの時間分解能に比べ中性子と γ 線の飛行時間差が小さく(1)の方法は使えない。また(2)の方法も検出効率の点で使えない。中性子は複合核からの蒸発により放出されると考えられるので核偏極には依存せず、測定された核偏極を見掛け上小さくするような効果をもつ。この効果を評価してみよう。

簡単の為に粒子検出器と γ 線円偏光測定装置が一組の場合を考える。磁場が正方向での収量を N_γ^+ 、逆方向での収量を N_γ^- とすると中性子が入らない時の非対称が

$$A = \frac{N_\gamma^+ - N_\gamma^-}{N_\gamma^+ + N_\gamma^-} \equiv \frac{\Delta N_\gamma}{N_\gamma}$$

であるのに対し中性子が入った場合は

$$A' = \frac{\Delta N_\gamma}{N_n + N_\gamma} = \frac{N_\gamma}{N_n + N_\gamma} A \equiv fA, \quad f = \left(1 + \frac{N_n}{N_\gamma}\right)^{-1}$$

となり、偏極分解能は $\frac{N_n}{N_\gamma}$ に応じて悪くなる。中性子の収量 N_n と γ 線の収量 N_γ の比は

$$\frac{N_n}{N_\gamma} = \frac{M_n T_n \epsilon_n}{M_\gamma T_\gamma \epsilon_\gamma}$$

で与えられる。ここで $M_\gamma (M_n)$, $T_\gamma (T_n)$, $\epsilon_\gamma (\epsilon_n)$ は反応で放出される γ 線(中性子)の多重度、透過率及びNaI検出器での検出効率である。中性子は残留核からの蒸発により放出されるからMaxwell型のエネルギースペクトルをもつと考えられる。Maxwell分布の温度パラメタは複合核の励起エネルギーから約2MeVと評価できる。各エネルギーに対する検出効率の測定結果〔SH81〕を用いてこのスペクトルに対するNaI検出器の検出効率を計算することにより $\epsilon_n = 0.46$ が得られた。 γ 線に対するしきい値は γ 線のエネルギーが低い為約230keVにとっているがこれは平均入射エネルギーとしては300keVに対応する。そこで ϵ_γ としては300keV以上の γ 線に対しては1に、300keV以下のものについては0にとった。これは残留核がDyのような変形核領域に属する場合は約3本の γ 線がしきい値により失われたことに相

当する。同様に中性子に対してはしきい値は700 keVに相当し $\epsilon_n \sim 0.3$ となる。次に透過率については γ 線の透過率はモンテカルロ計算によって(全立体角について) $T_\gamma = 0.0044$ と与えられている。中性子に対しては、NaI検出器の代わりにパルス波形から中性子と γ 線を弁別できる液体シンチレーターNE213を用いて鉛シールドの効果、鉄の表面での散乱の効果調べた結果、鉛シールドでは中性子の約50%が吸収され鉄では約6%が散乱されることが分かった。これは中性子の全立体角に対する透過率が $T_n = 0.0131$ であることに対応する。 γ 線と中性子の多重度は同時計測する粒子の種類、エネルギーに依存する。

3.3.2 γ 線多重度の影響

放出粒子の測定角度によっては直接分解反応、逐次的分解反応などの寄与が大きくなりこれが γ 線多重度に影響を与えることがある。逐次的分解反応の場合、残留核は10 MeV程度の励起をすることが知られており〔SH77〕0~1個の中性子が放出される。この反応の断面積、 γ 線多重度を離散的 γ 線との同時測定により反応チャネルを分けることにより求めると、断面積は最前方でも包括的断面積の60%以下であり γ 線の多重度は1~3である。軽粒子が単独で放出される場合の γ 線多重度は13~16であるから、これは平均多重度をかなり小さくしているように見える。しかし、重要なのは平均の多重度ではなく各事象でもちこまれた角運動量なのである。本測定では粒子と γ 線とを同時に計測しているので γ 線多重度の重みによってこれらの反応による事象の寄与は相対的に小さくなり、実際には大きな影響はない。また、 γ 線多重度を粒子と γ 線の同時計測の収量と粒子の包括的断面積の比として求めると α 粒子が前方に放出された場合に γ 線多重度が小さくなるように見える〔UT79〕が、これは前方では $2\alpha \times n$ 、 $3\alpha \times n$ のように終状態で α 粒子が複数個放出されるようなチャネルの収量が大きくなる為であり1事象に対する γ 線多重度としてはあまり変わらないことに注意しなければならない。

3.3.3 γ 線円偏光と核偏極の関係

γ 線の円偏光 P_γ から残留核の核偏極 P_z を求めるには、 γ 線の多重極度及び遷移の型を知らねばならない。その為に、重イオン核反応で高励起した核がどのようにエネルギー、角運動量を失っていくか考えてみよう。速軽粒子を放出した核はまず中性子を蒸発させる。中性子は角運動量をあまりもちださないが($\sim 1h$)、分離エネルギーと運動エネルギーにより1個当たり約10 MeVのエネルギーを残留核から持ち出す。この蒸発は残留核がそれ以上に中性子蒸発を起こせなくなるまで、すなわち、残留核のエネルギーが回転エネルギーと中性子の分離エネルギーの和以下になるまで続く。中性子が蒸発できなくなると統計的 γ 線と呼ばれるE1遷移の γ 線によりエネルギーが

失われる。この γ 線は中性子と同様に残留核からの”蒸発”現象と考えられ、指数関数型のエネルギー分布を持ち、終状態の状態密度だけで遷移の型が決まると考えられている〔NE67〕。この γ 線は平均的には角運動量をほとんど持ち出さず、約3～4本放出されることが分かっている〔SA78〕。残留核はこの状態で回転エネルギーだけで励起しているような状態（これをYrast状態とよび、同じ大きさの核スピンをもつ状態の中で最もエネルギーが低い状態を意味する）に到達し、主にstretched E2遷移により角運動量を $2\hbar$ ずつ持ち出して基底状態に至る。これらの遷移をYrast cascadeとよぶ。この γ 線は回転バンド間の遷移による為、エネルギーが比較的低い。これらの二種類の γ 線は γ 線エネルギーにより大別され、 $E \leq 2\text{MeV}$ ではYrast型 γ 線、それ以上のエネルギーでは統計的 γ 線が多いことが知られている〔W080〕。しかし、本実験ではCompton散乱された γ 線を測定しているの測定された γ 線のエネルギースペクトルによって二種類の遷移の γ 線を区別することは困難である。stretched遷移の γ 線の円偏光は放出する核の核偏極を反映するのに対し統計的 γ 線は核偏極にはほとんどよらない。統計的 γ 線の数 M_γ は γ 線を放出し始める状態の励起エネルギーにより決まりほぼ一定であるので γ 線多重度 M_γ からYrast γ 線の数を知ることができる。そこで、円偏光と核偏極の関係を M_γ をパラメタとして求めた（付録）。その結果、円偏光と核偏極の関係はほぼ線形であって、たとえば、 $M_\gamma=13$ の時にはstretched E2遷移に対して $P_\gamma=0.74P_z$ の関係が得られ

る。 $r = \frac{P_\gamma}{P_z}$ の値を前項のA'に掛けたものが核偏極に対する実効分解能A''である。

$^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, \alpha)$ 反応 ($E = 115\text{MeV}$) に対し、 α 粒子のエネルギー領域別に分解能を求めたものを表3-1に示す。 M_γ は実験的に求めた値を用いた〔UT81〕。 γ 線の多重度の内3本は統計的 γ 線であるとし、さらに3本はNaI検出器のしきい値の為に観測されないとしている。放出される α のエネルギーが増加するにつれ、 M_n と M_γ は同じように減少するので、実効分解能の値は放出粒子のエネルギーにほとんど依存せず、測定された非対称度のエネルギー依存性は核偏極のエネルギー依存性を現していると思倣せる。 $^{159}\text{Tb}+^{14}\text{N}$ 反応以外の場合及び α 粒子以外の放出粒子の場合については M_γ , M_n のデータが得られていないので前述のように励起エネルギーから評価して同様の計算を行うことにより実効分解能を求めた。従って、実効分解能の評価における誤差が大きいことを注意しておく。結果を表3-2に示す。 $(^{14}\text{N}, \alpha)$ 反応については励起エネルギー、移行角運動量がほぼ同じなので実効分解能の値もほぼ同じである。 $(^6\text{Li}, \alpha)$ 反応については励起エネルギーも移行角運動量も小さく、 M_γ が小さくなり統計的 γ 線や中性子の効果が相対的に大きくなるため実効分解能も小さくなっている。後者に対しては特に高エネルギーの α 粒子が放出される場合 M_γ がかなり小さくなるので慎重な取り扱いが必要である。（付録）

3. 4 誤差の評価

円偏光の測定上生じる誤差としては次の三つがあげられる。

- (1) 統計誤差
- (2) 偏極分解能の誤差
- (3) 装置の系統誤差

この内(3)についてはこれまで述べてきたように一次のオーダーでは無視できるのでここでは(1)と(2)について述べる。

3. 4. 1 統計誤差

これまでの考察で非対称の値を得る為には八つの量に関与することが分かった。粒子検出器二つと γ 線円偏光測定装置二つからの組み合わせ四通りのそれぞれに対してTACの”真の同時計測”と偶然同時計測とである。これらの量から2.1で計算した P_γ の誤差を求めよう。まず、これらを N_{ij}^{true} , N_{ij}^{acc} と書く。偶然同時計測の差し引きにより、誤差は

$$N_{ij}^{sub} \pm \delta N_{ij}^{sub} = (N_{ij}^{true} - N_{ij}^{acc}) \pm \sqrt{N_{ij}^{true} + N_{ij}^{acc}}$$

となる。次に x の誤差は、

$$\delta x = \frac{1}{2} x \sqrt{\sum_{ij} \left(\frac{\delta N_{ij}^{sub}}{N_{ij}^{sub}} \right)^2}$$

さらに、非対称の誤差は、

$$\delta P_\gamma = \frac{1}{A} \frac{2\delta x}{(1+x)^2}$$

から

$$\delta P_\gamma = \frac{1}{A} \frac{x}{(1+x)^2} \sqrt{\sum_{ij} \left(\frac{\delta N_{ij}^{sub}}{N_{ij}^{sub}} \right)^2}$$

と求められる。ここで、 $x \sim 1$, $N^{acc} \sim 0.05N^{true}$ であり、 N_{ij}^{sub} は各組み合わせに対してほぼ同じなので N とおくと、

$$\delta P_\gamma \sim \frac{1}{A} \frac{1}{\sqrt{4N}}$$

となって誤差はほぼ総計測数の平方根に逆比例することが分かる。この項では電子のスピン方向

については考慮しなかったが、これについても同様の考察が成り立っている。

また、偶然同時計数の寄与を無視し、 N_{ij} について 2. 2. 1 の式を代入すると

$$\delta P_r \propto \frac{1}{A} \sqrt{\frac{1 - (P_r A)^2}{T}}$$

となる。通常、 $P_r A \ll 1$ だから

$$\delta P_r \approx \frac{1}{A\sqrt{T}}$$

従って、 $A^2 T$ を最大にすれば P_r の統計誤差が最小になる。この量が figure of merit である。

3. 4. 2 偏極分解能の誤差

2. で述べたように、 γ 線円偏光測定装置の偏極分解能の値自体はモンテカルロ計算の値を良く再現している。しかし、重イオン核反応からの γ 線を測定する場合には次のような問題が生じる。

- (1) 多数の γ 線を対象にしており、その幾つかは連続状態からの γ 線である為、偏極分解能の Na I 検出器のパルス高に対する依存性が不明である。
- (2) 前節で述べた中性子などの効果による誤差
- (3) 多重同時計測を無視した効果

(1) については、むしろ、単色の γ 線について見られるような分解能の γ 線エネルギー依存性が平均化されてしまうことが期待されるが、実際、 $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, \alpha)$ 反応 ($E = 115 \text{ MeV}$, $\theta = 30^\circ$) については非対称は Na I 検出器のパルス高にほとんど依存していない (図 3-3)。従って、分解能の値は E_γ について平均したものをを用い、Na I 検出器のパルス高については約 230 keV のしきい値以上のものをすべて受け入れることとした。(3) の効果については 2. 4. 4 の議論から判るように γ 線多重度の値に誤差があったとしても分解能の値はその 1% 程度しか変化しない。従って、分解能の誤差は主に中性子や γ 線の多重度評価に起因するものであって 10% 程度であると評価できる。4. 以下で示す実験結果には統計誤差のみが表示されているが核偏極の絶対値にはさらにこのような誤差が存在していることを注意しておく。

4. 実験結果

4. 1 ^{14}N による反応

本研究では ^{14}N ビームと $^{6,7}\text{Li}$ ビームを用いて速軽粒子放出現象を調べた。測定された反応を表4-1にまとめる。 ^{14}N による反応については速軽粒子放出現象に対して種々の物理量が測られており又本研究でも標的核、粒子放出角度、エネルギーについて核偏極を系統的に調べたのでまず ^{14}N による反応から結果を示そう。

4. 1. 1 核偏極の概観

^{14}N による反応における残留核の核偏極の全体的傾向をみる為に、 $^{159}\text{Tb}+^{14}\text{N}$ 反応で $\theta_{lab} = 50^\circ$ にさまざまな粒子が放出された場合の核偏極を放出粒子別にみてみよう(表4-2)。重い粒子が放出される場合は同時に放出される γ 線の数が少ない〔IS76〕為に核偏極の絶対値の誤差は表に示された統計誤差よりも大きいことに注意しておく。核偏極は放出粒子が重い場合には大きな負の値をもち、軽くなるに従い値が小さくなり正に向かうという傾向をもっている。エネルギースペクトルは放出粒子が重い場合はビーム速度を中心としたベル型をしており〔NA80〕、放出粒子が軽くなるとMaxwell型に近づいている。このことは次のように考えると理解できる。1. 2で負の核偏極が正の偏向角に、正の核偏極が負の偏向角に対応することを述べた。放出粒子が重い場合は反応が主に弾性散乱による、すなわち、入射粒子は標的核と少数回のエネルギー、核子の移行、散乱を行っただけでビームに近い速度で元の弾性散乱の軌道に近い方向に放出され正の偏向角をもったと解釈される。一方、放出粒子が軽くなると移行する核子数が多くなる為に多段階的な反応も起こり、反応時間が長くなるにつれ負の偏向角を指向する傾向が現れ、核偏極の絶対値は反応の多段階性を反映して小さくなっていくと考えられる。また、エネルギースペクトルはより統計的要素が強まる為、終状態の準位密度を反映したMaxwell型に近づいている。これは重い入射粒子の場合の深部非弾性散乱に相当する反応と考えられよう。このような傾向は少数核子移行反応での円偏光を測った例〔TR77, LA78〕や放出陽子の偏極を測定した例〔SU82〕と一致している。

4. 1. 2 標的核依存性

次に幾つかの標的核に対して α 粒子が $\theta_{lab}=30^\circ$ に放出される場合の核偏極の値を放出粒子のエネルギーの関数として図4-1に示す。軽い標的核(^{64}Ni , ^{93}Nb)の場合にはすべての放

出エネルギーに対して前項で述べたような小さな核偏極の値を示している。しかし、標的核が重くなると (^{159}Tb , ^{181}Ta) 核偏極の様相はかなり変わってくる。核偏極は放出粒子のエネルギーに対し大きな依存性をもつ。低エネルギー部では軽い標的核の場合と同様に小さな核偏極を示しているが、 $E \sim 30 \text{ MeV}$ では大きな負の値となり、さらに高エネルギーでは0から正の値をもっている。一方、エネルギースペクトルを比較すると、軽い標的核の場合にはエネルギーとともに指数関数的に減少する Maxwell 型に近いのに対し、標的核が重くなると $E \sim 30 \text{ MeV}$ 付近で Maxwell 型からのずれがみられる。すなわち、この付近ではスペクトルは負の曲率を示し、Maxwell 分布に加えて別の成分が加わっているように見え、反応機構の質的な変化を示唆している。

α 粒子は、上で考えたような反応の他、完全融合反応による複合核からの蒸発や、 ^8Be などからの逐次崩壊としても観測されることが知られている。しかし、前者の寄与は、ほとんどが平衡状態からの寄与と考えられる後方放出角でのエネルギースペクトルから評価することができ、 α 粒子のエネルギーが 25 MeV 以上の領域では無視できる (図 4-2)。また、 ^8Be からの α 粒子は前述したように γ 線多重度の重みによりその寄与は小さくまた ^8Be が放出される場合の核偏極も同じように負であるので (表 4-2) 補正を行っても核偏極の結果はほとんど変化しない。従ってこのエネルギー依存性は速軽粒子放出の本質に関わるものであろう。

4. 1. 3 角度分布

そこで、反応機構をより詳しくみる為に ^{159}Tb を標的核とする場合について核偏極の α 粒子の放出角度に対する依存性を調べた。結果を図 4-3 に示す。核偏極は放出エネルギーについて $\theta_{lab} = 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ$ で類似した振舞を示しているが、負の dip での核偏極の大きさは 40° 付近が最も大きく前方及び後方では小さくなっている。これは、核偏極を α 粒子放出角度とエネルギーの等高線図で表すとよりはっきりする (図 4-4)。核偏極の極小は $E \sim 30 \text{ MeV}$, $\theta_{c.m.} \sim 40^\circ$ の付近に存在する。この点はビーム速度及び反応のかすり角 (grazing angle) に対応していることに注意しよう。かすり角は入射核と標的核が擦れあうような散乱をしたときの偏向角であって放出粒子の質量が入射粒子と異なるような場合は入口チャンネルと出口チャンネルを別に取り扱わねばならない。しかし偏向角は粒子の運動エネルギーとクーロンエネルギーの比によって決まるので今のように $A \cong 2Z$ の核ではビーム速度をもつ放出粒子に対しては弾性散乱のかすり角とあまりかわらない。一方、同時に示されている α 粒子の微分断面積にはこの位置に極値は存在しない。

このような核偏極の放出粒子、標的核、角度、放出エネルギーについての系統性を総合すると速 α 粒子放出には少なくとも 2 つのタイプの反応機構が関与していると考えられる。一つは、

^{na}Ni , ^{93}Nb を標的核とする場合に典型的に見られたように小さな核偏極を示し、 α 粒子が Maxwell 型のエネルギー分布をもつような過程であり、広い放出角度範囲で存在する。これは多段階の過程によるものと考えられる。もう一つは ^{159}Tb , ^{181}Ta の標的核でビーム速度とかすり角の近傍に α 粒子が放出される場合に見られたような大きな負の核偏極を示す過程である。後者はその特徴から直接反応あるいは、準弾性散乱に対応する反応ではないかと考えられる。

重イオンの軌道は核力とクーロン力のバランスで決まる。核力の寄与の方が強ければ重イオンは引力を受け二核の反応する時間が長くなるために多段階過程が優勢になる。クーロン力の寄与の方が強ければ逆に直接過程が起こりやすいだろう。本研究で見られた標的核依存性も標的核が重くなることによってクーロン力が相対的に強くなるので準弾性散乱的な反応の寄与が大きくなるとして定性的には理解できる。

4. 1. 4 208 MeV の ^{14}N による反応

福田ら〔FU85〕は本研究と同じ装置を用いて大阪大学核物理センターサイクロトロンからの 208 MeV の ^{14}N ビームにより $^{159}Tb + ^{14}N$ 反応から速軽粒子が 28° , 45° に放出される場合の核偏極を測定した。 28° での結果は陽子放出チャンネルにおいては核偏極はほぼゼロ、 d , t , α についてはビーム速度近くのエネルギーでは負、より高いエネルギーでは正と 115 MeV による結果と同じ傾向を示している（図4-5）。また 45° での測定では統計精度が悪いために放出 α 粒子のエネルギーについて積分した結果を示してある。この角度はかすり角よりかなり後方であって p , t , α で核偏極は正となっており負の偏向角をもつ多段階過程の寄与が大きくなってきていることがわかる（図4-6）。

4. 2 $^{6,7}Li$ による反応

4. 1 でみたような直接反動的な過程としては分解融合反応（または、重核片移行反応）が提案されている〔UD80〕。その典型的な例としては、 $(^{6,7}Li, \alpha)$ 反応が考えられる〔CA80, UT82〕。この反応は次のような特徴をもっている。

- (1) エネルギースペクトルはビーム速度に対応するエネルギーを中心とした運動量についてのガウス分布をしておりその巾は Serber モデル〔SE47〕で求めた巾に近い。これは分解融合反応の特徴に合致している（図4-8）。
- (2) 微分断面積を Wilczynski plot するとかすり角のあたりにピークをもっている（図4-9）。
- (3) 同時に放出される γ 線は大部分 $(^{6,7}Li, \alpha n \gamma)$ 反応からのものと同定されている。

つまり入射粒子が α と $d(t)$ に分解し α を放出した残りは標的核と融合したと考えられる。

(4) (${}^6\text{Li}, \alpha n \gamma$)反応の各 x のチャンネルに対する相対強度は($d, x n \gamma$)の場合の各 x のチャンネルの場合と似ており、さらに(${}^6\text{Li}, \alpha 3n \gamma$)反応のカスケード γ 線の相対強度は($d, 3 n \gamma$)反応のものに似ている。

(5) α 粒子と同時に放出される γ 線は強い非等方性を示し反応平面に垂直方向に大きく核整列して核片(d, t)の移行が一段階で起こったことを示している。

理論的にも ${}^6, {}^7\text{Li}$ は α と d のクラスター結合として良く理解されており〔CH82〕、また、(${}^6\text{Li}, d$)反応はクラスターをベースにしたDWBA計算により良く再現できることから $d(t)$ のクラスターの標的核への直接移行が起こりやすいと考えられる。

そこで、 ${}^{197}\text{Au}({}^6\text{Li}, \alpha)$ 反応(48 MeV)、 ${}^{159}\text{Tb}({}^7\text{Li}, \alpha)$ 反応(49 MeV)で 40° で α 粒子を検出した時の γ 線円偏光を測定した。結果を図4-7, 4-10に示す。核偏極の値は予想どおり大きな負の値を示し、その大きさは(${}^{14}\text{N}, \alpha$)反応での負の最大値にほぼ等しい。 $({}^7\text{Li}, \alpha)$ 反応では γ 線円偏光は α 粒子のエネルギーに依存しており、ビーム速度付近ではほぼ一定の負の値を示しているが、より高エネルギーの α 粒子が放出される場合には正の偏極を示しているようにも見える。しかし、(${}^6\text{Li}, \alpha$)反応に比べると、ここで測定した(${}^7\text{Li}, \alpha$)反応は、核子当たりの入射エネルギーが低い為、高速の α 粒子が放出される場合には移行される角運動量はかなり小さくなる。このような場合には、前述したようにカスケードに放出されるstretch E2遷移した γ 線の割合が小さくなるため γ 線円偏光の値と核偏極の対応が必ずしも線型ではなくなるので注意が必要である。実際 ${}^{197}\text{Au}({}^6\text{Li}, \alpha)$ 反応でNaI検出器に入る γ 線エネルギーのしきい値を上げるにより実効的にstretch E2遷移した γ 線の割合を減らして核偏極をみると(図4-12)、 α 粒子が35 MeV以下のエネルギーで放出される場合にはほとんど変化がないが40 MeV以上で放出される場合には核偏極は負から正へと大きく変わって入ることが分かった〔IE83〕。

(${}^7\text{Li}, \alpha$)チャンネルにかなり分解融合反応の寄与があるとすると、同じ機構で(${}^7\text{Li}, t$)チャンネルでも負の核偏極をもつと期待される。実際このチャンネルをみると負の核偏極が見られた(図4-11)。

4.3 実験結果のまとめ

今回得られた核偏極の実験結果によって軽い重イオンによる α 放出反応は次のような二つの局面をもつことがわかった。

(1) 多段階過程によると考えられる過程。核偏極は主に正の値を持ち、絶対値は小さい。

(2) 直接反的である過程。核偏極は負の大きな値をもつ。

(2) の反応は(^{14}N , ^{12}C) 反応のように移行核子数が少ないような場合や $^{6,7}\text{Li}$ のように入射粒子のクラスタ性が強い場合に顕著に見られる。移行核子数が多くなってくると連続的に(1)の反応に移行しており特に放出粒子のエネルギーが比較的高い場合や陽子放出チャンネルでは核偏極は正となっている。 $(^{14}\text{N}, \alpha)$ 反応で標的核が重い場合には(1)と(2)の反応の競合がみられた。この場合(2)の反応の寄与は放出粒子がかすり角近くにビーム速度で放出される場合に顕著であり、それより前方でも後方でも核偏極は小さくなっている。 α 粒子の放出エネルギーがビーム速度よりも低い場合には核偏極は小さくなり、高い場合には符号を変えて正になっている。この傾向は208 MeVでの(^{14}N , α) 反応でもみられた。

5. 議論

前章で得た核偏極の結果から速軽粒子放出反応について二つの反応機構が関与していることがわかった。ここでは以下のような問題について議論しよう。

- (1) これまでに放出陽子の核偏極や γ 線の円偏光の測定によって調べられた他の反応系における核偏極の結果は本研究で得られた系統的な結果と如何なる関係にあるか。
- (2) $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, \alpha)$ 反応では二つの反応機構の競合がみられたがそれぞれは反応にどのように寄与しているだろうか。
- (3) $^{159}\text{Tb}, ^{181}\text{Ta}(^{14}\text{N}, \alpha)$ 反応では放出粒子が高いエネルギーになると核偏極が符号を変えて正になったがこれはなぜであろうか。
- (4) すでに提出されている速軽粒子のモデルは本研究の結果を説明できるであろうか。

(1) については5. 1で他の結果との比較を行う。5. 2では(2)の問題を入射角運動量との関係で議論する。5. 3では(2)の問題とエネルギースペクトルとの関連について述べる。(3)については5. 4で拡張されたBrink模型によって核片移行反応での核偏極を求めそれによる説明の可能性を探る。(4)については5. 5で検討する。

5. 1 他の反応系での核偏極

1. 2で述べたように他の反応系に対して γ 線円偏光の測定による残留核、放出粒子の核偏極、放出された陽子、 ^{12}B の核偏極などが測定されている。ここではこれらを少数核子移行反応と多核子移行反応にわけて考察してみよう。

5. 1. 1 少数核子移行の場合

Wilczynskiは $^{232}\text{Th}(^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{K})$ 反応を解析して、この反応を準弾性散乱、深部非弾性散乱という2つのカテゴリーに分類し、それが重イオン間の摩擦という考え方で現象論的に理解できることを示した。そして、この考え方の正当性を試す為には残留核の核偏極を放出 γ 線の円偏光を測定することにより求めることを提案した〔WI 73 A〕。Trautmannらはこれを受けて $^{27}\text{Al}, ^{48}\text{Ti}, ^{58, 62}\text{Ni}+^{16}\text{O}$ 反応、 $^{40}\text{Ar}+^{16}\text{O}, ^{86}\text{Kr}+\text{Ag}, \text{Au}$ 反応などにつき $E/A \sim 7$ MeVの入射エネルギーのビームを用いて少数核子移行反応で放出粒子と同時に放出される γ 線の円偏光の測定を行っている。結果は $^{86}\text{Kr}+\text{Au}$ 反応を除き準弾性散乱で負偏極、深部非弾性散乱で正偏極という予想を裏付けるものであった。今回得られたデータにおいても放出粒子の荷電が大きい場合($Z=5 \sim 7$)には準弾性散乱的な反応によると考えられ、大きな負偏極が得られている。

一方, $^{86}\text{Kr} + \text{Au}$ のような重いイオン間の反応では核偏極はQ値によらず負になっている。核偏極の値は入射粒子と標的核の荷電の積に依存して滑らかに正から負へと変わっている〔TR80〕。入射粒子の軌道はクーロン力と核力との釣り合いによっており特定の l に対してはクーロン力が強くなる程偏向角が大きくなる。逆に粒子の測定角度を固定した場合にはクーロン力が強くなる程入射角運動量の大きな軌道のものゝ寄与することになる。この場合衝突パラメタが大きくなって多段階過程が起りにくくなっている訳である。言い換えると準弾性散乱は二核が擦れあうような軌道の場合(かすり角散乱)に起り他の角度ではより小さい入射角運動量による深部非弾性散乱の寄与が大きいことになる。

同じ動機から ^{12}B の β 崩壊非対称を利用して $^{100}\text{Mo} (^{14}\text{N}, ^{12}\text{B})$ 反応で放出される ^{12}B 粒子の核偏極を求めた例〔SU77〕がありこの場合も準弾性散乱と深部非弾性散乱に対応する核偏極が古典的な模型で予想されたように得られている。ただしこの場合には、高エネルギーで放出される ^{12}B の場合にさらに核偏極の符号が変わる現象が見出され、移行する粒子の運動量、角運動量の整合条件を考慮した準古典モデルで解釈された〔IS78〕。この点に関しては5.4で議論する。この測定結果は放出された ^{12}C 粒子からの γ 線の円偏光の測定によっても確かめられている〔TR81B〕。

また、Trautmannらは($^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$) 反応について微分断面積と核偏極のWilcynski plot (^{12}C の放出角度とエネルギーの関数としての2次元プロット)を得ている〔TR84A〕が、微分断面積と核偏極は対応した二つのピークを示している(図5-1)。これは少数核子移行反応では準弾性散乱と深部非弾性散乱の起こるQ値が異なる為微分断面積においても二つの反応機構が明確に分離して見える為であり、本実験の結果とは好対称を成している。

5.1.2 多核子移行の場合

Trautmannらは本実験に触発されて〔IS83〕、 ^{93}Nb , $^{144, 154}\text{Sm}$ を標的核にして($^{16}\text{O}, \alpha$) 反応の残留核の γ 線円偏光を測定した〔TR84B〕。結果は本実験で得られたものとほとんど同じであり、 $^{144, 154}\text{Sm}$ に対しては放出粒子のエネルギーとともに負から正に変わる核偏極が得られたのに対し、 ^{93}Nb に対しては核偏極はエネルギーによらず小さかった。

$^{16}\text{O} + ^{93}\text{Nb}$ 反応では後方の測定角度に対し核偏極が正の値を示している。彼らの入射エネルギーはわれわれのものより高く、測定角度はかすり角よりかなり後方になっていることに注意しよう。この結果をわれわれのものと総合すると、負の核偏極はかすり角の近くにのみみられ、それよりも後方でも前方でも核偏極は小さくなるのがわかる。これは前節でみた少数核子移行反応に類似しており以下のような考え方によって理解できよう。

Wilcynskiによる描像と同様に多核子移行反応でも直接に一段階での核片の移行は

l_{gr} に近い入射角運動量の場合に起こり放出粒子の偏向角は正であってかすり角に近い。相互作用の回数が増すにつれ、すなわち反応が多段階になるにつれて反応時間は長くなり持ち込まれた角運動量に応じて二核系は回転するので偏向角は小さくなりやがて負になると考えられる(図5-2)。従ってかすり角より後方では主に負偏向角の軌道をもつ多段階過程が寄与する為、核偏極は正の値を示す傾向があるが反応の多段階性によってスピンの移行にランダムな方向性が集積し核偏極の大きさは小さくなる。一方、かすり角より前方では比較的 0° に近い為、一般に標的核に対して反対側を起点とする散乱波との干渉の効果が強まり逆符号の偏向角の成分の寄与を受けやすくなるので核偏極は打ち消しあいやはり核偏極は小さくなる。

次に入射粒子による違いについて見てみよう。本実験では、 ^{14}N による反応と $^{6,7}Li$ による反応を比べて分かるように、入射粒子のクラスター的構造によって寄与する反応機構に差が現れたが、よりクラスター性が強いと考えられる ^{16}O による反応が ^{14}N による反応と核偏極にあまり差が見られない。これは、反応機構が移行核子数に大きく依存していることを示している。

また、陽子放出チャネルについては杉立ら〔SU82〕が $^{83}Nb+^{14}N$ 反応で放出される陽子の核偏極を測定している。彼らの得た核偏極の値は 20° 、 40° に放出される陽子について正である。これから求めた残留核の核偏極もやはり正であって、本研究の結果(表4-2)とも定性的には一致しており、放出粒子が軽くなる程多段階過程の寄与が重要になることを示している。

5.2 入射角運動量との関係

1. で述べたように重イオン核反応機構は入射角運動量(l_i)に強く依存している。 l_i は残留核に移行した角運動量(l_{ir})と放出された軽粒子により持ち出される角運動量(l_o)に分配されるが前者は主に残留核から放出される γ 線により持ち出され γ 線多重度(M_γ)と密接に関連している。そこで5.2.1では M_γ から得られる情報について議論する。また移行された角運動量による残留核のspin分布は核偏極だけでなく核整列によっても知ることができる。核偏極と核整列の関係について5.2.2.で議論する。

5.2.1 γ 線多重度との関係

3.2.6で述べたように残留核から放出される γ 線の多くはstretched E2遷移により角運動量を2 \hbar づつ持ち出す為 M_γ から l_{ir} を知ることができる。大まかには $l_{ir} \approx 2M_\gamma$ である。 l_i と l_{ir} は $l_i = l_{ir} + l_o$ の関係にあり l_o は軽粒子が核表面で接線方向に放出されたとすれば

$$l_o = R p = R \sqrt{2M_o(E_o - E_c)}$$

は放出粒子の運動量，質量，エネルギー， E_c はクーロン障壁エネルギーである。従って

$M_\gamma \propto l_f - R\sqrt{2M_\alpha(E_\alpha - E_c)}$ であり M_γ は $\sqrt{E_\alpha - E_c}$ と線形の関係をもつ。

図5-3に $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (α) 反応 (9.5 MeV) での残留核のスピン $I_c (=l_{i,r})$ を 20° に放出された α 粒子のエネルギーについて示す [IN84]。 α 粒子がビーム速度近傍からより高いエネルギーをもつ部分では I_c は E_α とともに減少しており，この領域では上の考え方により l_f が l_{gr} に近い直接反応的な反応として理解できる。一方， α 粒子のエネルギーがより低い領域では I_c はほぼ一定の値をもつ。これはこの領域に α 粒子が放出される場合には l_f が l_{gr} より小さいような過程が寄与している為と考えられる。

5.2.2 核整列との関係

γ 線の角度分布から求められる残留核の核整列は角運動量の磁気量子数の2次のモーメントに関係しており，1次のモーメントである核偏極と組み合わせることによってスピン分布に関するより深い知見を得ることが期待できる。 $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ の系に対しても粒子が 40° に放出される場合について γ 線の角度分布を散乱平面の内と外で各11点測定しこれから核整列を求めた。核整列は量子化軸を (a) 反応平面に垂直方向，(b) 残留核の反跳方向，(c) (a) と (b) に垂直な方向の三つの場合について計算した (表5-1)。 α 粒子放出チャンネルについてみると核整列は (a) について正，(b) について負，(c) については小さな負となっている。核整列はスピンの量子化軸方向をむく時に1，量子化軸に垂直方向をむくときに $-1/2$ であるから，これは残留核のスピン分布が反跳方向に垂直な面近くに分布しており，かつ，反応平面に垂直方向を中心に広がりをもった分布をしていることを示している。C放出チャンネルでは核整列は (a) 軸について正，(b)，(c) 軸について負でありスピン分布は反応平面に垂直な方向を中心とした分布と考えられる。

スピンの反応平面に垂直方向に強く分布していることは運動量移行が主に核表面で接線方向に起こったことに対応し核片が (整合条件に従って) 移行するという重核片移行の描像に一致している。一方スピン分布が反跳方向に垂直な平面内で広がりをもつのは運動量の移行が反応平面外でも起こっていることを示しており多数回の核子交換によるような過程をも考慮に入れる必要があることを意味している。また，放出された α 粒子のエネルギーがビーム速度より小さくなると核整列，核偏極ともに値が小さくなっておりこの領域では多段階過程や完全融合過程などからの寄与がより強くなりスピン分布の広がりが大きくなっていると考えられる。

このように γ 線多重度，核整列の測定からは次のことが明らかとなった。

- (1) 放出される α 粒子のエネルギーがビーム速度より大きい領域では入射角運動量は l_{gr} に近く、かつ、 α 粒子は接線方向に放出されている。
- (2) α 粒子のエネルギーがビーム速度よりも低い領域では入射角運動量が l_{gr} より小さい過程の寄与が増え、スピン分布も広がってくる。

これら(1)、(2)の過程の寄与は放出された α 粒子のエネルギーとともに連続的に変化しており、速軽粒子放出反応においても重い重イオンによる反応と同様に入射角運動量が l_{gr} から小さくなるに従い反応に寄与する過程が直接反応的な反応から多段階的な反応へと変化することがわかった。

5.3 エネルギースペクトルとの関係

速軽粒子のエネルギースペクトルについてはBrittとQuintonが初めてこれを測定して以来Maxwell的分布としてとらえるのかあるいはGauss的分布としてとらえるのかに多くの議論が為されてきた。本研究ではこれら二つのスペクトルを特徴とする反応の競合としてとらえた訳である。実際、本研究で問題にしてきたような反応では両者はかなり似通っており、適当なパラメタを選ぶことによって速軽粒子のスペクトルをこれら二つの分布と完全融合反応からのスペクトルの和として作り出すことも可能である。例えば、 $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ で 30° に放出される α 粒子の場合(図5-4)、ビーム速度領域では重核片移行反応によるガウス分布の寄与が強く、より低いエネルギーでは多段階反応や完全融合との競合が起こり、より高いエネルギーでは多段階過程が優勢になるという傾向を示している。これは核偏極の傾向と一致している。

5.4 拡張されたBrink模型

前章では($^{6,7}\text{Li}, \alpha$)反応、($^{14}\text{N}, \alpha$)反応での核偏極が放出粒子エネルギー依存性をもつことを、偏向角の符号が異なる重核片移行反応と多段階過程の競合として定性的に理解した。しかし、放出 α 粒子のエネルギーがビームエネルギーに比べかなり高い場合には重核片移行反応の寄与が大きいと思われるにもかかわらず核偏極が符号を変え正になっている。このように単純な偏向角のみの推量からは理解しがたい現象としては($^{14}\text{N}, ^{12}\text{B}$)反応での核偏極の測定がある〔SU77〕。この反応は2核子移行反応であって放出される ^{12}B がビーム速度に近い領域では準弾性散乱として負〔SU77〕の核偏極の定義はわれわれのものとは逆であることに注意)の核偏極をもつと考えられたのに対し核偏極はビーム速度を境に正に符号を変えてしまったのである。この現象はBrinkの準古典モデル〔BR72〕を使って理解された〔IS78〕。すなわち、2核子移行反応の整合条件の為に、ビーム速度よりも高エネルギーの ^{12}B 粒子を放出する場合には移行す

る2核子は放出する ^{12}B と逆方向の速度をもつ。そのために放出された ^{12}B は、残留核とは逆符号の核偏極をもつことになるのである(図5-5)。

然らば、このモデルによって本実験でみられたような核偏極の放出粒子エネルギー依存性は説明できるであろうか。この場合は残留核の核偏極を観測するのであるから移行する核片の速度は入射粒子内での軌道運動によるものと入射速度の合成になっていることに注意しなければならない。さらに本実験のように移行する核子数が多い場合にはB r i n k模型を直接適用することはできない。なぜならば、B r i n kの導いた整合条件は移行する核子の質量が他のものに比べて小さいという近似を用いている為である。移行核子数が大きい場合の整合条件は市村らにより導かれた〔I C 8 1〕。更に市村らはそのような場合の整合条件をD W B Aから3次元W K B法により導いている〔I C 8 4〕。

ここでは市村らの結果に従って重核片移行反応での核偏極を評価してみよう。このモデルでは $a + A \rightarrow b + B$ ($a = b + c$, $B = A + c$) という反応で次の4つの整合条件が成り立つとする。

$$\Delta L \equiv (\lambda_1 + p_\alpha R_\alpha) - (\lambda_2 + p_\beta R_\beta) = 0$$

$$\Delta k_c \equiv \frac{\lambda_1}{R_1} + \frac{\lambda_2}{R_2} - \left(\frac{m_c}{m_a} p_\alpha + \frac{m_c}{m_B} p_\beta \right) = 0$$

$$\Delta k_b \equiv p_\beta - \frac{m_b}{m_a} p_\alpha - \frac{\lambda_1}{R_1} = 0$$

$$\Delta k_A \equiv p_\alpha - \frac{m_A}{m_B} p_\beta - \frac{\lambda_2}{R_2} = 0$$

ここで R_α (R_β)と R_1 (R_2)はそれぞれaとA(bとB)及びcとb(cとA)の距離であり λ_α (λ_β)は入射粒子(残留核)内での核クラスターの軌道角運動量の反応平面に垂直な成分であって次の関係がある。

$$R_\alpha = R_2 + \frac{m_b}{m_a} R_1$$

$$R_\beta = R_1 + \frac{m_A}{m_B} R_2$$

$$p_\alpha = \sqrt{2\mu_\alpha(E_\alpha - V_\alpha(R_\alpha))}$$

$$p_\beta = \sqrt{2\mu_\beta(E_\beta - V_\beta(R_\beta))}$$

μ_α (μ_β)と E_α (E_β)は換算質量及び相対運動エネルギーであり $V_\alpha(R_\alpha)$ ($V_\beta(R_\beta)$)は入口(出口)チャネルでのポテンシャルである。上に挙げた整合条件はすべてが独立ではなく2つだけ

が独立である。これらの整合条件から入射エネルギーと放出粒子のエネルギーを決めた時に最適の λ と移行角運動量を計算しその比を核偏極の期待値と考える。

$$\lambda_2^{op'} = - \frac{m_a R_2}{m_b} \left(\frac{m_c}{\mu_\alpha} - \frac{\lambda_1}{R_1} \right),$$

$$l = \sqrt{2\mu_2(E_\alpha - E_\beta + Q_{gg})} R_2$$

$$\langle P_z \rangle \approx \lambda_2^{op'} / l$$

計算結果を図5-6に示す。核偏極はビーム速度を含む広いエネルギー領域で負である。 ^{12}B の核偏極の場合は移行する核片の入射粒子中の軌道運動による速度が核偏極の符号を決めたのでビーム速度が境界になった。しかし、残留核の核偏極は移行する核片の(実験室系で静止している)標的核に対する速度で決まる。移行する核片の速度は入射粒子の並進速度と入射粒子内での軌道運動による速度の和であってこれが入射粒子の速度と逆方向になるには大きな内部運動を必要とする。そのため、ビーム速度の領域ではほぼ一定の負偏極を与えているのである。このように重核片移行反応での残留核は整合条件が満たされる時には大きな負の核偏極をもつ。低エネルギーの領域では完全融合反応による複合核からの蒸発粒子等の寄与によって核偏極は小さくなると考えられる。

($^7Li, \alpha$) 反応ではビーム速度がやや小さく、移行する核子数が少ない為($^{14}N, ^{12}B$) 反応と同じく放出粒子のエネルギーが大きくなるにつれて核偏極の期待値は正に向かい、実験値と同じ傾向を示しているように見える。しかしながら、このエネルギー領域では移行角運動量も小さく3~4 h程度であり円偏光の値は核偏極を必ずしも正しくは反映してはいない可能性がある(4.2参照)のでここではこれ以上議論しない。

このように拡張されたBrink模型はビーム速度近くに α 粒子が放出される場合の負の核偏極の値を説明することができる。しかし、 $^{159}Tb(^{14}N, \alpha)$ 反応でみられたような核偏極が高エネルギーで正に符号を変える現象はこのモデルで説明することは困難であって他の反応機構との競合を考える必要があると思われる。

5.5 モデルとの比較

本研究では速軽粒子放出現象は多段階反応と重核片移行反応との競合によるものであることが結論された。ここでは、従来のモデルが今回のデータをどの程度まで説明できるものかを検討してみよう。5.5.1~5.5.4は多段階過程によるもの、5.5.5は重核片移行によるものである。

5. 5. 1 exciton 模型

この模型は前平衡状態をエネルギー、運動量空間での少数の自由度による励起として微視的に記述し、軽粒子のエネルギースペクトルを説明している。後述する hot spot 模型が空間的に局在した少数自由度の励起を考えているのに対しより実体的な模型であると言えよう。複合粒子についても拡張され〔OT83〕、エネルギースペクトルの実験値と比較されている〔FU84〕。しかし、この模型自体にさらに角運動量の自由度を入れることはかなり困難である。緩和過程を相対運動と内部運動に分けて後者を exciton 模型で扱うことにより放出核子の角度分布が説明する〔NI83〕ことが行われているが、これを複合粒子の場合に拡張することにより核偏極を計算することが望まれる。

5. 5. 2 cascade 模型

この模型は入射粒子と標的核の散乱をそれぞれの中の核子の独立な核子-核子散乱により記述し、核子の放出を knock-out 過程や励起した入射粒子や標的核からの粒子蒸発によって起こるとする模型である。高速の核子放出現象を主に飛行中の励起した入射粒子からの蒸発によるとして説明している。この模型では衝突パラメータを指定しクーロン力を考慮することにより各核子の軌道を決めているので角運動量の移行を取り込めば速軽粒子と核偏極の関係を記述できると思われる。しかし、そういう計算は為されていない。また、この模型では核子を独立に取り扱っているが複合粒子の放出に対してはコアレスセンスなどの模型を併用することが考えられる。

5. 5. 3 PEP 模型

この模型では入射粒子と標的核の衝突が起こると衝突の界面において相互作用の障壁が取れてしまうとする。そのため入射粒子内の核子は相対運動と入射粒子内での Fermi 運動の両者の運動量をもって標的核内に入り、標的核の核子に比べ高いエネルギーを持つために散乱を受けずに標的核を通りぬけてしまい前方に高速で飛び出すとするのである。従って入射粒子の軌道とは反対側に核子が放出されることになる。これは正の核偏極に対応し、高エネルギーに正の核偏極で放出される粒子の候補になりうる。しかし、複合粒子の放出の場合には Fermi 運動をどう取り扱うかが問題である。また、同じ機構によって標的核内の核子が入射粒子の中を通過して後方に高速で放出される現象があるはずだがこれが観測されていないと言う問題もある。

5. 5. 4 hot spot 模型

hot spotとは空間的に局所熱平衡に達した状態であって軽粒子はこれから蒸発すると考えられるが、それ自身には角運動量についての情報は何も含まれてはいない。しかし、残留核に持ち込まれた角運動量の緩和時間が運動量の緩和時間よりも長い為に(表5-2 [WE81]) hot spotが残留核内で回転するという描像が可能である[UT79, AW81]。したがって5.1.2で議論したような次の描像を考えよう(図5-7)。

(a) 入射粒子が標的核に接触した時点で動径方向の運動量は速やかに内部励起エネルギーに変わりhot spotを形成する。接線方向の速度はまだビーム速度に近い。

(b) 持ち込まれた角運動量により系は回転を始める。接線方向の運動量は摩擦力によりhot spotのエネルギーに変わっていくが、同時に自由度が増える為に一自由度当たりの励起エネルギーが減少する。すなわち温度が下がっていく。

(c) 回転が進むにつれ接線方向の運動量は小さくなりまたhot spotもさめていく。

放出される粒子は接線方向の運動量による速度とhot spotからの放出速度をもつ。後者は残留核と放出粒子の位相空間の大きさで決まるのでhot spotの温度で決まるMaxwell分布を考えると考えられる。(a)の過程で放出される粒子は接線速度の為に前方に集中しており正偏向角のものが多くと考えられる。(b)の過程では放出粒子は負偏向角のものが増加する。(c)では放出粒子は重心系で等方的な分布に近づきエネルギー分布の温度も下がってくる。前方では(a)と(b)の寄与により核偏極の値は小さいが、少し後方になると高エネルギーで放出される粒子は(b)の過程により正の核偏極をもつようになる。さらに後方では(c)の過程により正、負の両方の偏向角のものが寄与するようになるので核偏極は小さくなる。陽子の核偏極の測定[SU82]では核偏極は陽子が 20° に放出されたときよりも 40° に放出されたときのほうが大きかったがこれも上の考え方で理解できよう。

具体的に反応粒子の軌道を考え上の描像によって $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, \alpha)$ 反応での微分断面積と核偏極を計算したものを図5-8, 9, 10に示す。動径方向、接線方向の運動量緩和時間はそれぞれ 1.05×10^{-21} , 2.22×10^{-21} 秒ととった。図5-8は微分断面積を運動量空間で表示したもので計算値は実験値と同じような傾向を示している。図5-9は α 粒子が 30° に放出されるとき微分断面積、図5-10は核偏極である。 α 粒子が低いエネルギーで放出される時には、正の核偏極を示しているが、これは完全融合反応からの寄与が充分には取り込まれていないと考えられる。非常に単純化した計算であるにもかかわらずビーム速度領域の負の核偏極やさらに高いエネルギーで核偏極が正に向かう傾向は実験値を良く再現していると言えよう。

このようにhot spot模型は観測された実験結果の大まかな諸特性を定性的に説明することができるように見受けられる。しかし、ここで考えているような低いエネルギーの原子核反応では核子の平均自由行程が大きいのでhot spot模型が意味するように空間的に局在した分

布が存在することは一般には考え難く、あくまで現象論であることに注意しなければならない。ただし、この模型が残留核に移行したエネルギー、運動量の緩和現象の特徴を端的に捉えていることは注目すべきである。

5.5.5 重核片移行, 分解融合反応

これらの反応は5.4で議論したように移行する核片の運動量, 角運動量の整合条件が満たされた時に起こりやすい。従って, DWBA的に処理できる反応と考えれば表面反応であり弾性散乱に準じた軌道を描くと考えられ, かすり角付近にビーム速度で α 粒子が放出されるとき負の核偏極を説明する。実際, 最近分解融合反応モデルにもとずいた計算が試みられており〔UD85〕, 実験値をほぼ再現することが可能なようである。

6. まとめと結論

本研究では主に $^{159}\text{Tb}+^{14}\text{N}$ の系について α が放出される時の残留核の核偏極について調べた。この系については重核片移行反応〔IN77, WI80〕や多段階過程であるhot spot〔UT80〕の立場から典型的な例として調べられている。Maxwell分布に見えるエネルギースペクトルや前方ピークの微分断面積はrotating hot spotの証拠とされていた。 γ 線のside feedingの形からは移行角運動量が狭い幅を持ち重核片移行反応が起こっているとされた。しかし、これらの物理量からは、速軽粒子の起源についてまったく異なった見解をもつ2つの観点のどちらがこの現象をよりの確に記述できるのかはわからなかった。本研究の結果に拠れば、この反応は重い重イオンによる反応で見られたように重核片移行と多段階過程の両者が関与しており2つの反応機構の寄与は入射角運動量の値によって連続的に変わっていると統一的理解された。重核片移行は α 粒子がかすり角にビーム速度で放出される場合に特徴的に見られ、($^6\text{Li}, \alpha$)反応などを典型例とする分解融合反応の過程によって負の核偏極をもつと考えられることが示された。多段階過程は標的核、軽粒子の放出角度、エネルギーの広い領域で見られ小さなどちらかという正の核偏極の値を示している。この過程は重い重イオンによる反応の場合とは違い、粒子が複合核の初期の高励起状態から放出されたとしている。これらの結果は他の測定で得られた核偏極の結果と整合している。

このように多段階的と直接的という2つの反応機構が速軽粒子放出に関与するということは運動量移行などの研究から示唆されていたが〔DY79A, VI82, HU83〕、本研究により特に直接的な反応の性格が明らかにされた。

しかし、hot spot模型や分解融合反応によって今回の結果を一元的に説明しようとする試みも一定程度成功しており、反応機構を明らかにする為には更に広い標的核、ビームエネルギー、粒子放出角度などでの系統的な研究が必要であろう。

付録

γ線の円偏光と核偏極の関係

スピン j の原子核から放出される γ 線の角度分布は *statistical tensor* を用いて

$$W(\tau; \theta\phi) \propto \sum_{\lambda q \tau} \sqrt{2j+1} \rho_q^\lambda(j) \tau^\lambda A_\lambda(\tau) Y_{\lambda q}^*(\theta\phi)$$

で与えられる [ST75]。ここで、 τ は γ 線のヘリシティ、 $A(\tau)$ は角分布係数であり、遷移の型と混合状態で決まる量である。 $Y_{\lambda q}(\theta\phi)$ は球面調和関数であり、 $\theta\phi$ はスピンの量子化軸を z 方向とする極座標である。 λ は E2 遷移の場合 0 から 4 まで、E1 遷移では 0 から 2 までの和を取る。 q は $-\lambda$ から λ までの和を取る。

本研究で製作した γ 線円偏光測定装置では量子化軸を反応平面に垂直に取れば θ は 20° から 45° 、 ϕ は全角度を測定できる。この範囲について積分すると $q \neq 0$ の項は消えて、

$$W(\tau) \propto \sum_{\lambda} \sqrt{2j+1} \rho_0^\lambda(j) \tau^\lambda A_\lambda(\tau) Q_\lambda$$

となる。ここで Q_λ は NaI 検出器の有限立体角の効果を表わす (表 A-1) [YA65]。

円偏光は $\tau = 1$ のときと $\tau = -1$ のときの非対称で求められるから

$$P_T = \frac{W(1) - W(-1)}{W(1) + W(-1)} = \frac{\rho_0^1 A_1 Q_1 + \rho_0^3 A_3 Q_3}{1 + \rho_0^2 A_2 Q_2 + \rho_0^4 A_4 Q_4}$$

一方、核偏極は

$$P_z = \sum_m \rho(m) = \rho_0^1$$

で与えられる。右辺には ρ の高階の成分が含まれている為、 P_T と P_z の関係は一意的には定まらない。残留核での磁気量子数についての分布を仮定すれば求めることができる。高階の成分は j が大きい場合には近似的にルジャンドル関数を用いて

$$\rho_0^\lambda = \langle P_\lambda(\frac{m}{j}) \rangle \equiv \frac{\sum P_\lambda(m/j) \rho(m)}{\sum \rho(m)}$$

とかける。 $\rho(m)$ は磁気量子数についての分布である。簡単の為に $Q_\lambda = 1$ とおいて、幾つかの特別の場合について考えてみよう。($m/j = x$ とおく。 $\langle x \rangle = P_z$ である。)

(1) 純粋な stretched E2 遷移の場合

$$P_T = \frac{\rho_0^1 - \rho_0^3}{1 - 5/7 \rho_0^2 - 2/7 \rho_0^4} = \frac{\langle 5/2x(1-x^2) \rangle}{\langle 5/4(1-x^4) \rangle} \equiv \langle \frac{2x}{1+x^2} \rangle$$

となり、 x が1に近い場合には P_y と P_z はほぼ等しい。

(2) 純粋な stretched E1 遷移の場合

$$P_r = \frac{\frac{3}{2}\rho_0^1}{1+1/2\rho_0^2} = \frac{\langle 3/2x \rangle}{\langle 3/4(1+x^2) \rangle} \doteq \langle \frac{2x}{1+x^2} \rangle$$

となり x が1に近い場合にはやはり(1)と同じような分布を示す。

(3) 統計的 E1 γ 線の場合

終状態の準位密度は統計公式から $(2j+1)\exp[-\frac{j(j+1)}{2\sigma^2}]$ に比例すると考えられる。ここ

で σ は spin cut off パラメタであり、 σ^2 は 10~30 の値をとる [BA80B]。 j が σ^2 に比べて十分大きいときには $j \rightarrow j-1$ の遷移が $j \rightarrow j$ 、 $j \rightarrow j+1$ に比べて起きやすくなり stretched 遷移に近づいている。一方、 j が σ^2 と同じ程度の量の場合には P_y は P_z に無関係にほぼ0になるであろう。

重イオン核反応では stretched E2 遷移の γ 線と統計的 E1 γ 線とが放出されると考えられている。統計的 γ 線の数 $S_{\text{arantites}}$ らにより $M_s = 3.1 + 0.019E^*$ で評価されている [SA78]。ここで E^* は γ 線を放出し始める状態のエネルギーで与えられる。 E^* は 3.2.4 で述べたように 10 MeV 以下と考えられるから、ここでは約3本の統計的な γ 線と数~十数本の stretched E2 遷移をする γ 線が放出されたとした。また、約3本の γ 線が NaI 検出器のしきい値の為に失われたと仮定して (3.2.4 参照) γ 線の多重度をパラメタとして

P_y と P_z の関係を求めた。磁気量子数についての分布は指数関数型 $\exp(-\frac{(j-m)}{\sigma})$ 、ガウス型

$\exp(-\frac{(j-m)^2}{2\sigma^2})$ にとって計算したが結果はほとんど変わらなかった (図 AP-1, AP-2)。

従って、少なくとも P_z がある程度大きいところでは分布の形によらず P_y と P_z とがほぼ一意的に対応していると考えてよいであろう。しかし、移行する角運動量が小さいときには γ 線エネルギーのしきい値により統計的 γ 線の関与する割合が増すので測定された円偏光と残留核の核偏極とが必ずしも対応しなくなる可能性があるので注意が必要である。

謝辞

本研究は著者の理化学研究所（理研）サイクロトロン研究室での研修生としての研究活動の中で行われたものである。著者を理研に紹介し絶えず激励をして下さった京都大学理学部の小林農作教授に深く感謝します。

理研サイクロトロン研究室の上坪宏道主任研究員，河野功副主任研究員は著者を研修生として受け入れて下さり，理研での研究生活にさまざまな便宜を計って頂きました。特に， γ 線円偏光測定装置の製作，1000時間を越えるマシンタイムの配分の点では格別の配慮を頂きました。両氏に深く感謝します。

本研究は立案から解析に至るまで理研の石原正泰主任研究員（放射線研）の指導の下に行われた。著者の度重なる失敗にもかかわらず発揮された氏の寛容な指導力と的確かつ幅広い助言が無ければ本研究は到底進まなかったでしょう。氏に深く感謝します。

サイクロトロン研究室の稲村卓研究員，河本進，宇都宮弘章（MSU），末木啓介（東大核研），工藤久昭（新潟大理）の各氏には共同実験者として実験解析を通じて多くの事を教えて頂いた。

また，理研の野村亨研究員（東大核研），郷農靖之研究員，杉立徹（広島大理）の各氏には教育的見地から有益な議論をして頂いた。

γ 線円偏光測定装置の設計製作には，老川嘉郁，森下正広の両氏をはじめとする理研工作部の方々にたいへんお世話になった。散乱体に用いた鉄はサイクロトロン研究室の元永昭七副主任研究員をはじめとするSSC建設グループの方々のご好意により純度のよい加速器用のものを入手することができた。また，SSC建設グループの方々には磁場計算コードTRIMの使用についても便宜を計って頂いた。

サイクロトロンのおペレーターの方々にはサイクロトロンの運転だけでなく，実験コースの真空系などサイクロトロンでの実験に必要なあらゆる事に援助して頂いた。

理研放射線研究室の橋爪朗副主任研究員をはじめとする原子核実験グループの方々には液体シンチレーターNE213による中性子の測定について教えて頂いた。理研サイクロトロン研究室の山路修平研究員，市村淳（宇宙科研），遠山満（ゲーセン大），及び大阪大学理学部の福田共和，下田正の各氏には実験結果についての議論をはじめ，重イオン核物理について幅広い議論をして頂いた。大阪大学理学部の柴田徳思氏には大容量のNaI検出器について有益な助言を頂いた。

東工大の大沼甫，笠木治郎太の両氏には怠けがちな筆者を常に励まして頂いた。

References

- AG79 P Aguer, R.P.Schmitt, G.J.Wozniak, D.Habs, R.M.Diamond, C.Ellegaard, D.L.Hillis, C.C.Hsu, G.J.Mathews, L.G.Moretto, G.U.Rattazzi, C.P.Roulet and F.S.Stephens, Phys. Rev. Lett. 43 1778 (1979)
- AU82 R.L.Auble, J.B.Ball, F.E.Bertrand, R.L.Ferguson, C.B.Fulmer, I.Y.Lee, R.L.Robinson, G.R.Young, J.R.Wu, J.C.Wells and H.Yamada, Phys. Rev. C25 2504 (1982).
- AW80 T.C.Awes, C.K.Gelbke, G.Poggi, B.B.Back, B.G.Glagola, H.Breuer, V.E.Viola, Jr and T.J.M.Simons, Phys. Rev. Lett. 45 513 (1980)
- AW81 T.C.Awes, G.Poggi, C.K.Gelbke, B.B.Back, B.G.Glagola, H.Breuer and V.E.Viola, Jr, Phys. Rev. C24 89 (1981)
- AW82 T.C.Awes, S.Saini, G.Poggi, C.K.Gelbke, D.Cha, R.Legrain and G.D.Westfall, Phys. Rev. C25 2361 (1982) and references therein.
- BA71 H.Barschall and W.Haeberli, in "Polarization Phenomena in Nuclear Reactions", University of Wisconsin Press, Madison (1971)
- BA80A J.H.Barker, J.R.Beene, M.L.Halbert, D.C.Hensley, M.Jääskeläinen, D.G.Sarantites and R.Woodward, Phys. Rev. Lett. 45 424 (1980)
- BA80B R.Bass, in "Nuclear Reactions With Heavy Ions", Springer-Verlag, Berlin, p.359 (1980)
- BA80C B.B.Back, K.L.Wolf, A.C.Mignerey, C.K.Gelbke, T.C.Awes, H.Breuer, V.E.Viola, Jr and P.Dyer, Phys. Rev. 22 1927 (1980)
- BE76 H.W.Bertini, R.T.Santoro, O.W.Hermann, Phys. Rev. C14 590 (1976)
- BH79 R.K.Bhowmik, E.C.Pollacco, N.E.Sanderson, J.B.A.England and G.C.Morrison, Phys. Rev. Lett. 43 619 (1979)
- BI58 A.Bisi and L.Zappa, Nucl. Phys. 10 331 (1959)
- BI80 M.Bini, C.K.Gelbke, D.K.Scott, T.J.M.Simons, P.Doll,

- D L.Hendrie, J L.Laville, J.Mahoney, M.C.Marmez, C.Olmer, K.Van Bibber and H.H.Wieman, Phys. Rev. C22 1945 (1980)
- BI82 A.N Bice, A.C Shotter and J Cerny, Nucl. Phys A390 161 (1982)
- BL81 M.Blann, Phys. Rev. C23 205 (1981)
- BO80 J.P Bondorf, J N de G. Fai, A.O.T.Karvinen, B.Jakobsson and J.Randrup, Nucl. Phys A333 285 (1980)
- BR61 H.C.Britt and A.R.Quinton, Phys. Rev. 124 877 (1961)
- BR72 D.M.Brink, Phys. Lett. 40B 37 (1972)
- CA78 C.M.Castaneda, H.A.Smith Jr, P P.Singh, J Jastrzebski, H.Karwowski and A.K.Gaigalas, Phys. Lett. 77B 371 (1978)
- CA80 C.M.Castaneda, H.A.Smith,Jr, P.P.Singh and H.Karwowski, Phys. Rev. C21 179 (1980)
- CH78 P.R.Christensen, F Folkmann, Ole Hansen, O.Nathan, N.Trautner, F Videbaek, S.Y van der Werf, H.C.Britt, R.P Chestnut, H.Freiesleben and F Pühlhofer, Phys. Rev Lett. 40 1245 (1978)
- CH82 D.R.Chakrabarty and M.A.Eswaran, Phys Rev. C25 1933 (1982)
- CH83 Y Chan, M.Murphy, R.G.Stokstad, I.Tserruya, S.Wald and A.Budzanowski, Phys. Rev. C27 447 (1983).
- DA79 R.A.Dayras, R.G Stockstad, C.B Fulmer, D.C Hensley, M.L.Halbert, R.L.Robinson, A.H.Snell, D.G.Sarantites, L.Westerberg and J H.Barker, Phys. Rev. Lett. 42 697 (1979)
- DA80 R.A.Dayras, R.G.Stockstad, D.C Hensley, M.L.Halbert, D G Sarantites, L.Westerberg and J H.Barker, Phys. Rev. C22 1485 (1980)
- DE82 J.N De, S.K.Samaddar and K.Krishan, Phys. Rev. Lett. 48 81 (1982)
- DU80 W.Dünneweber and K.M.Hartmann, Phys. Rev. Lett. 44 729 (1980)
- DU84 W.Dünneweber, W Herring, H.Puchta, R.Ritzka, W.Trautmann, W.Trombik, C.Egelhaaf, Phys. Rev. Lett. 52 1405 (1984)
- DY77 P Dyer, R.J Puigh, R.Vandenbosch, T D.Thomas and

- M.S.Zisman, Phys. Rev. Lett. 39 392 (1977)
- DY79A P Dyer, T.C.Awes, C.K.Gelbke, B B.Back, A.Mignerey, K.L.Wolf, H.Breuer, V.E.Viola,Jr and W.G.Meyer, Phys. Rev. Lett. 42 560 (1979).
- DA79B P.Dyer, R.J.Puigh, R.Vandenbosch, T.D.Thomas, M.S.Zisman and L.Nunnelly, Nucl. Phys A322 205 (1979).
- EG81 Ch.Egelhaaf, G.Bohlen, H.Fuchs, A.Gamp, H.Homeyer and H.Kluge, Phys. Rev Lett. 46 813 (1981).
- FU75 R.C.Fuller, Phys. Rev. C12 1561 (1975).
- FU81A T.Fukuda, M.Tanaka, M.Ishihara, H.Ogata, I.Miura and H.Kamitsubo, Phys. Lett. 99B 317 (1981)
- FU81B C.B.Fulmer, J.B.Ball, R.L.Ferguson, R.L.Robinson and J.R.Wu, Phys. Lett. 100B 305 (1981).
- FU82 T.Fukuda, M.Ishihara, M.Tanaka, I.Miura, H.Ogata and H.Kamitsubo, Phys. Rev. C25 2464 (1982)
- FU83 T Fukuda, M.Ishihara, M.Tanaka, H.Ogata, I.Miura, M.Inoue, T Shimoda, K.Katori and S.Nakayama, Phys. Rev. C27 2029 (1983)
- FU84 T.Fukuda, M.Ishihara, H.Ogata, I.Miura, T.Shimoda, K.Katori, S.Shimoura, M.K.Tanaka, E.Takada and T Otsuka, Nucl. Phys. A425 548 (1984)
- FU85 T.Fukuda, M.Ishihara, K.Ieki, T.Shimoda, K.Ogura, S.Shimoura and H.Ogata, private communication (1985).
- GE77 C.K.Gelbke, D.K.Scott, M.Bini, D.L.Hendrie, J L.Laville, J.Mahoney, M.C.Mermaz and C.Olmer, Phys Lett. 70B 415 (1977)
- GE79 K.A.Geoffroy, D G.Sarantites, M.L.Halbert, D.C.Hensley, R.A.Dayras and J H.Barker, Phys. Rev. Lett. 43 1303 (1979)
- GL76 D Glas and U.Mosel, Nucl Phys. A264 268 (1976)
- GL77 P.Glassel, R.S.Simon, R.M.Diamond, R.C.Jared, I Y Lee, L.G.Moretto, J O.Newton, R.Schmitt and F.S.Stephens, Phys Rev Lett 38 331 (1977).
- G078 J.Gosset, J I.Kapusta and G.D Westfall, Phys. Rev C18 844 (1978).
- GR74 D.H.E Gross and H.Kalinowski, Phys Lett. 48B 302 (1974)

- GR77 G.Graw, J de Boer, W.Dünnweber, C Lauterbach, H.Puchta, W.Trautmann and U.Lynen, J Phys. Soc. Japan, 44 357 (1977).
- HA70 T.D.Hayward and F.H.Schmidt, Phys. Rev. C1 923 (1970).
- HA79 D.v.Harrach, P.Glassel, Y.Civelekoglu, R.Manner and H.J.Specht, Phys. Rev. Lett. 42 1728 (1979)
- HA81 K.Harada and A.Iwamoto, Phys. Soc. Jpn. Autumn Meeting (1981).
- HO77A H.Hofmann and P.J Siemens, Nucl. Phys. A275 464 (1977).
- HO77B H.Ho, R.Albrecht, W.Dünnweber, G.Graw, S.G.Steadman, J.P Wurm, D.Disdier, V.Rauch, F Scheibling, Z. Phys. A283 235 (1977).
- IC77 M.Ichimura, "A Survey of Heavy Ion Reactions and its Semiclassical Description" INS-NUMA-6 (1977)
- IC81 M.Ichimura, E.Takada, T.Yamaya and K.Nagatani, Phys. Lett. 101B 31 (1981).
- IC84 A.Ichimura and M.Ichimura, ISAS Research Note RN266 (1984).
- IE80 K.Ieki, M.Ishihara, T Nomura, H.Utsunomiya, T.Sugitate, S.Kohmoto and Y.Gono, IPCR Cyclotron Progr. Rep. 14 31 (1980)
- IE81 K.Ieki, M.Ishihara, T.Inamura and S.Kohmoto, Riken Accel. Progr. Rep. 15 45 (1981).
- IE83 K.Ieki, M.Ishihara, T Inamura, S.Kohmoto, K.Sueki and H.Kudo, Riken Accel. Progr. Rep. 17 28 (1983)
- IE85 K.Ieki, M.Ishihara, T.Inamura, S.Kohmoto, H.Utsunomiya, K.Sueki and H.Kudo, Phys. Lett. 150B 83 (1985)
- IN77 T.Inamura, M.Ishihara, T Fukuda, T.Shimoda and H.Hiruta, Phys. Lett. 68B 51 (1977)
- IN79 T.Inamura, T Kojima, T.Nomura, T.Sugitate and H.Utsunomiya, Phys. Lett. 84B 71 (1979)
- IN82 T Inamura and M.Wakai, J. Phys Soc. Japan 51 1 (1982)
- IN84 T Inamura, IPCR Cyclotron Report 50 (1984)
- IS76 M.Ishihara et al , Proc. Symp. Macro. Feature of Heavy Ion Collisions, Argonne,1976, ANL/PHY-76-2 617(1976)
- IS78 M.Ishihara, K.Tanaka, T Kammuri, K.Matsuoka and M.Sano, Phys. Lett. 73B 281 (1978)

- IS83 M.Ishihara, Nucl. Phys., A400 153C (1983)
- IW84 A.Iwamoto and K.Harada, Nucl. Phys. A419 472 (1984)
- K079 C.M.Ko, D.Agassi and H.A.Weidenmüller, Ann. Phys. (N.Y)
117 237 (1979)
- K082 S.Kohmoto, M.Ishihara, H.Kamitsubo, T.Nomura, Y Gono,
H.Utsunomiya, T.Sugitate and K.Ieki, Phys. Lett. 114B 107 (1982)
- KL29 O.Klein and Y.Nishina, Zs. fur Physik 52 853 (1929)
- LA78 C.Lauterbach, W.Dünnweber, G.Graw, W.Hering, H.Puchta and
W.Trautmann, Phys. Rev. Lett. 41 1774 (1978)
- LI54 F W.Lipps and H.A.Tolhoek, Physica 20 395 (1954)
- MC67 G.J.McCullum and J.Vervier, Scintill. Spectr of Gamma
Radiat. (ed. S.M.Shafroth: Gordon and Breach), New York, p183
(1967)
- MC84 K.W.McVoy and G.R.Satchler, Nucl. Phys. A417 157 (1984)
- M082 H.Morgenstein, W.Bohne, K.Grbisch, D.G.Kovar and H.Lehr,
Phys. Lett. 113B 463 (1982)
- M083 N.Mobed, S.D Gupta, B.K.Jennings, Phys. Rev. C27 1526
(1983)
- M084 H.Morgenstern, W Bohne, W.Galster, K.Grabisch and
A.Kyanowski, Phys. Rev. Lett. 52 1104 (1984)
- M085 D.J.Moses, M.Kaplan, J.M.Alexander, D.Logan, M.Kildir,
L.C Vaz, N.N.Ajitanand, E.Duek and M.S.Zisman, Z Phys A320 229
(1985)
- NA80 Y Nagame, I.Kohno, M.Yanokura, H.Kudo and H.Nakahara, IPCR
Cyclotron progr Rep. 14 34 (1980)
- NA84 Y.Nagame, H.Nakahara, K.Sueki, H.Kudo, I Kohno and
M.Yanokura, Z.Phys A317 31 (1984)
- NE67 J.O.Newton, F S Stephens, R.M.Diamond, K.Kotajima and
E.Matthias, Nucl. Phys. A95 357 (1967)
- NI83 K.Niita and N Takigawa, Nucl. Phys. A397 141 (1983)
- N074 W.Norenberg, Phys. Lett. 53B 289 (1974)
- N077 T Nomura, IPCR Cyclotron Progr Rep. 11 81 (1977)
- N079 T.Nomura, H.Utsunomiya, T Inamura, T.Motobayashi and

- T Sugitate, J Phys Soc. Japan. 46 335 (1979)
- OL74 C Olmer, R.G.Stokstad, D.L.Hanson, K.A.Erb, M.W Sachs and
D A.Bromley, Phys Rev C10 1722 (1974)
- OT83 T Otsuka and K.Harada, Phys. Lett 121B 106 (1983).
- PO79 F Pougheon, P.Roussel, M.Bernas, F Diaf, B.Fabbro.
F.Naulin, E.Plagnol and G.Rotbard, Nucl. Phys A325 481 (1979)
- PU79A H.Puchta, W.Dünnweber, W.Hering, C.Lauterbach and
W Trautmann, Phys Rev. Lett. 43 623 (1979)
- PU79B R.J.Puigh, P.Dyer, R.Vandenbosch, T.D.Thomas,
L.Nunnelley, and M.S.Zisman, Phys. Lett 86B 24 (1979)
- PU80 R.J Puigh, H.Doubre, A.Lazzarini, A.Seamster,
R.Vandenbosch, M.S.Zisman and T D.Thomas, Nucl. Phys. A336 27
(1980)
- RA78 J Randrup, Ann. Phys 112 356 (1978)
- RI82 M.F Rivet, D.Logan, J.M.Alexander, D Guerreau, E.Duek,
M.S.Zisman and M.Kaplan, Phys Rev C25 2430 (1982)
- SA78 D G Sarantites, L.Westerberg, M.L.Halbert, R.A.Dayras,
D C.Hensley and J.H.Barker, Phys Rev. C18 774 (1978)
- SA81 F D.Santos and A.M.Goncalves, Phys Rev C24 156 (1981)
- SA83 M.Sasegase, M.Sato, S Hamashima, K.Furuno,
Y.Nagashima, Y Tagishi, S.M.Lee and T.Mikumo, Phys. Rev C27 2630
(1983)
- SC60 G.G.Scott, Phys. Rev 119 84 (1960)
- SC58A H.Schopper, Nucl Instr Meth. 3 158 (1958)
- SC58B H.Schopper and S Galster, Nucl Phys. 6 125 (1958)
- SC60 G.G Scott. Phys. Rev. 119 84 (1960)
- SC81 R.P Schmitt, G.J.Wozniak, G.U Rattazzi, G J.Mathews,
R.Regimbart and L.G.Moretto, Phys Rev Lett 46 522 (1981)
- SE47 R.Serber, Phys. Rev 72 1008 (1947)
- SH77 T.Shimoda, M.Ishihara, H.Kamitsubo, T.Motobayashi and
T Fukuda, IPCR Cyclotron Progr. Rep. 11 54 (1977)
- SH79 T Shimoda, M.Ishihara, K.Nagatani and T Nomura, Nucl.
Instr Meth. 165 261 (1979)
- SH81A T.Shibata, M.Noumachi, K.Tsujita, T.Motobayashi and

- K.Okada, Ann. Rep. of Osaka Univ. Lab of Nucl. Studies, p51 (1981)
- SH81B A.C Shotter, A.N Bice, J.M.Wouters, W.D.Rae and J Cerny, Phys. Rev Lett. 46 12 (1981)
- SI79A K.Siwiek-Wilcyńska, E.H. du Marchie van Voorthuysen, J van Popta, R.H.Siemssen and J Wilcyński, Nucl. Phys. A330 150 (1979)
- SI79B K.Siwiek-Wilcyńska, E.H. du Marchie van Voorthuysen, J.van Popta, R.H.Siemssen and J Wilcyński, Phys. Rev. Lett. 42 1599 (1979)
- ST68 R.M.Steffen and H.Frauenfelder, in "Alpha-, beta-, gamma-ray Spectroscopy", (ed. K.Siegbahn), North Holland, Amsterdam p.1458 (1968).
- ST75 R.M.Steffen and K.Adler, in "Angular Distribution and Correlation of Gamma-Rays. (I) Theoretical Basis", (ed. W.P.Hamilton), North Holland, p505 (1975)
- SU77 K.Sugimoto, N.Takahashi, A.Mizobuchi, Y.Nojiri, T.Minamisono, M.Ishihara, K.Tanaka and H.Kamitsubo, Phys. Rev. Lett. 39 323 (1977)
- SU82 T Sugitate, T.Nomura, M.Ishihara, Y.Gono, H.Utsunomiya, K.Ieki and S.Kohmoto, Nucl. Phys. A388 402 (1982).
- SY80 T.J.M.Symons, P.Doll, M.Bini, D.L.Hendrie, J Mahoney, G.Mantzouranis, D.K.Scott, K.Van Bibber, Y P Viyogi, H.H.Wiemann and C K.Gelbke, Phys. Lett 94B 131 (1980)
- TAB1A T Tanabe, M.Yasue, K.Sato, K.Ogino, Y.Kadota, Y Taniguchi, K.Obori, K.Makino and M.Tochi, Phys Rev. C24 2556 (1981)
- TAB1B E.Takada, T Shimoda, N.Takahashi, T.Yamaya, K.Nagatani, T Udagawa and T Tamura, Phys. Rev C23 772 (1981)
- TR77 W.Trutmann, J.de Boer, W.Dünnweber, G.Graw, R.Kopp, C.Lauterbach, H.Puchta, and U.Lynen, Phys Rev Lett 39 1062 (1977)
- TR80 W Trautmann, Continuum Spectra of Heavy Ion Reactions, Haywood, p.115 (1980)

- TR81A W.Trautmann, C Lauterbach, J de Boer, W Dünneberger, G.Graw,
W.Hamann, W Hering and H.Puchta, Nucl Instr. Meth. 184 449
(1981)
- TR81B W.Trautmann, W.Dahme, W.Dünneberger, W.Hering, C.Lauterbach,
H.Puchta, W.Kuhn and J P.Wurm, Phys Rev. Lett. 46 1188 (1981)
- TR83 W.Trautmann, H.Puchta, W.Dünneberger, W.Hering and
C Lauterbach, Phys Lett 123B 177 (1983)
- TR84A W.Trautmann, W.Dünneberger, W.Hering, C.Lauterbach, H.Puchta,
R.Ritzka and W Trombik, Nucl. Phys A422 418 (1984).
- TR84B W Trautmann, Ole Hansen, H.Tricoire, W.Hering, R.Ritzka and
W.Trombik, Phys. Rev Lett. 53 1630 (1984)
- UD78 T.Udagawa and T.Tamura, Phys. Rev. Lett. 41 1770 (1978).
- UD80 T.Udagawa and T.Tamura, Phys. Rev. Lett. 45 77 (1980)
- UD85 T Udagawa, private communication. (1985)
- UT79 H.Utsunomiya, T Nomura, M.Ishihara, T.Sugitate, K.Ieki and
Y Gono, IPCR Cyclotron Progr Rep. 13 59 (1979)
- UT80 H.Utsunomiya, T.Nomura, T.Inamura, T Sugitate and
T.Motobayashi, Nucl Phys A334 127 (1980)
- UT81A H.Utsunomiya, dissertation, Kyoto Univ. (1981)
- UT81B H.Utsunomiya, T.Nomura, M.Ishihara, T.Sugitate, K.Ieki, and
S.Kohmoto, Phys. Lett. 105B 135 (1981)
- UT83 H.Utsunomiya, S.Kubono, M.H.Tanaka, M.Sugitani, K.Morita,
T.Nomura, and Y.Hamajima, Phys Rev C28 1975 (1983)
- VA79 R.Vandenbosch, Phys. Rev C20 171 (1979)
- VI82 V E.Viola,Jr, B.B Back, K.L.Wolf, T.C.Awes, C.K.Gelbke and
H.Breuer, Phys Rev. C26 178 (1982)
- WE76 G.D.Westfall, J.Gosset, P.J.Johansen, A.M.Poskanzer,
W G.Meyer, H.H.Gutbrod, A.Sandoval and R.Stock, Phys. Rev. Lett
37 1202 (1976)
- WE77 R.Weiner and M.Weström, Nucl. Phys. A286 282 (1977)
- WE78 L.Westerberg, D.G.Sarantites, D.C.Hensley, R.A.Dayras,
M.L.Halbert and J H.Barker, Phys Rev C18 796 (1978)
- WE81 H.A.Weidenmüller, Progr in Part and Nucl Phys , p 49
(1981)

- WI73A J Wilczyński, Phys Lett. 47B 484 (1973)
- WI73B J Wilczyński, Nucl Phys A216 386 (1973)
- WI79 J Wilczyński, R.Kamermans, J van Popta, R.H.Siemssen,
K.Siwiek-Wilczyńska and S.Y van der Werf, Phys Lett. 88B 65
(1979)
- WI80 J.Wilczyński, K.Siwiek-Wilczyńska, J van Driel, S Gonggrijp,
D.C.J.M.Hagemann, R.V F.Janssens, J.Łukasiak and R.H.Siemssen,
Phys. Rev. Lett. 45 606 (1980)
- W078 G.Wolschin and W.Nörenberg, Z. Phys. A284 209 (1978)
- W080 G.J Wozniak, R.J.McDonald, A.J.Pacheco, C.C.Hsu,
D.J.Morrissey, L.G.Sobotka, L.G.Moretto, S Shih, C Schüick,
R.M.Diamond, H.Kluge and F S.Stephens, Phys Rev Lett 45 1081
(1980).
- WU78 J.R.Wu and C.C.Chang, Phys Rev C17 1540 (1978)
- WU80 J R.Wu and I.Y Lee, Phys Rev Lett. 45 8 (1980)
- YA65 M.J L.Yates, in "Alpha-,beta- and gamma-Ray Spectroscopy",
North Holland, Amsterdam, pl691 (1965)
- YA79 H.Yamada, D.R.Zolnowski, S.E.Cala, A.C.Kahler, J.Pierce and
T T.Sugihara, Phys Rev Lett 43 605 (1979)
- Y080 G.R.Young, R.L.Ferguson, A.Gavron, D C.Hensley,
F E.Obenshain, F Plasil, A.H.Snell, M.P.Webb, C.F.Maguire and
G.A.Petitt, Phys. Rev Lett. 45 1389 (1980)
- Z078 D R.Zolnowski, H.Yamada, S.E.Cala, A.C.Kahler and
T.T Sugihara, Phys. Rev. Lett 41 92 (1978)

Table 2.1 Results of Monte Carlo Calculation

type	conical	cylindrical	spherical	spiral
Efficiency($\times 10^{-4}$)	4.3	4.0	3.8	3.3
Analyzing Power(10^{-2})	1.88	1.81	1.90	2.02
Figure of Merit($\times 10^{-6}$)	1.52	1.31	1.37	1.35

Table 2 2 Specification of the Circular Polarimeter

Average Analyzing Power	1.65 %
Average Efficiency	4.8×10^{-4}
Magnet current	1000 AT
Magnetization in Iron	1.57 T
Thickness of Iron	20 mm
Taper of the Scatterer	0.2

Table 2 3 Kind of Beams

Beam	Energy(MeV)	Intensity(nA)
^{14}N	115	~5
^7Li	49	~2
^6Li	48	~2
α	22.75	15~45

Table 2.4 Thickness of targets

Target	Thickness (mg/cm ²)
nat _{Ni}	2.7
⁹³ _{Nb}	3.4
¹⁵⁹ _{Tb}	4.2
¹⁸¹ _{Ta}	4.2
¹⁹⁷ _{Au}	1.9

Table 3.1 Effects of Neutrons

E (MeV)	~25	25~40	40~
M_n	5	4	3
M_γ	15	14	12
f	0.73	0.75	0.77
A' (%)	0.80	1.25	1.31
r	0.75	0.73	0.66
A'' (%)	0.90	0.91	0.85

Table 3 2 Effective Analyzing Power

Reaction	Energy(MeV)	A" (%)
$^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$	115	0.89
$^{181}\text{Ta} + ^{14}\text{N}$	115	0.89
$^{93}\text{Nb} + ^{14}\text{N}$	115	0.89
$\text{natNi} + ^{14}\text{N}$	115	0.89
$^{159}\text{Tb} + ^7\text{Li}$	49	0.63
$^{197}\text{Au} + ^6\text{Li}$	48	0.63

Table 4-1 Studied Reactions

Reaction	incident energy (MeV)	angle (deg)	ejectile
$^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$	115	20, 30, 40, 50	p, α , etc
$^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$	208	28, 45	p, d, t, α
$\text{nat}_{\text{Ni}} + ^{14}\text{N}$	115	30	α
$^{93}\text{Nb} + ^{14}\text{N}$	115	30	α
$^{181}\text{Ta} + ^{14}\text{N}$	115	30	α
$^{197}\text{Au} + ^6\text{Li}$	48	40	α
$^{159}\text{Tb} + ^7\text{Li}$	49	40	α , t

Table 4 2 Energy Averaged Polarization
for the $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ Reaction

Ejectile Charge	P_z (error)
1	0 10 (0.24)
2	-0 18 (0.13)
3	-0 09 (0.29)
4	-0.47 (0.34)
5	-0.58 (0.24)
6	-0.67 (0.13)

Table 5-1 Spin Alignment for the $^{159}\text{Tb}+^{14}\text{N}$ Reaction

Continuum γ -rays

Emitted particle	Energy (MeV)	P_{zz}			σ		
		(a)	(b)	(c)	(a)	(b)	(c)
^{12}C	80-90	0.20	-0.04	-0.16	0.26	0.38	0.26
	90-100	0.22	-0.12	-0.10	0.18	0.36	0.21
	Average	0.21	-0.07	-0.13	0.23	0.37	0.24
^{13}C	80-90	0.24	-0.14	-0.09	0.31	0.36	0.28
	90-100	0.23	-0.12	-0.11	0.22	0.36	0.32
	100-	0.24	-0.30	-0.06	0.19	0.21	0.31
	Average	0.24	-0.17	-0.09	0.23	0.32	0.31
α	20-25	0.21	-0.18	-0.03	0.26	0.34	0.28
	25-30	0.26	-0.17	-0.09	0.29	0.35	0.27
	30-35	0.34	-0.25	-0.09	0.28	0.29	0.31
	35-	0.36	-0.33	-0.03	0.22	0.19	0.29
	Average	0.27	-0.22	-0.06	0.27	0.31	0.28

Table 5-2 Typical relaxation times for various collective modes. [WE81]

Table 1. Typical relaxation times for various collective modes.

$\tau_{N/2}$	τ_{rad}	τ_{ring}	τ_{dd}	$\tau_{contact}$
$< 10^{-22}$ s	$3..5 \times 10^{-22}$ s	10^{-21} s	$1..5 \times 10^{-21}$ s	$1..5 \times 10^{-21}$ s

Table A-1 Effect of finite solid angle

Rank	coefficient
0	1.0
1	0.8234
2	0.5237
3	0.1884
4	-0.0929

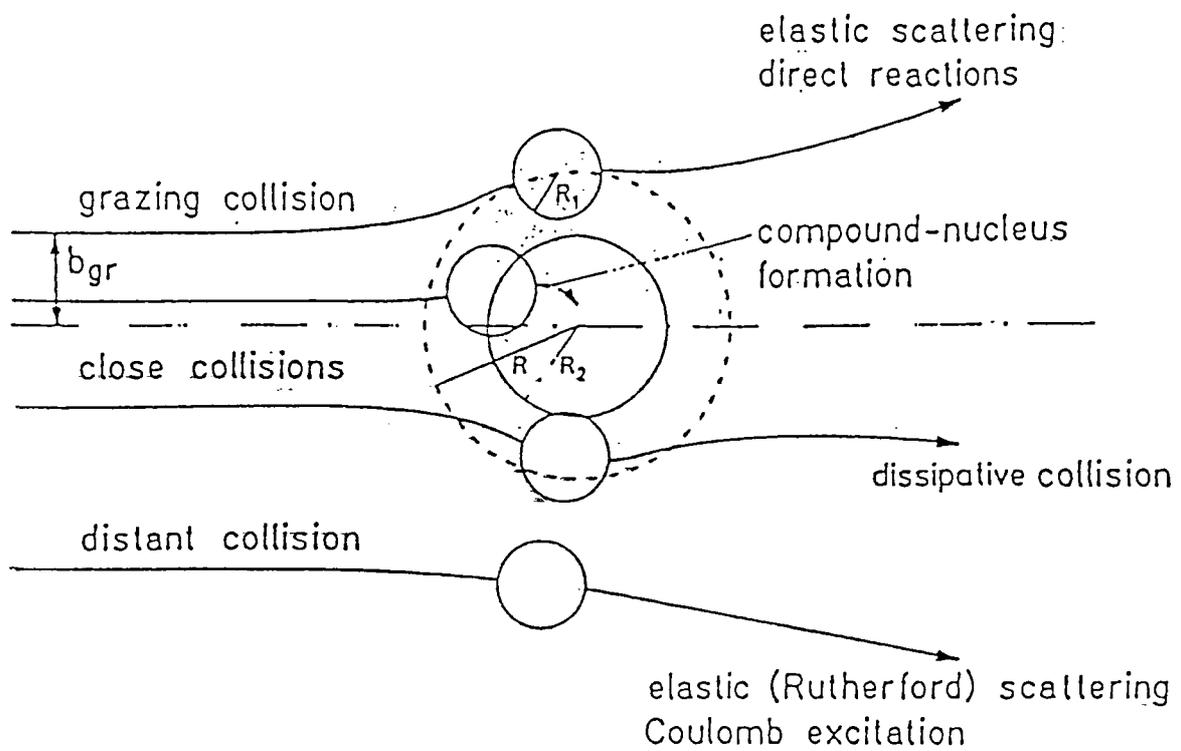


図 1 - 1 重イオン核反応機構の分類。[N°76]より引用

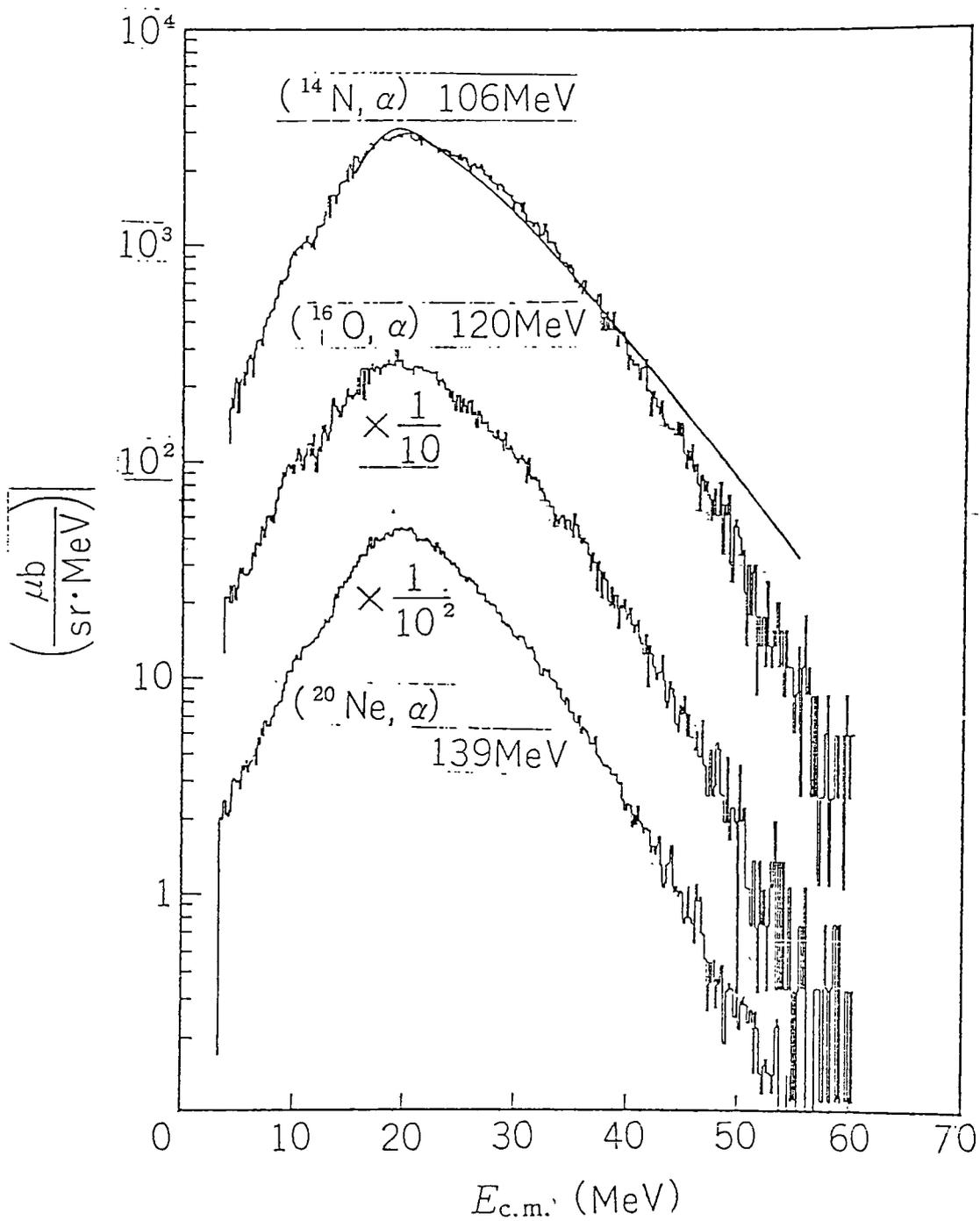


図1-2 速軽粒子スペクトルの例。 ^{93}Nb に ^{14}N 、 ^{16}O 、 ^{20}Ne を入射し 35° に放出される α 粒子を測定した。 $(^{14}\text{N}, \alpha)$ の線はMaxwell分布としてfitした例。

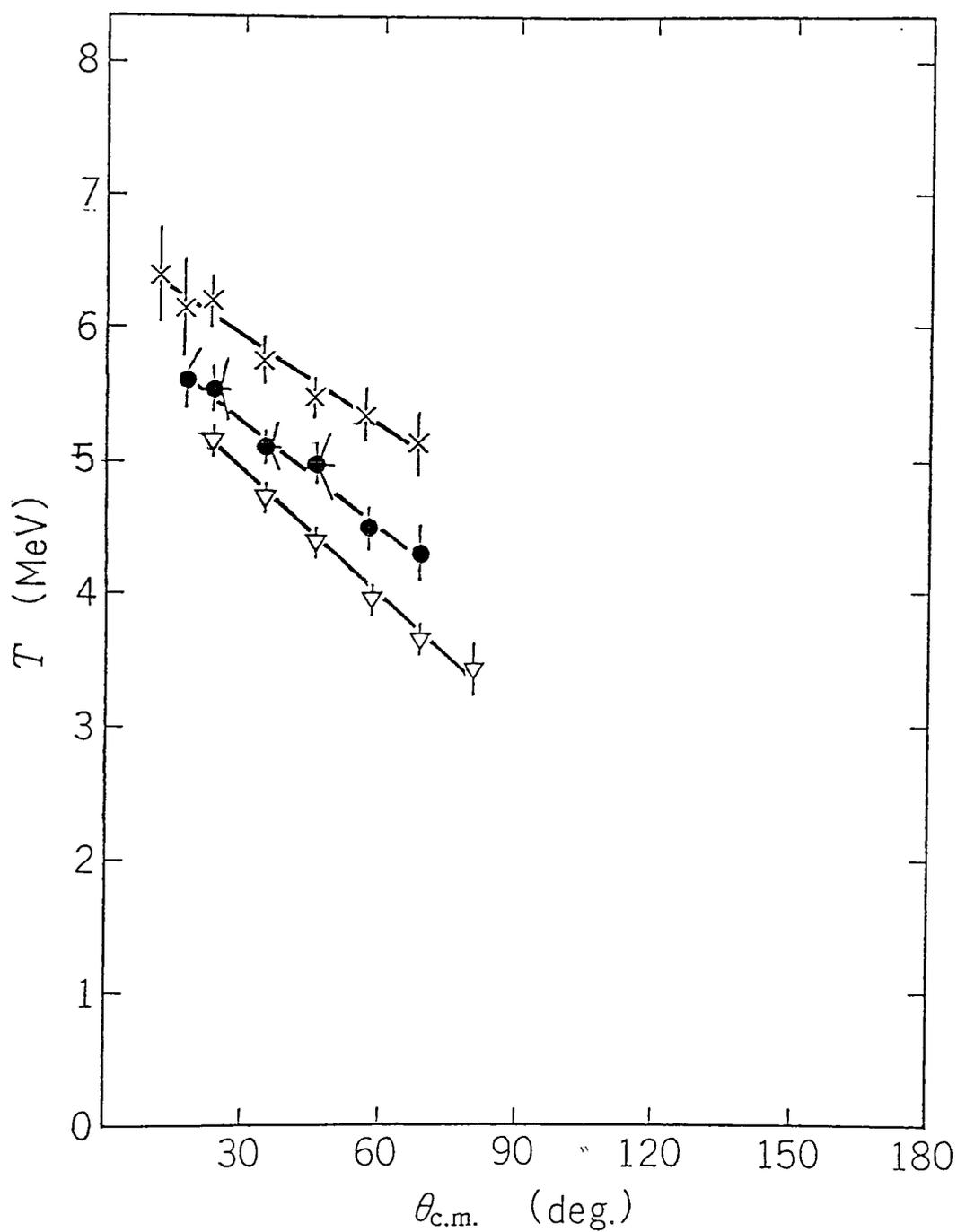


図1-3 図1-2のスペクトルをMaxwell分布でfitしたときのパラメタTを測定角度毎にプロットしたもの。

x . . . ^{14}N

● . . . ^{16}O

+ . . . ^{19}F

▽ . . . ^{20}Ne

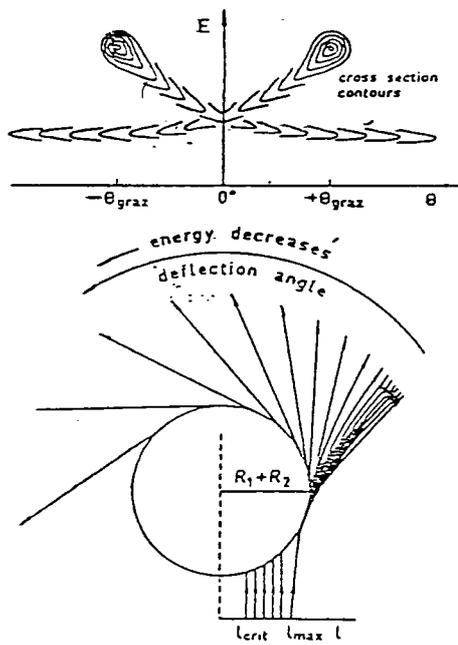


Fig. 2. Pictorial description of the proposed model for transfer reactions at high angular momenta (see text).

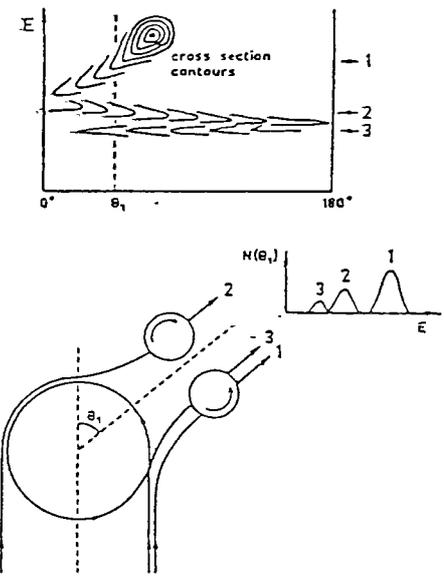


Fig. 3. Illustration of possible experiments which could prove the idea on nuclear orbiting in heavy-ion reactions (see text).

図 1 - 4 深部非弾性散乱での偏向角とエネルギーの関係を模式的にあらわしたもの。

[WI73A.] より引用。

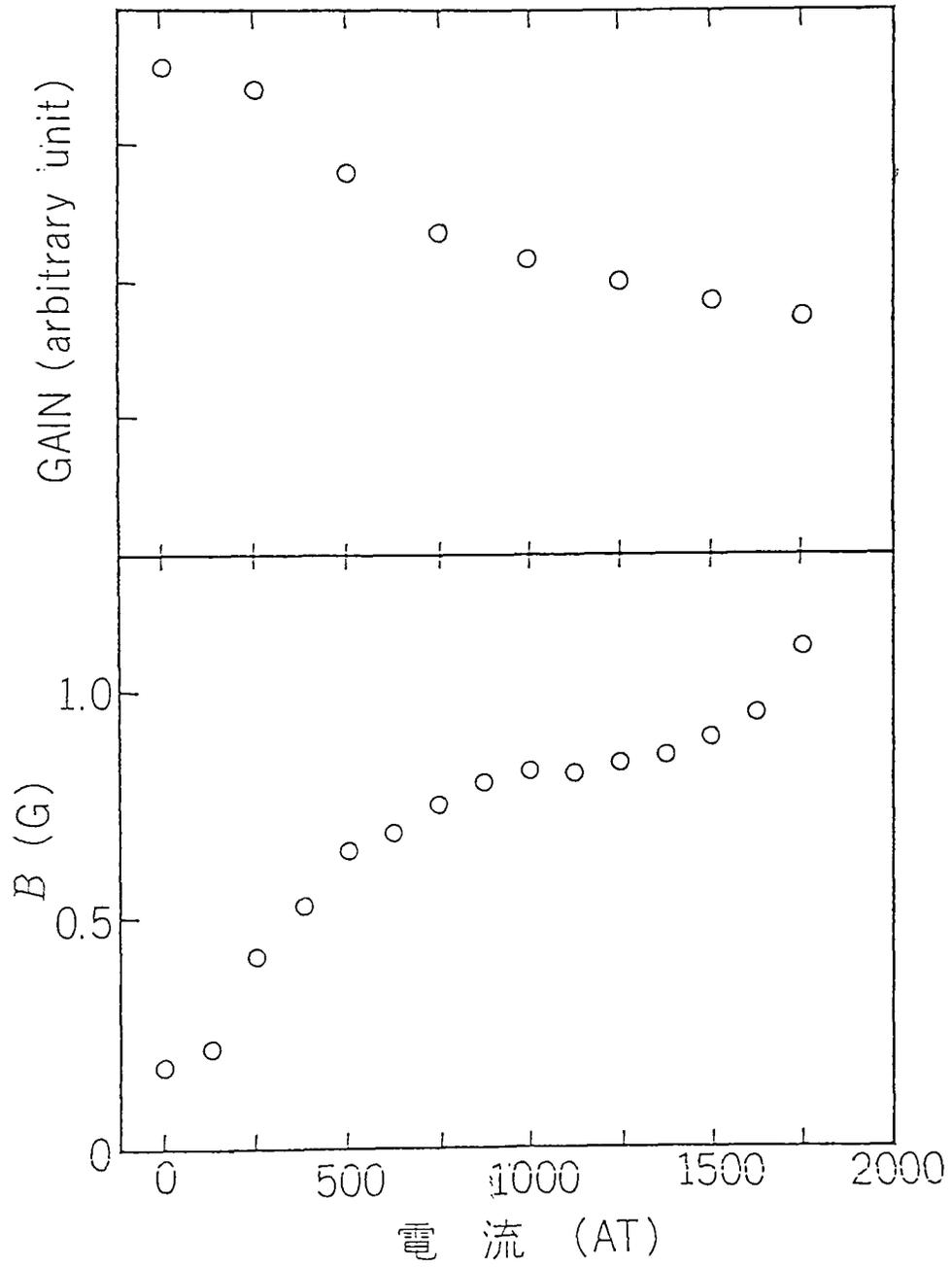


図 2 - 1 電磁石に流す電流による外部磁場の変化及び光電子増倍管に与える影響

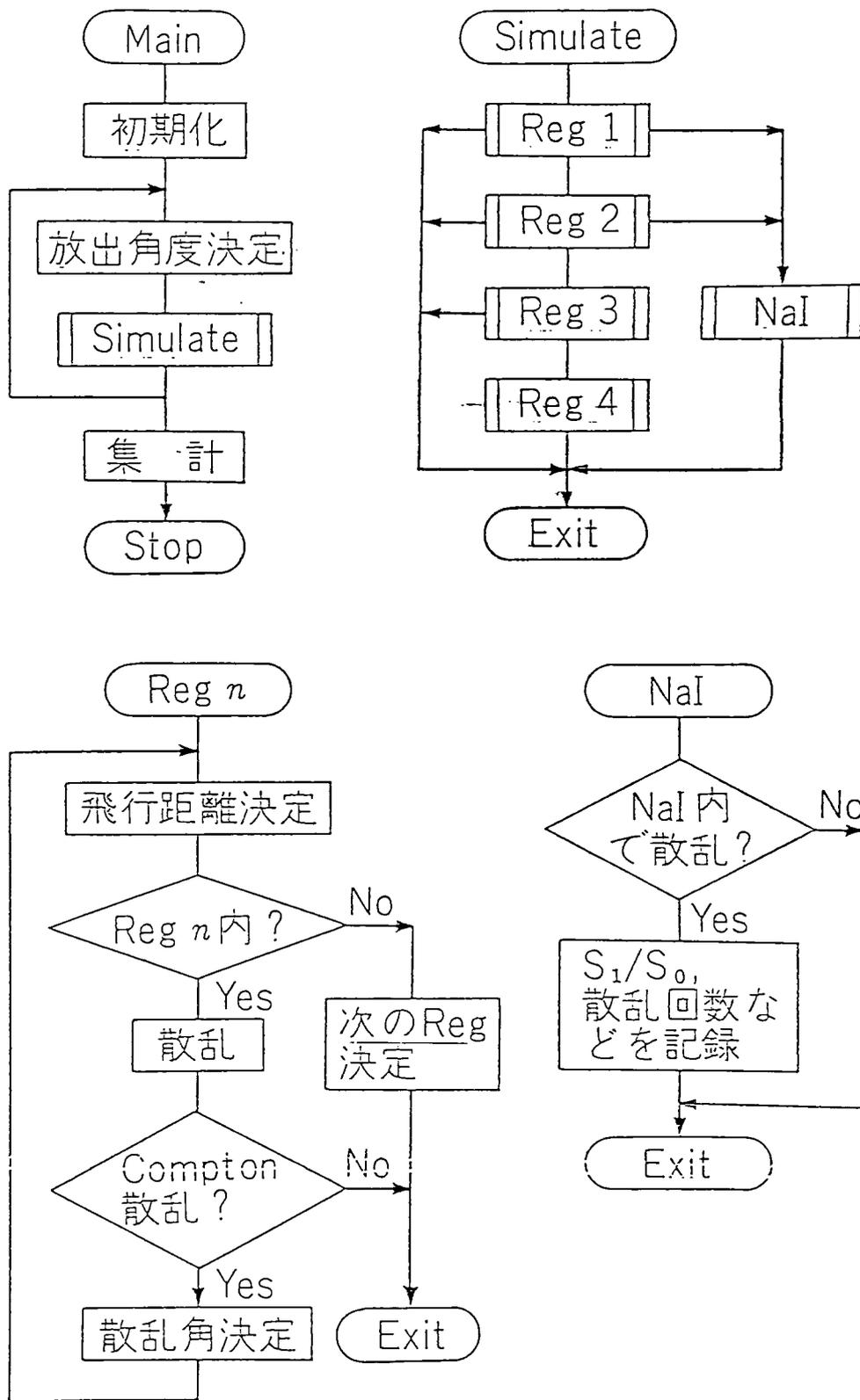


図 2 - 2 (a) モンテカルロ計算のブロックダイアグラム

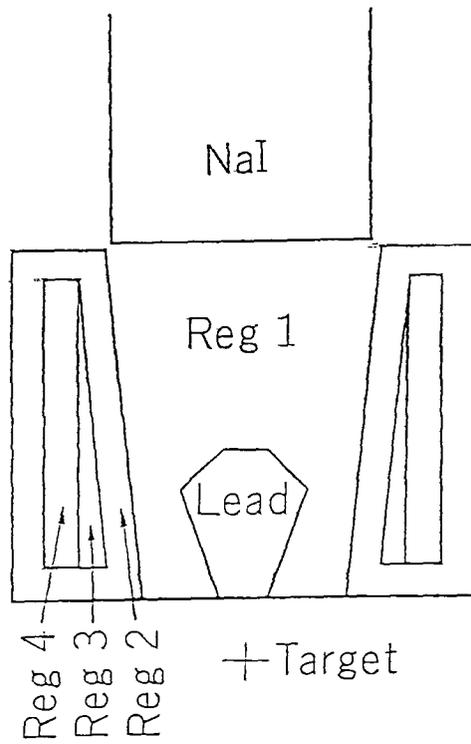


図 2 - 2 (b) モンテカルロ計算の領域図

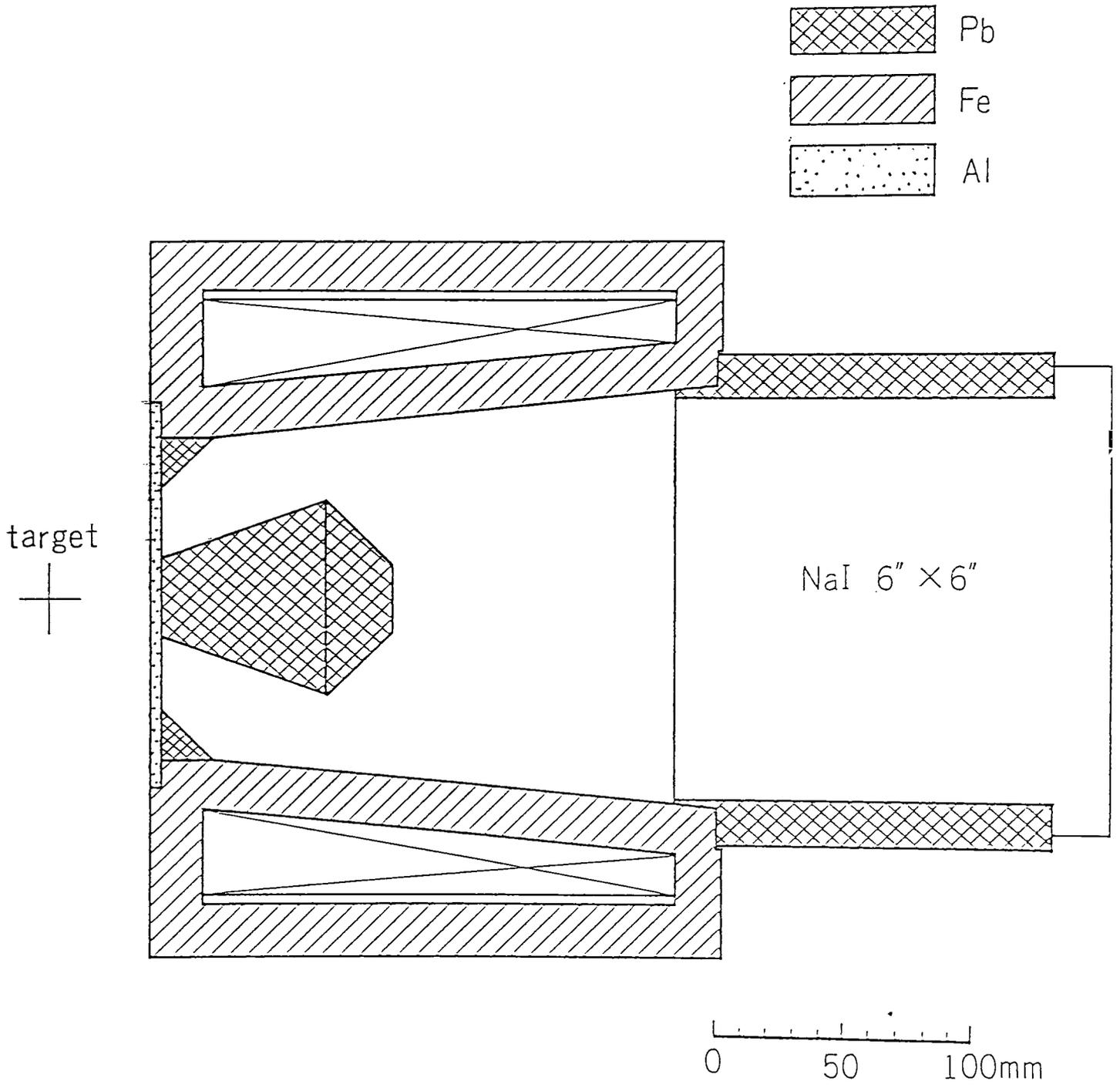


図 2 - 3 円偏光測定装置の断面図

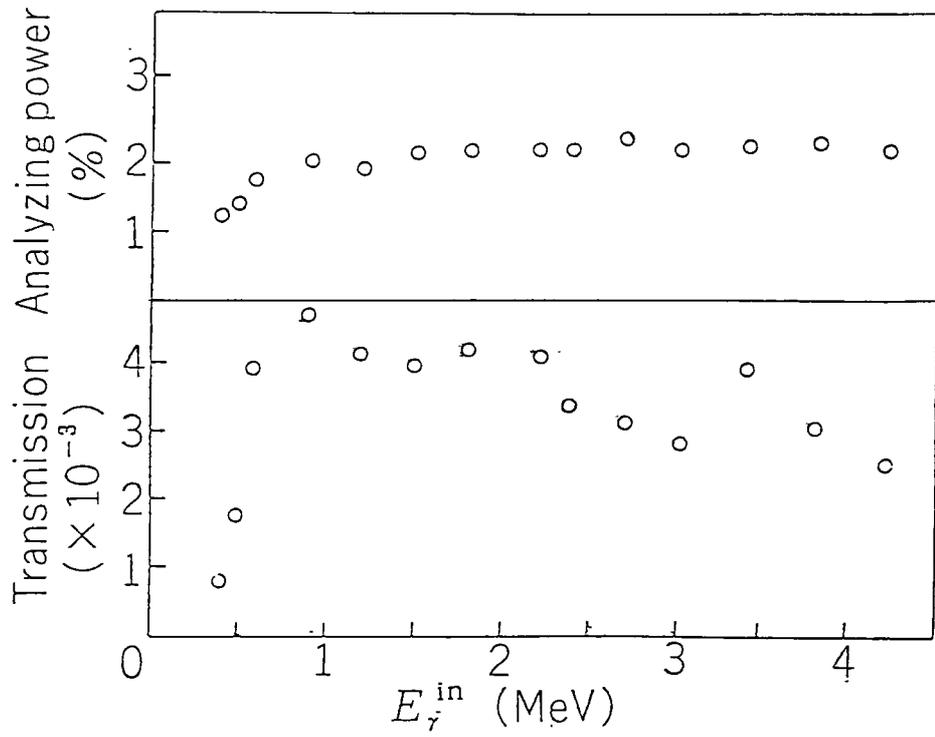


図 2 - 4 偏極分解能と透過率の入射 γ 線エネルギー依存性 (モンテカルロ計算による)

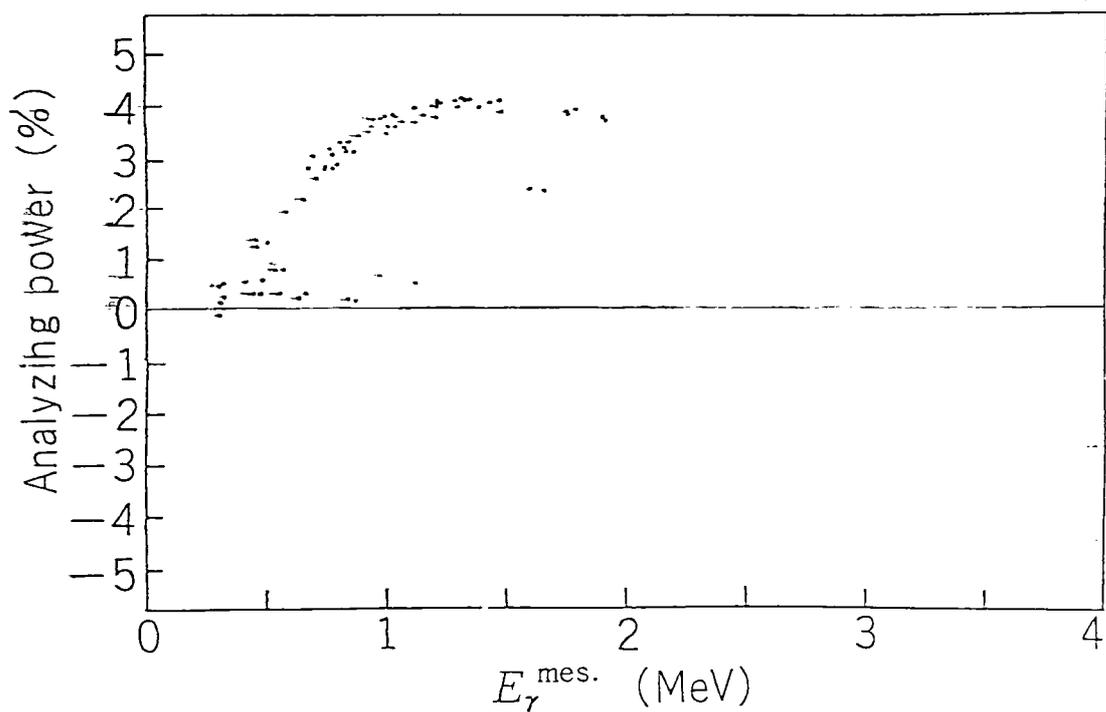


図 2 - 5 散乱 γ 線のエネルギーと偏極分解能の関係 (4 4 MeV の入射エネルギーに対してモンテカルロ計算をした結果)

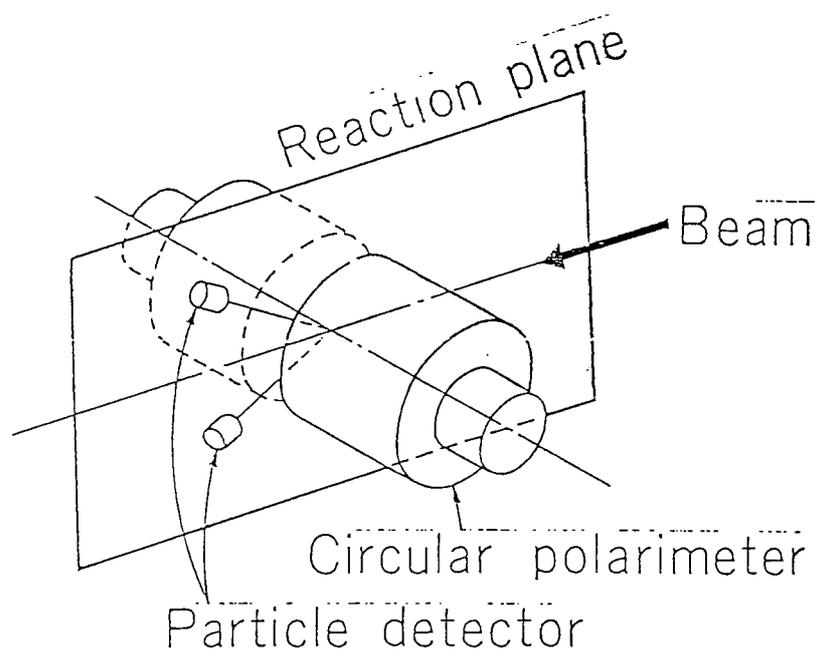


図 2 - 6 測定装置の配置

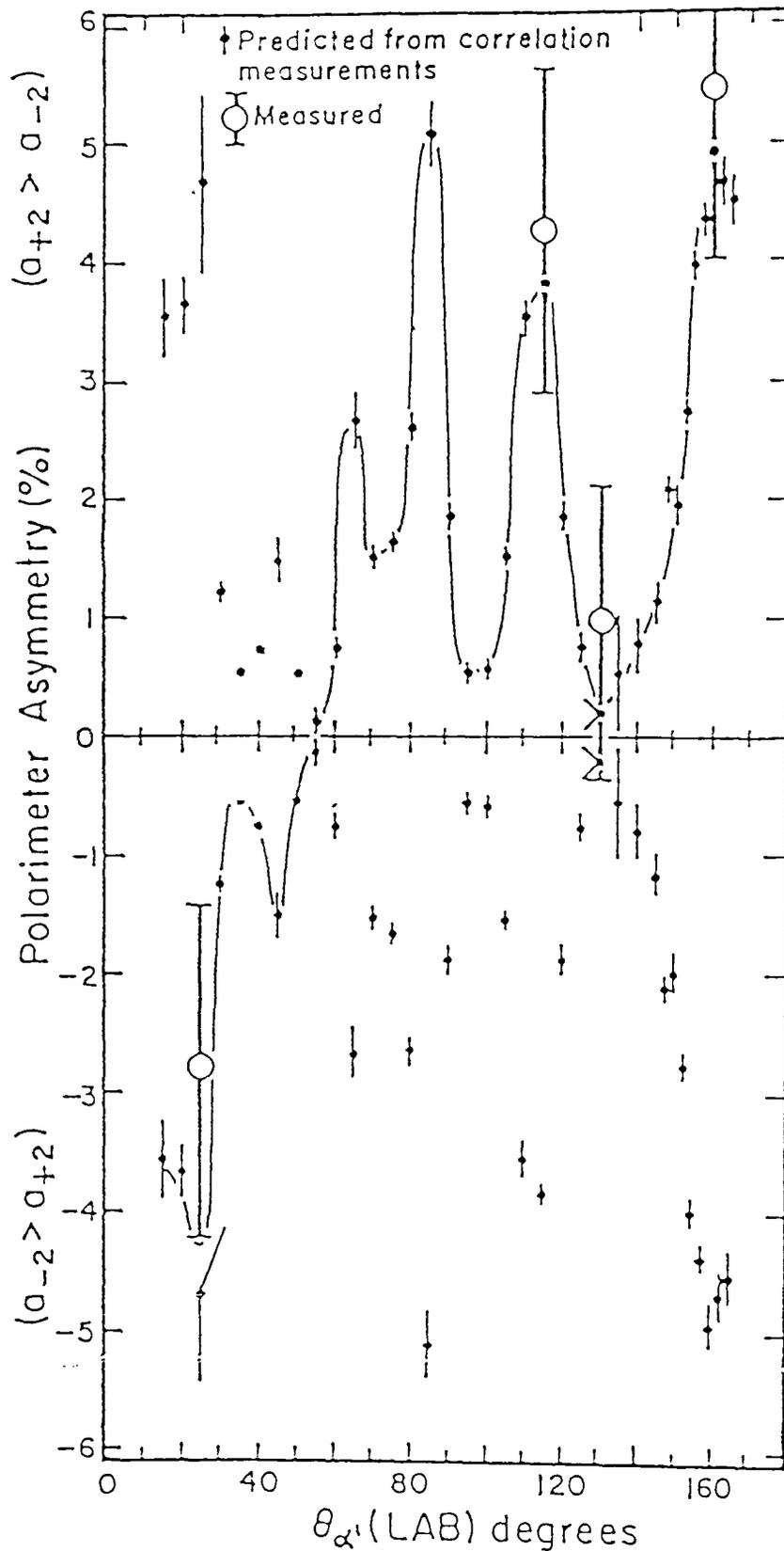


FIG. 11: The solid points are predicted polarimeter asymmetries. They are repeated for $+$ and $-$ values. The open points are the measured asymmetries. The line is drawn through the correct set of asymmetries to aid the eye.

図 2-7 Haywardらによる $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha')^{12}\text{C}$ (4.4 MeV) 反応での円偏光測定結果 [HA70].

$^{12}\text{C}(\alpha, \alpha')^{12}\text{C}^*(4.4\text{MeV})$,
 $E_\alpha = 22.75\text{MeV}$, $\theta_{\text{lab.}} = 160^\circ$

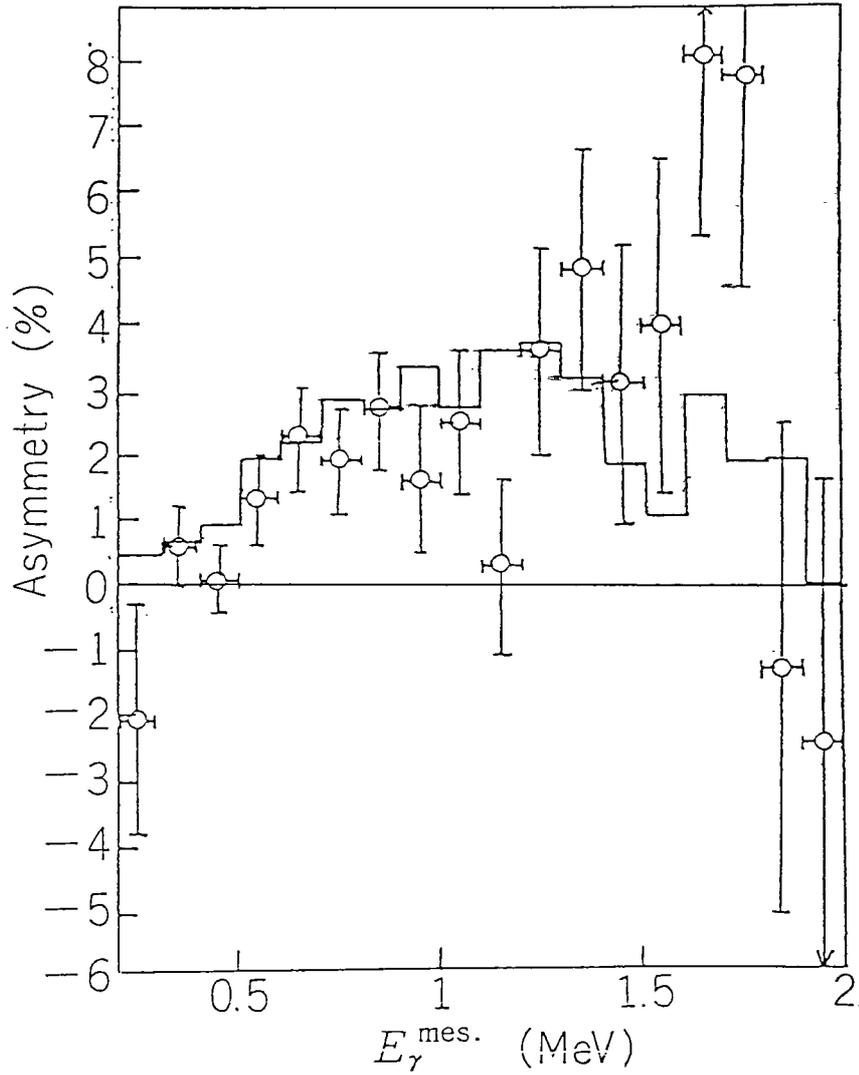


図 2-8 $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha')^{12}\text{C}(4.4\text{MeV})$ 反応の円偏光測定結果 (実線はモンテカルロ計算による値)

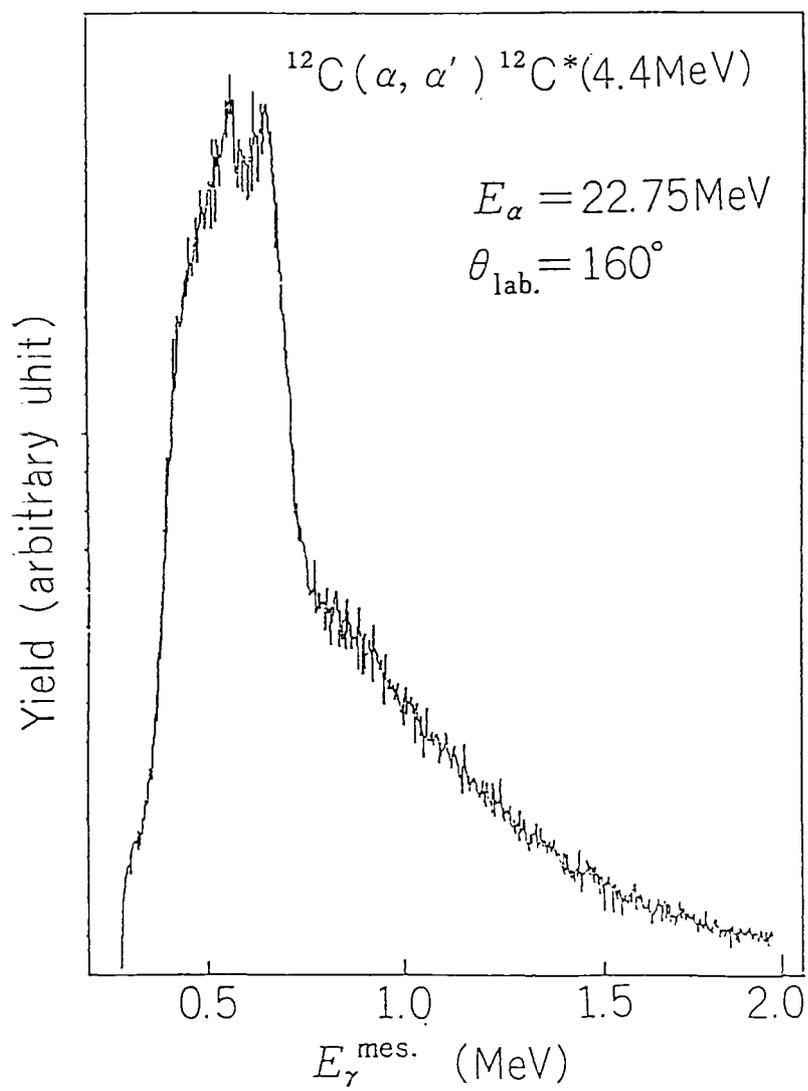


図 2-9 (a) $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)^{12}\text{C}(4.4\text{MeV})$ 反応で放出された γ 線の Compton 散乱後のエネルギー分布

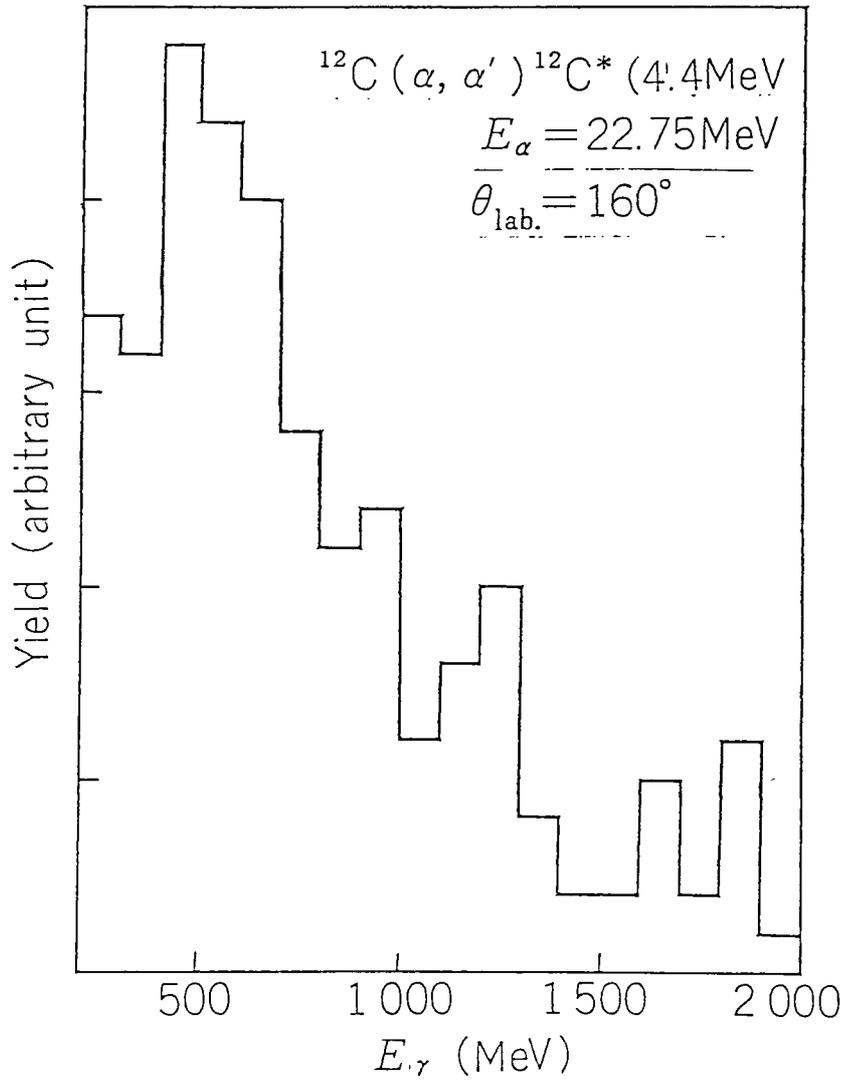


図 2 - 9 (b) 同 (計算値)

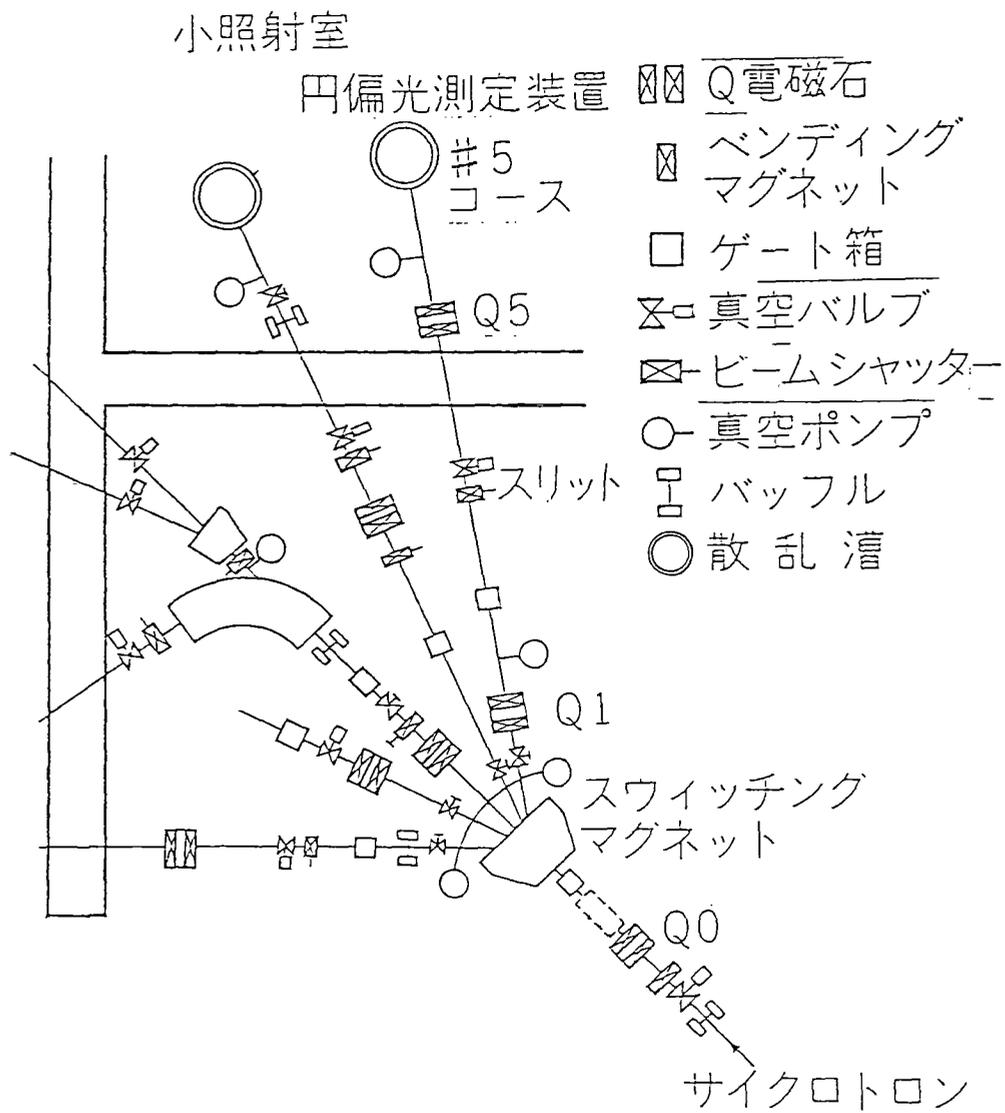
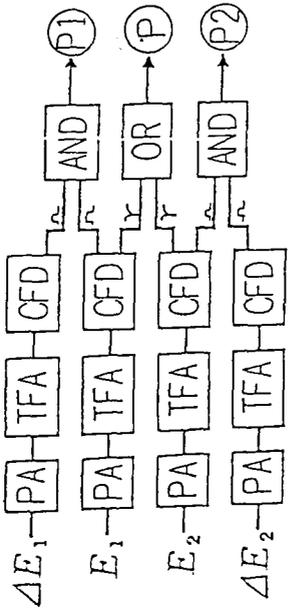
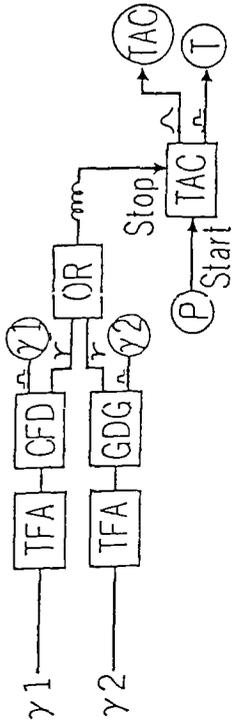


図 2 - 1 0 理化学研究所サイクロトロンのビームコース。

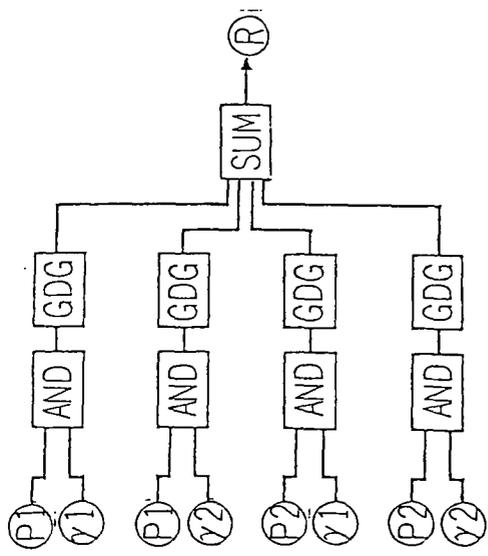
(1) Coincidence



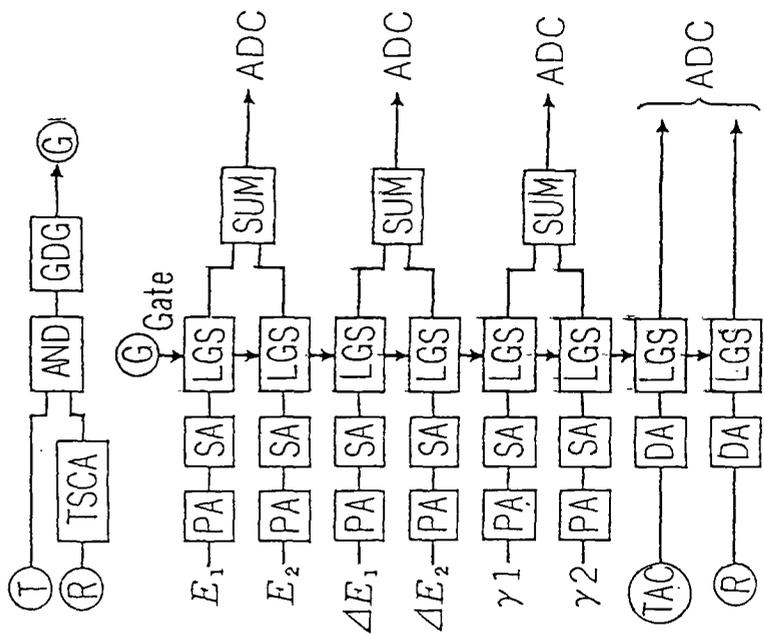
(2) TAC



(3) Router



(4) Gate



- PA..... Pre-amplifier
- TFA.....Timing filter amplifier
- CFD.....Constant fraction discriminator
- AND.....Universal coincidence
- ORMajority coincidence
- TAC.....Time to amplitude converter
- GDG.....Gate and delay generator
- SUM.....Sum and inverter
- TSCA ...Timing single channel analyzer
- SA.....Spectroscopy amplifier
- DA.....Delay amplifier
- EGS.....Linear gate and stretcher
- ADC.....Analog to digital converter

图 2 - 1 1 测定回路图

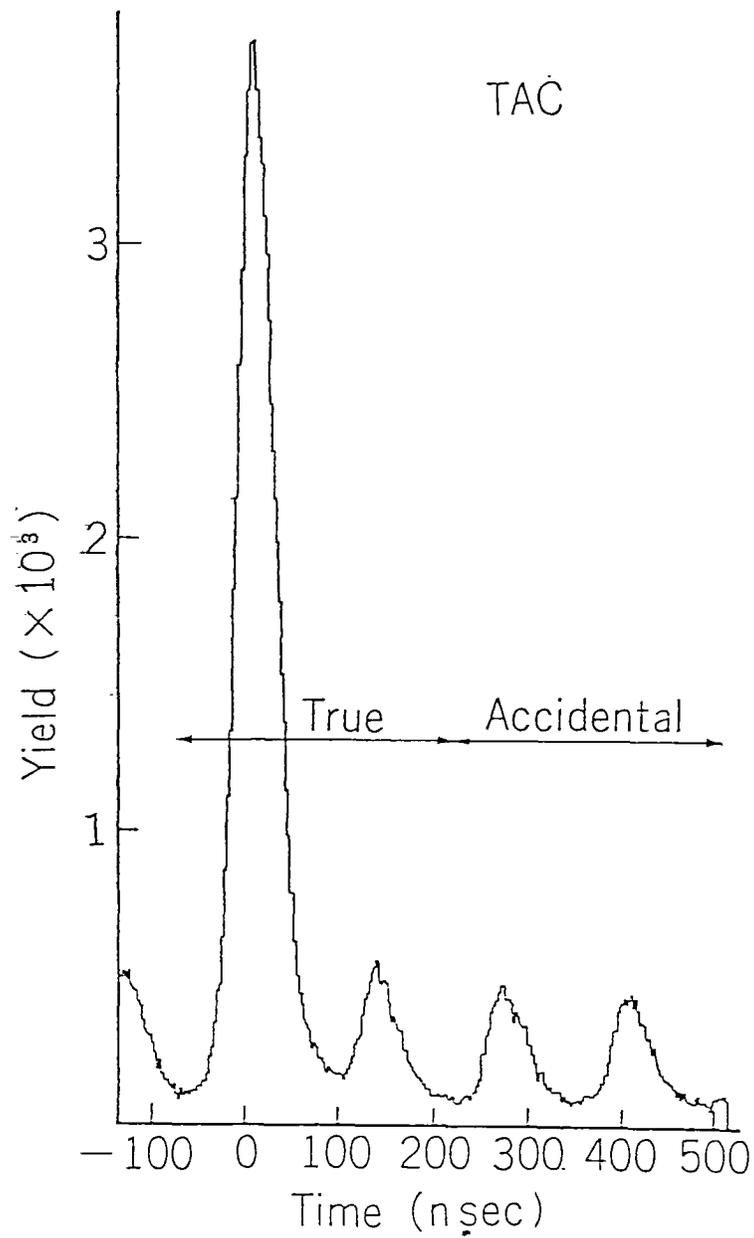


図 3 - 1 $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ 反応の放出粒子- γ 線の時間差スペクトル

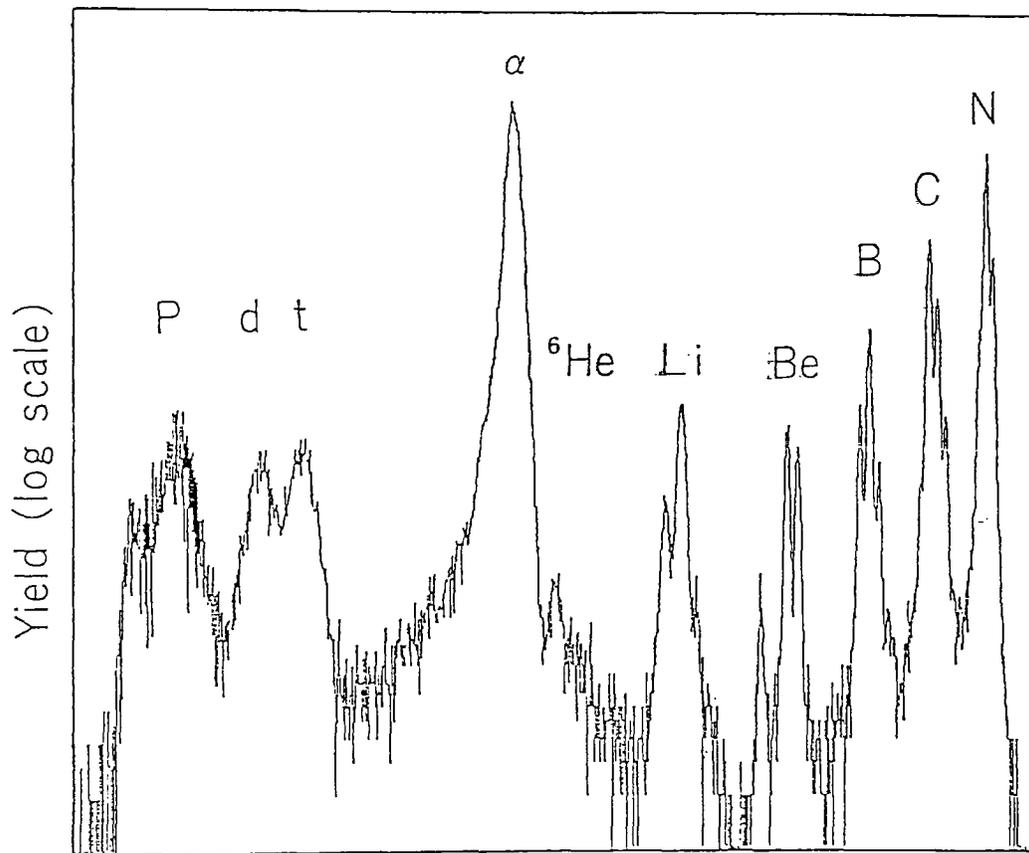


図3-2 ${}^{159}\text{Tb} + {}^{14}\text{N}$ 反応で放出される粒子の粒子識別スペクトル

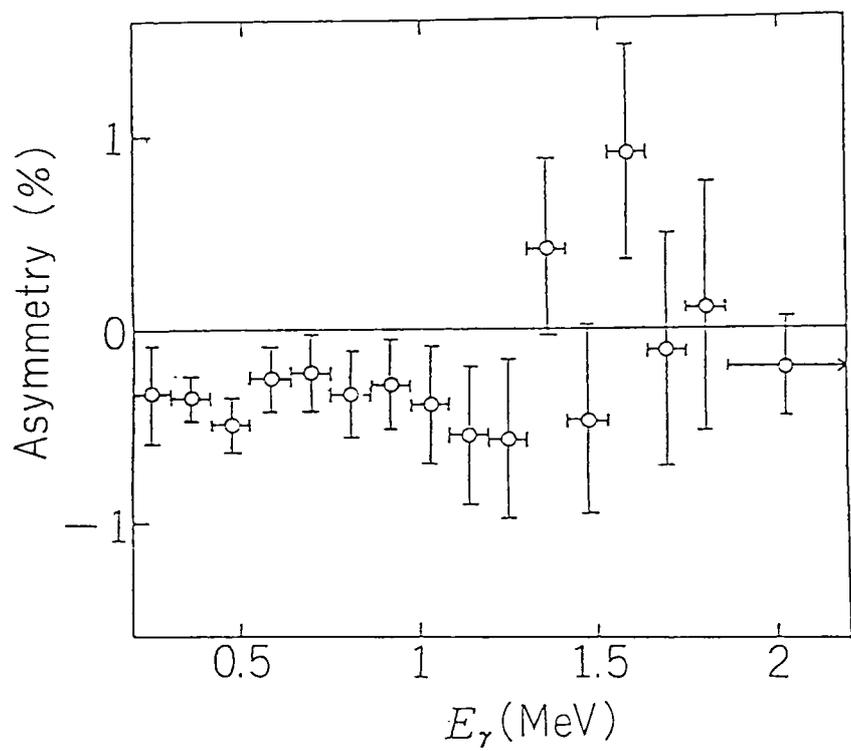


図3-3 $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ 反応の γ 線円偏光を散乱された γ 線エネルギーの関数として見たもの

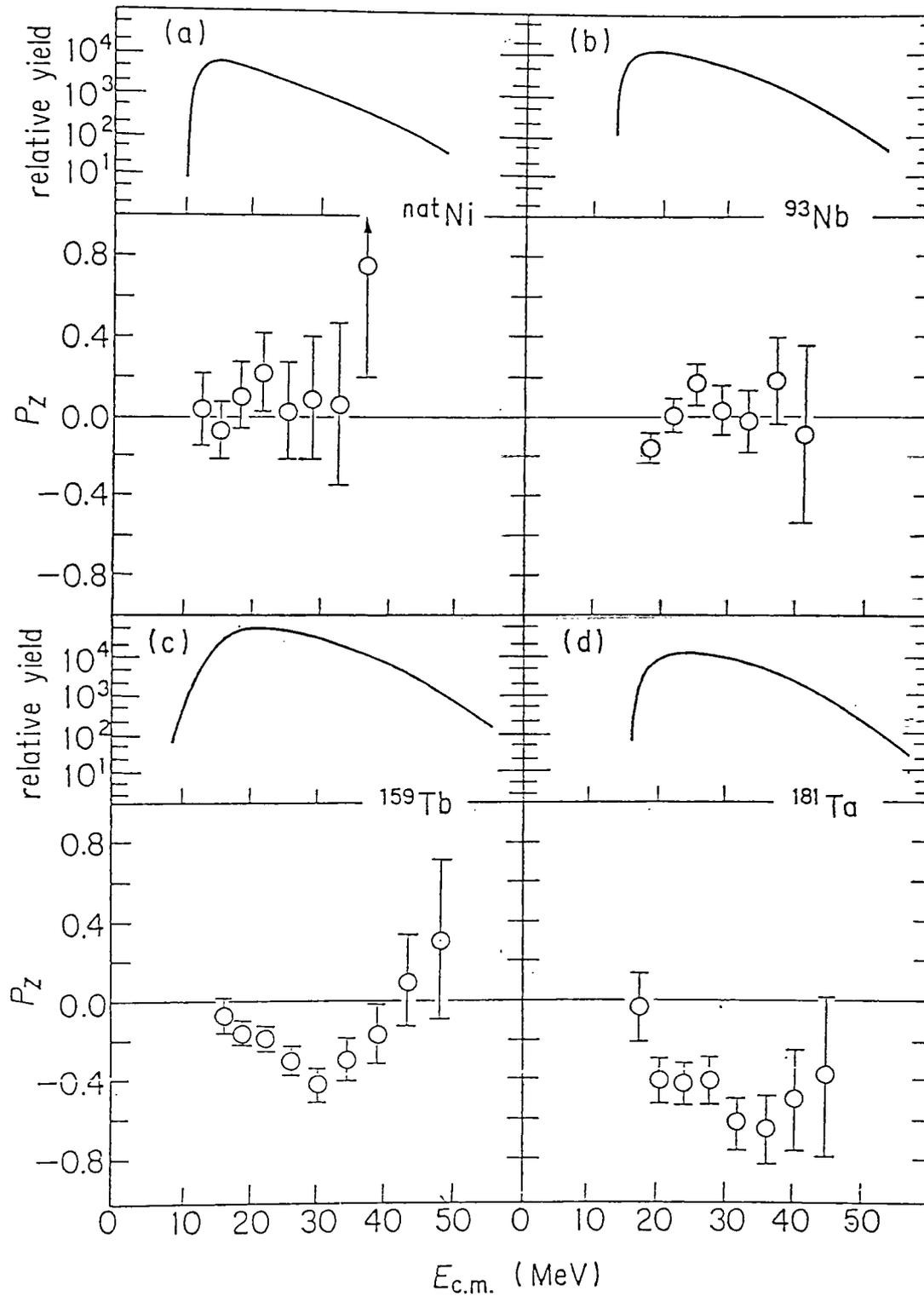


図4-1 α 粒子を ^{nat}Ni , ^{93}Nb , ^{159}Tb , ^{181}Ta (^{14}N , α) 反応で $\theta = 30^\circ$ で検出したときのエネルギースペクトル及び同時に放出される γ 線の円偏光から求めた核偏極。

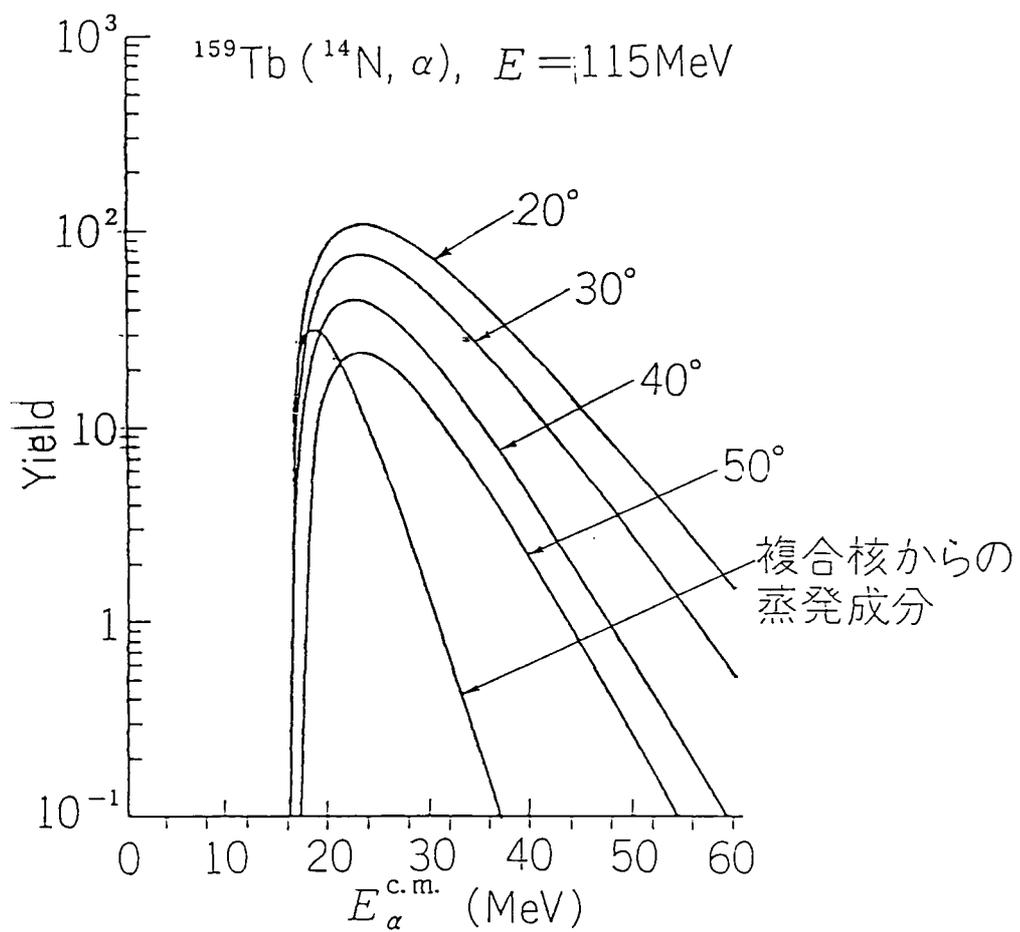


図4-2 $^{159}\text{Tb} (^{14}\text{N}, \alpha)$ 反応で前方に放出される α 粒子のエネルギースペクトルにおける複合核からの蒸発によるものの寄与。

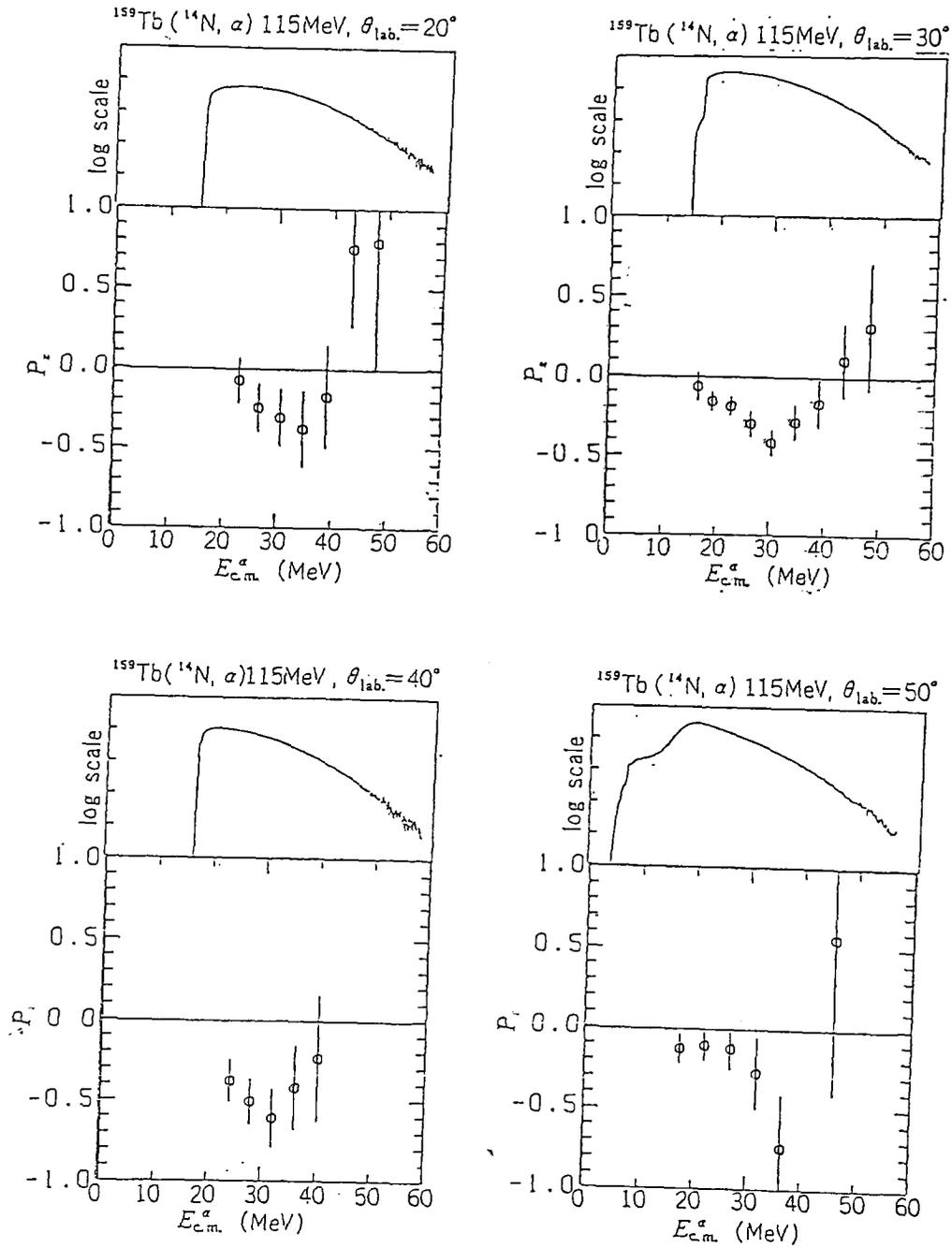


図4-3 $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, \alpha)$ 反応で $\theta = 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ$ に α 粒子が放出される時の γ 線円偏光から求めた核偏極。

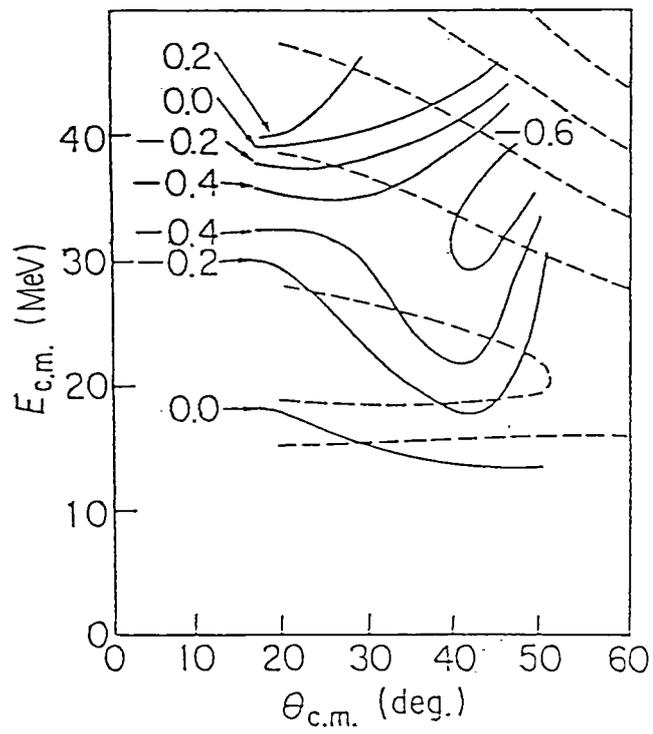


図 4 - 4 図 4 - 3 で得られた核偏極を α 粒子エネルギーと放出角度の等高線図として示したもの。微分断面積については 0 3 毎に点線で示した。

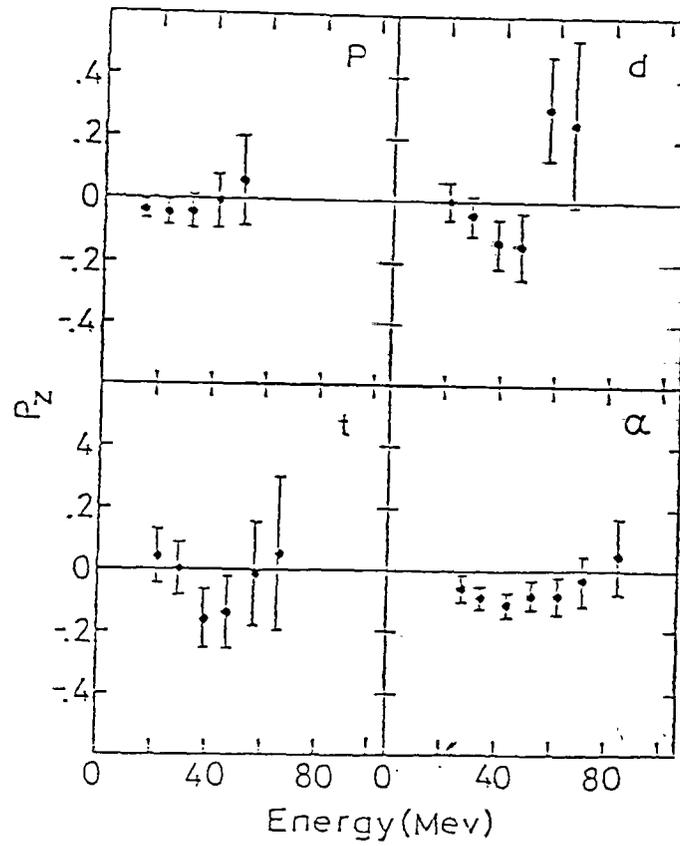


図4-5 $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ 反応 (208 MeV) で軽粒子を 28° で測定したときの核偏極。

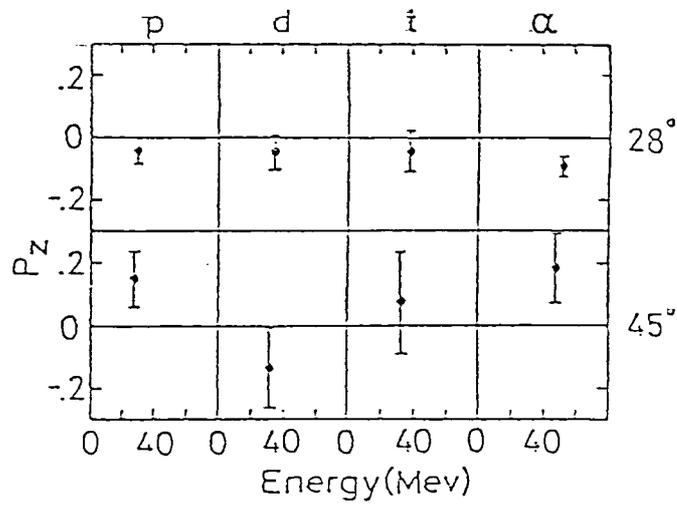


図4-6 $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ 反応 (208 MeV) で軽粒子を45°で測定したときの核偏極。粒子のエネルギーについては積分されている。

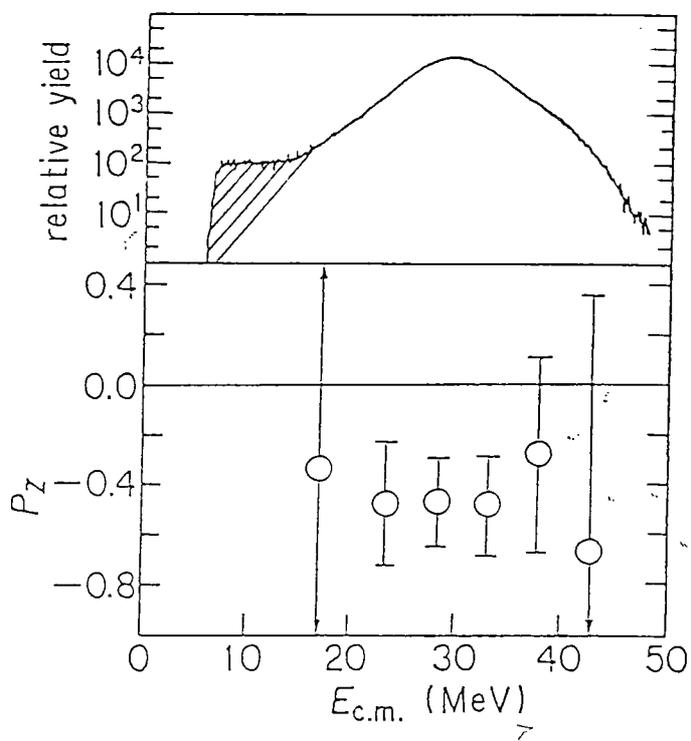


図4-7 $^{197}\text{Au} (^6\text{Li}, \alpha)$ 反応で α 粒子が 40° に放出されるとき γ 線円偏光から求めた核偏極。

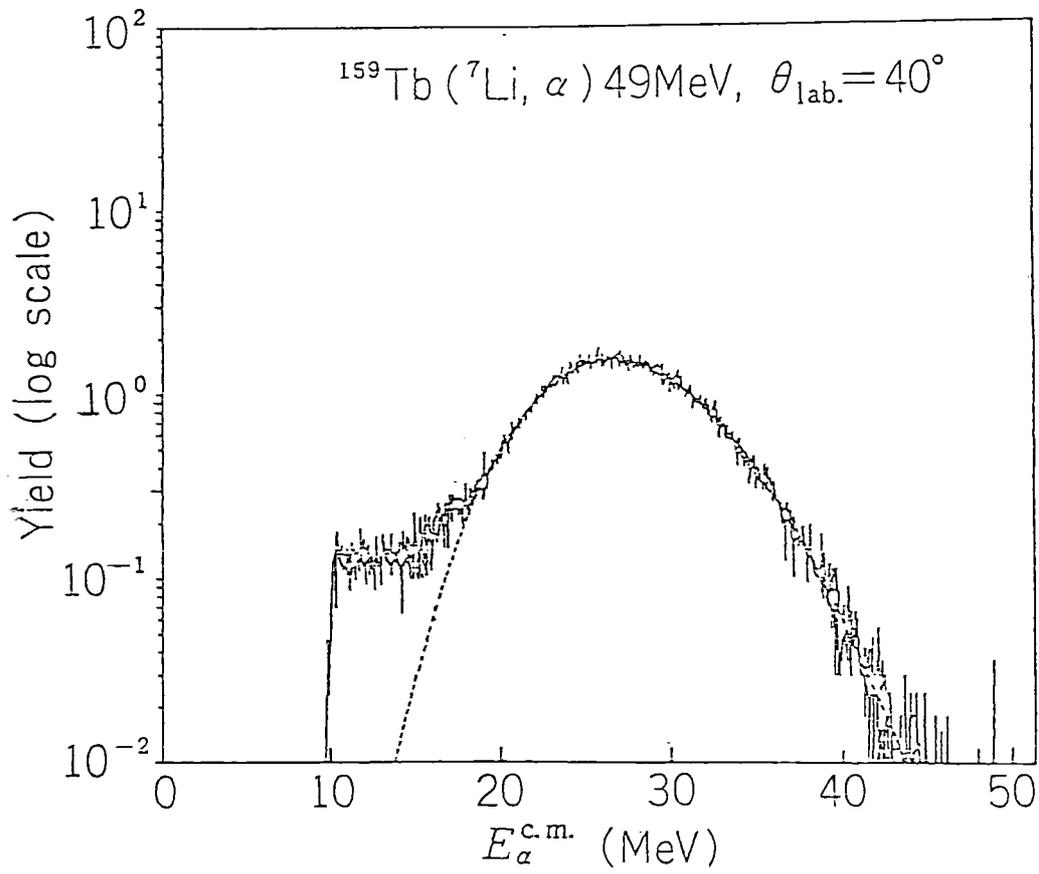


図4-8 $^{159}\text{Tb} (^7\text{Li}, \alpha)$ 反応の α 粒子エネルギースペクトルを運動量のガウス分布として合わせた例。

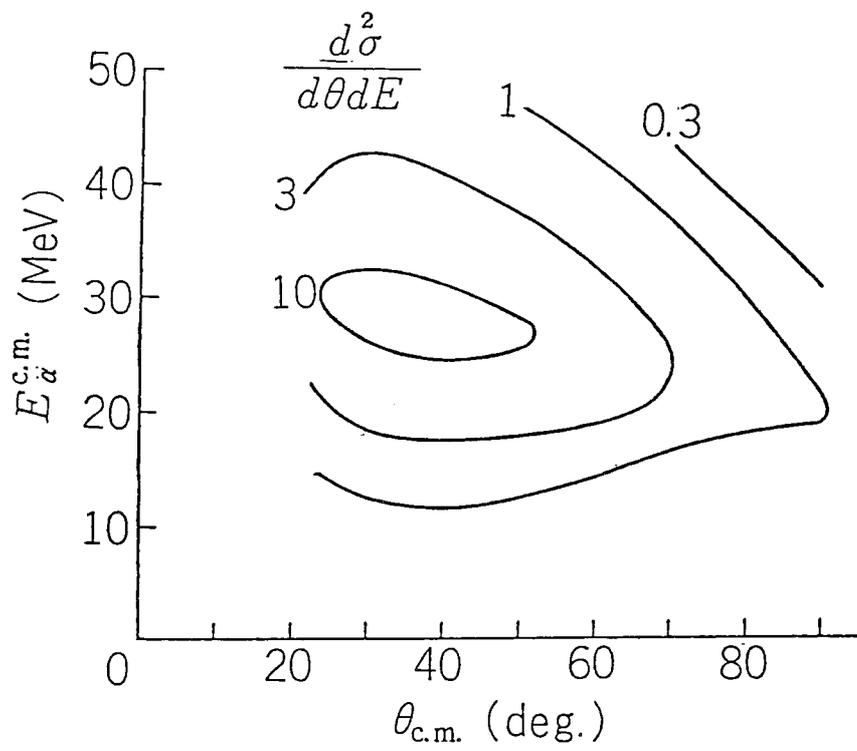


図4-9 $^{159}\text{Tb}(^7\text{Li}, \alpha)$ 反応のWilczynski plot

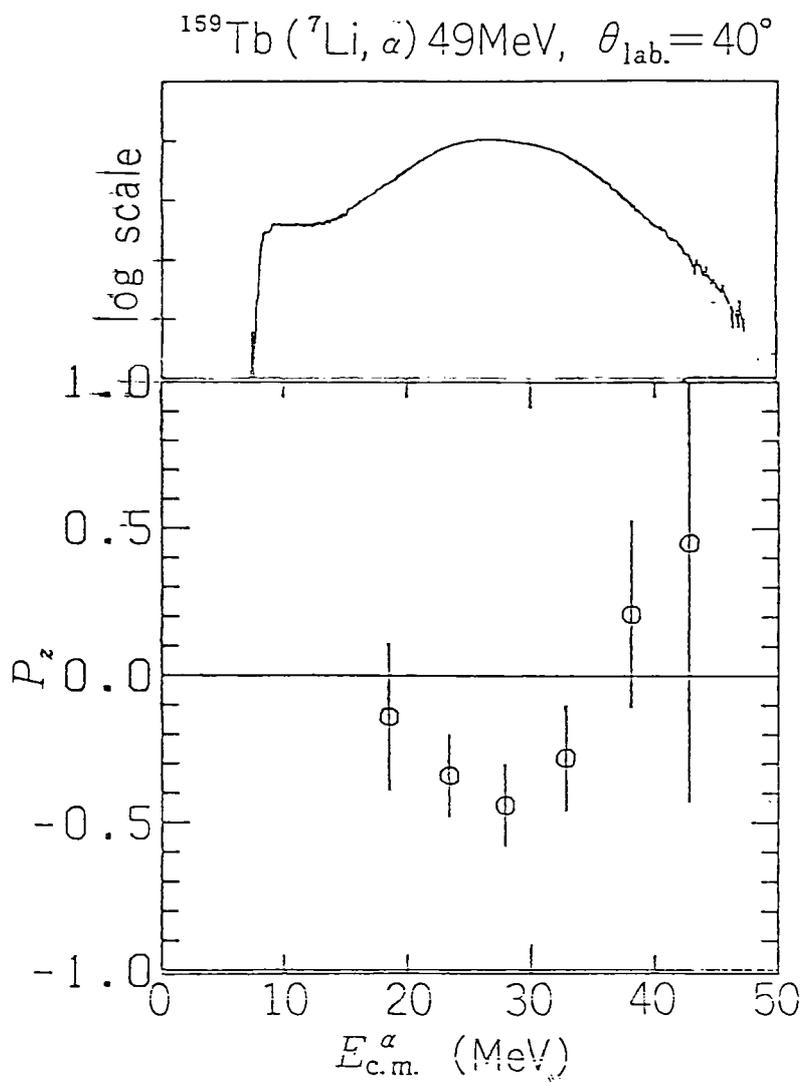


図4-10 $^{159}\text{Tb} (^7\text{Li}, \alpha)$ 反応で α 粒子が 40° に放出されるときの γ 線円偏光から求めた核偏極。

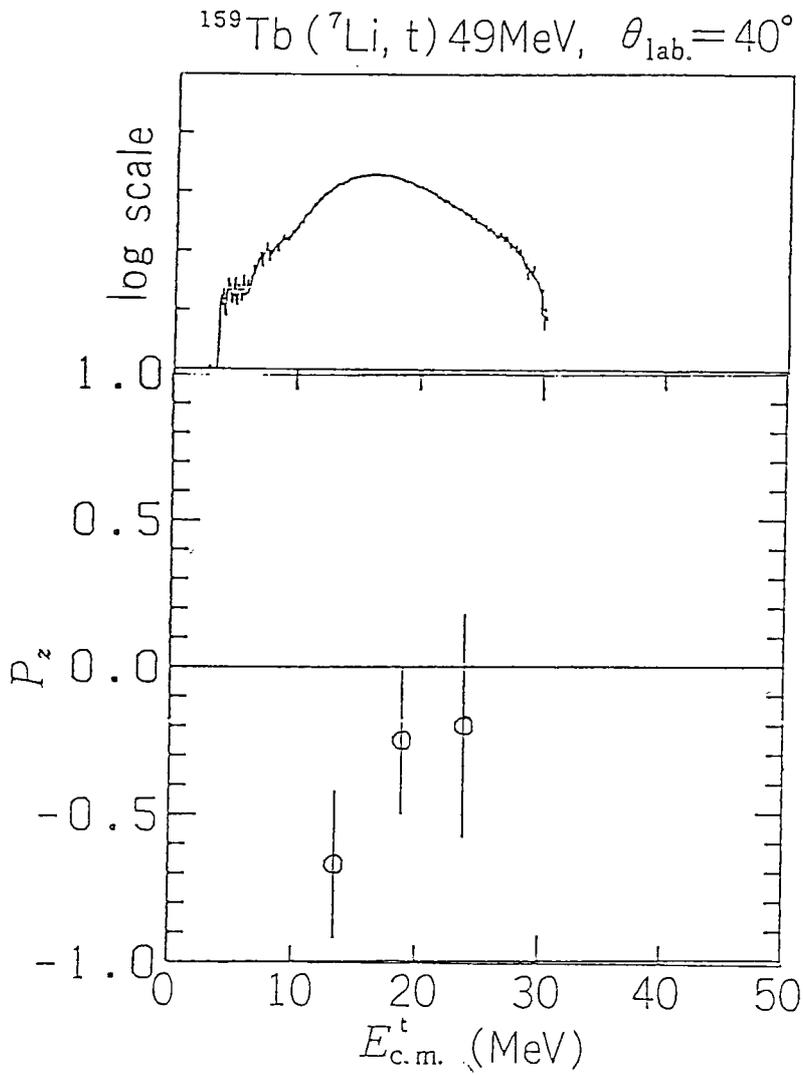


図4-11 $^{159}\text{Tb} (^7\text{Li}, t)$ 反応で t 粒子が 40° に放出されるときに γ 線円偏光から求めた核偏極。

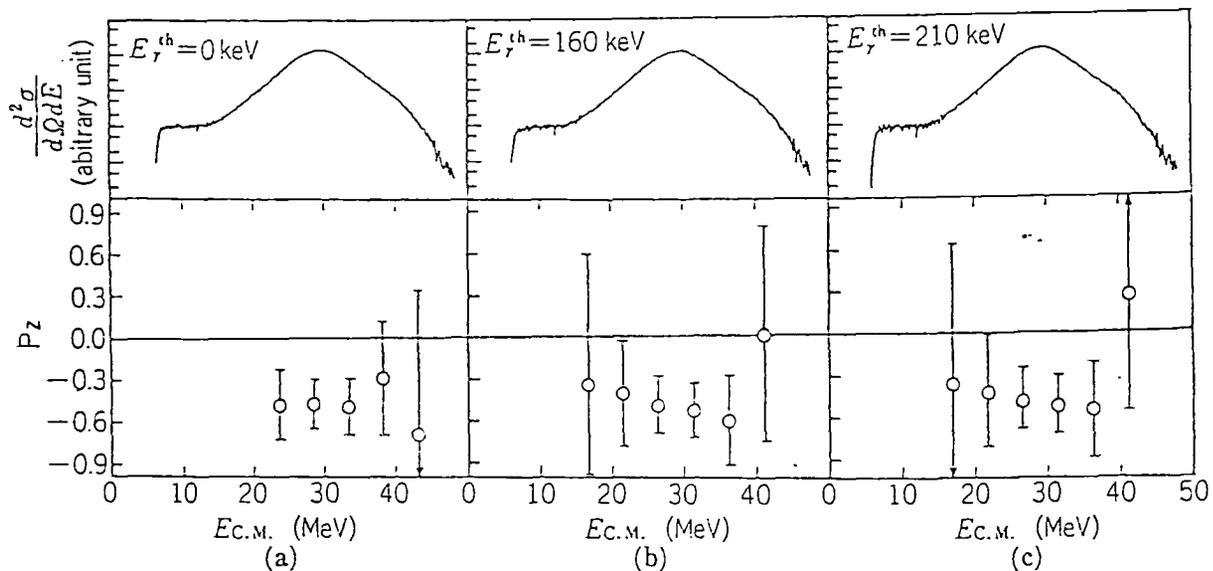


Fig. 1. Energy spectra and spin polarization for the $^{197}\text{Au}(^6\text{Li},\alpha)$ reaction. Threshold energy E_{γ}^{th} of scattered γ rays is set to be (a) 0 keV, (b) 160 keV, (c) 210 keV, respectively.

図4-12 $^{197}\text{Au}(^6\text{Li},\alpha)$ 反応 (48 MeV) で α 粒子が 40° に放出される
 ときの γ 線円偏光から求めた核偏極。 γ 線のしきい値を (a) 0 keV,
 (b) 160 keV, (c) 210 keV と変えた。

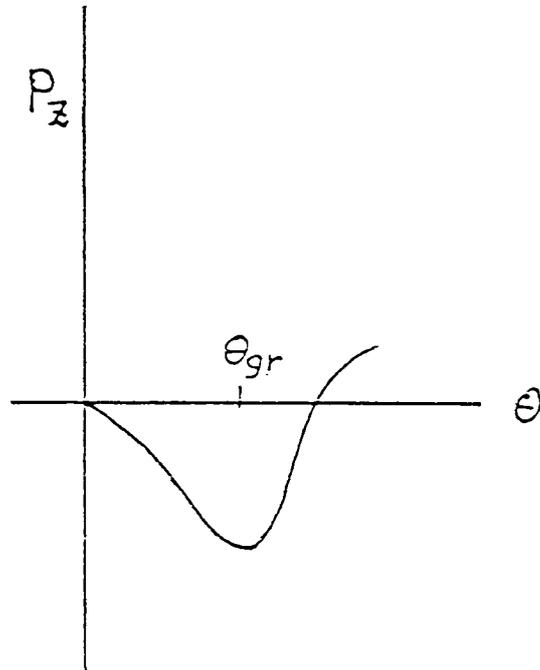
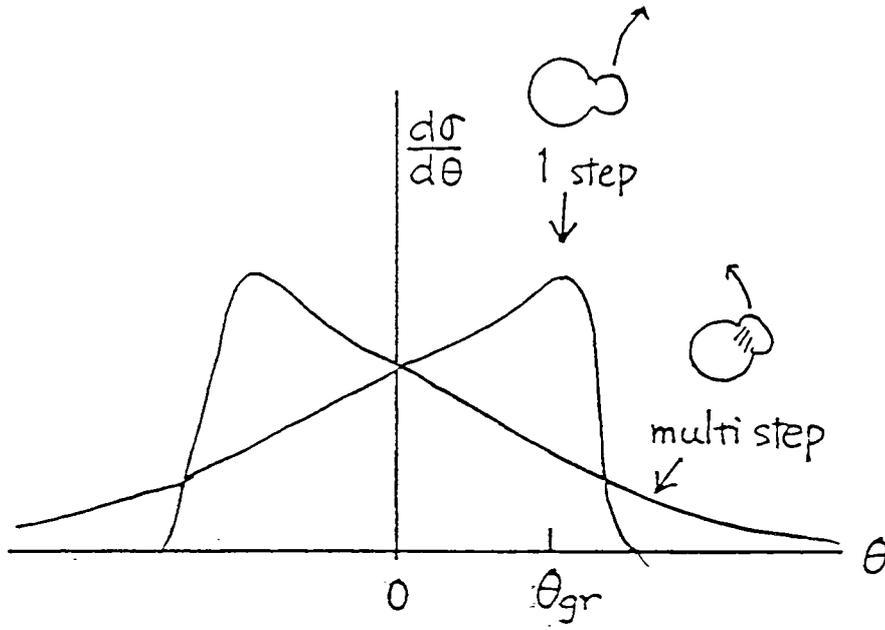


図5-2 上. 微分断面積を模式的にあらわしたもの。1 stepではかすり角に放出されるが相互作用をかさねるにつれて偏向角が負になっていく。図1-4参照。

下 反対側からの寄与を考えて上の図を核偏極にやきなおしたもの。

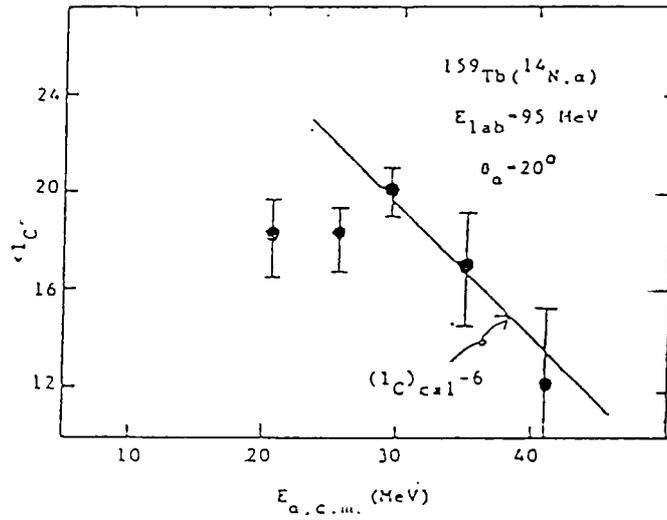


FIGURE 30 Experimental and calculated spin of the compound nucleus formed by the $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, \alpha)^{169}\text{Yb}$ reaction at 95 MeV (Ref. 40)

図 5 - 3 $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, \alpha)$ 反応での γ 線多重度の測定から求めた残留核への移行角運動量。 [IN84] より引用。

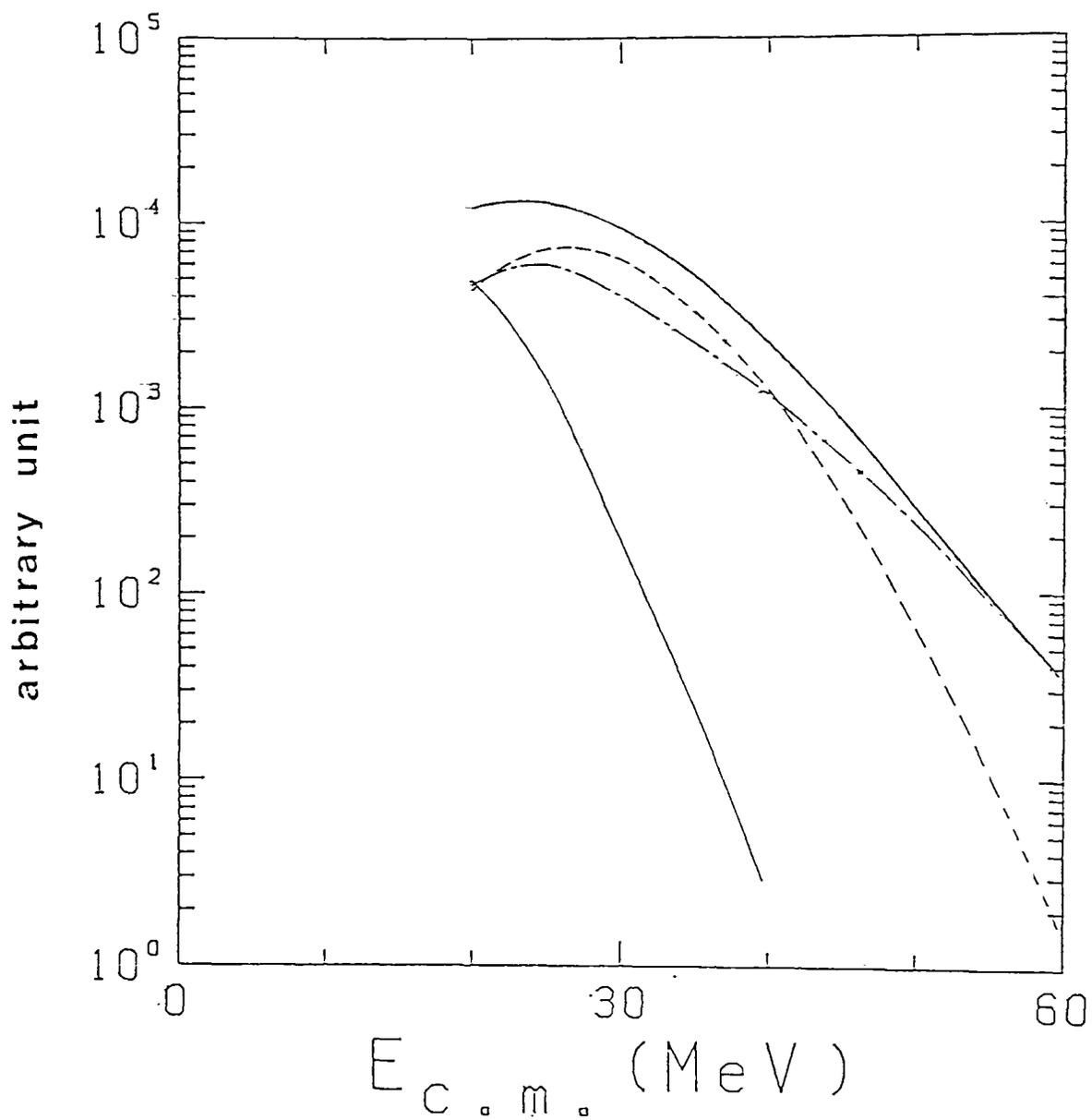


図5-4 α 粒子スペクトル(太い実線)を完全融合反応(実線)、ガウス分布の重い核片移行反応(点線) マクスウェル分布の多段階反応(一点鎖線)に分解した例。

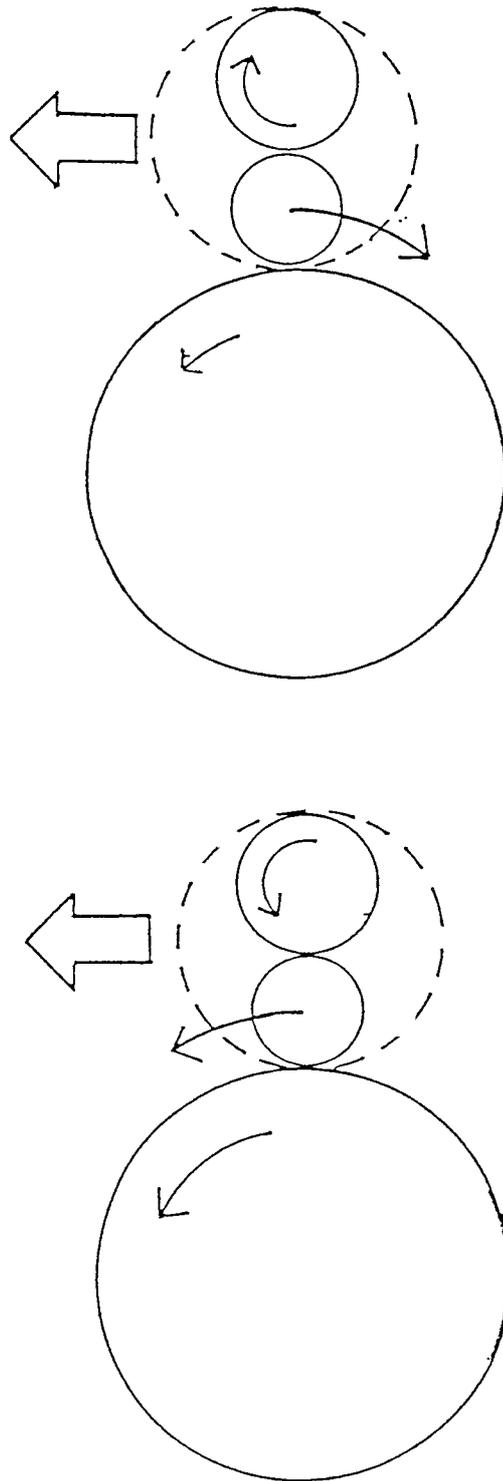


図 5 - 5 核片移行反応において整合条件をみたすときの核偏極 (模式図)
 (左) 移行する核片が入射粒子と同じ方向に運動している場合。
 (右) 移行する核片が入射粒子と違う方向に運動している場合。

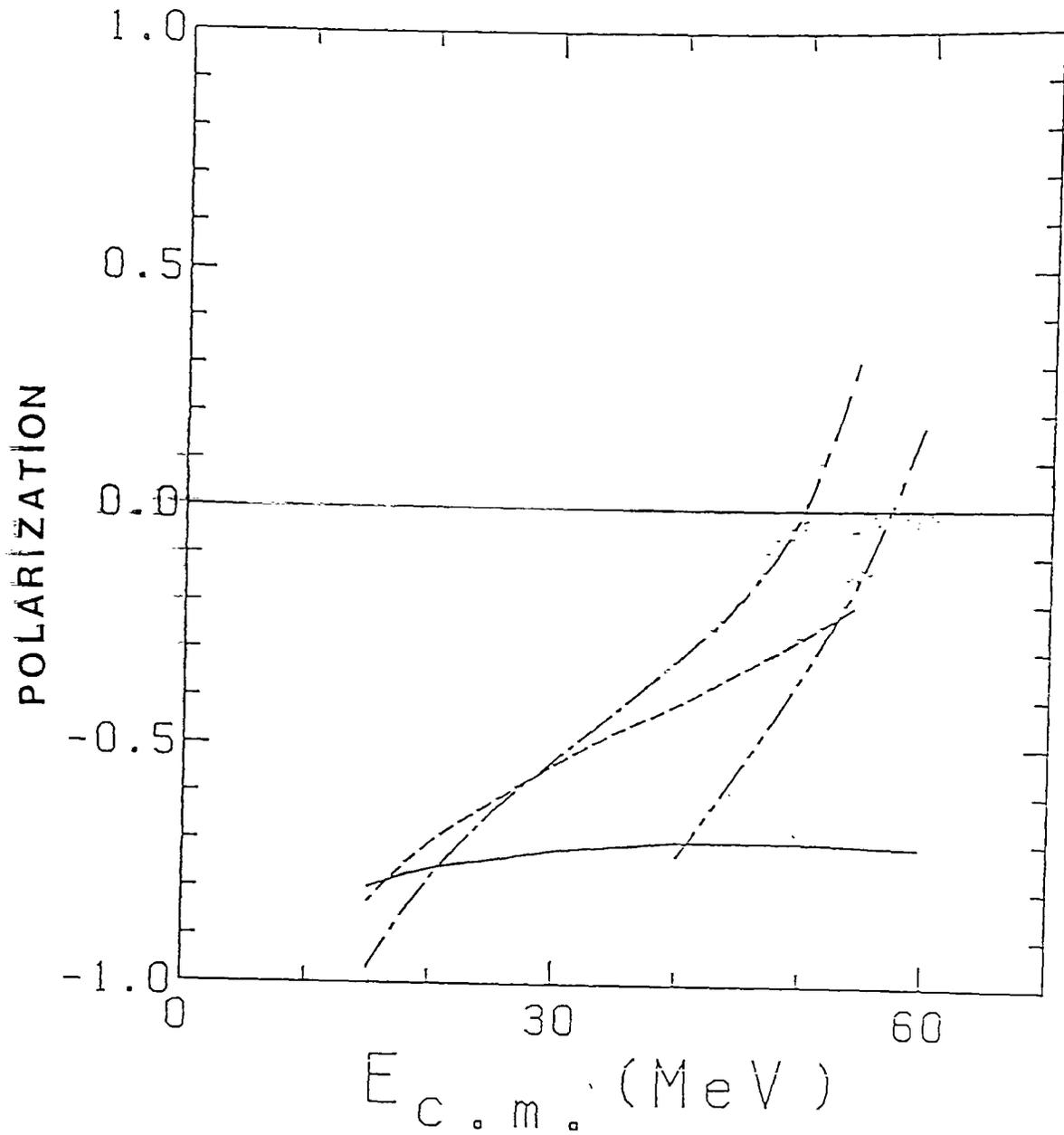


図5-6 拡張されたBrink模型による核偏極の評価。

実線... $^{159}\text{Tb} (^{14}\text{N}, \alpha)$ 反応115 MeV。

点線... $^{159}\text{Tb} (^7\text{Li}, \alpha)$ 反応49 MeV。

一点鎖線... $^{177}\text{Au} (^6\text{Li}, \alpha)$ 反応48 MeV。

二点鎖線... $^{100}\text{Mo} (^{14}\text{N}, ^{12}\text{B})$ 反応100 MeV。

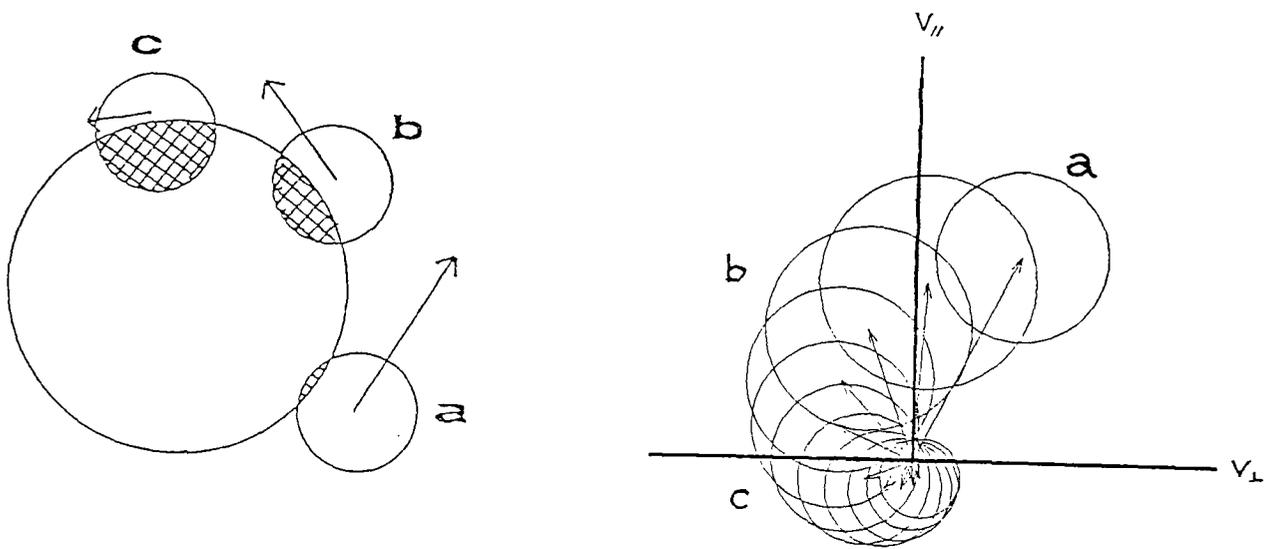


図5-7 hot spotモデルでの軽粒子放出を模式的にあらわしたもの。
 (左) hot spotの形成と接線方向運動量。
 (右) 速度空間での分布。円はそれぞれの段階で最も強く放出されるところ。

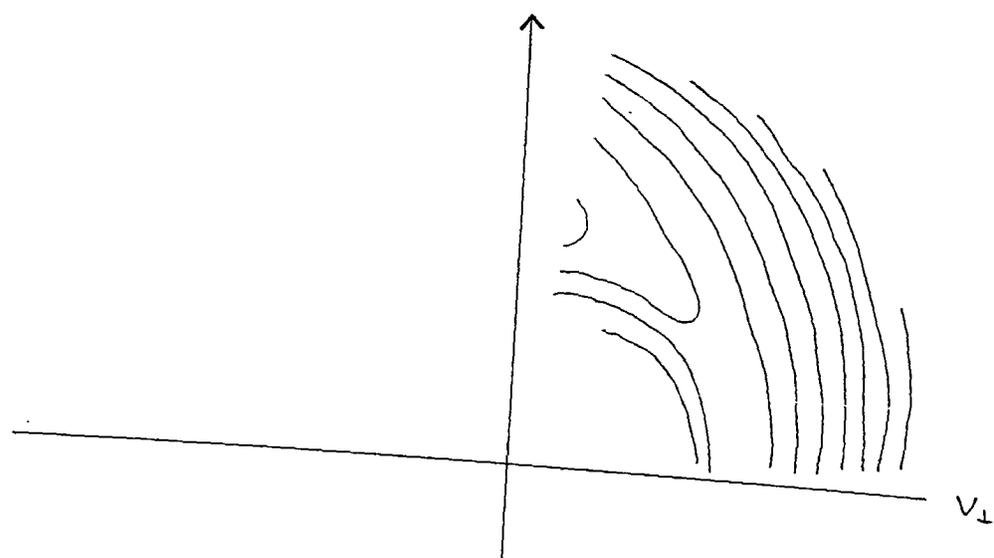
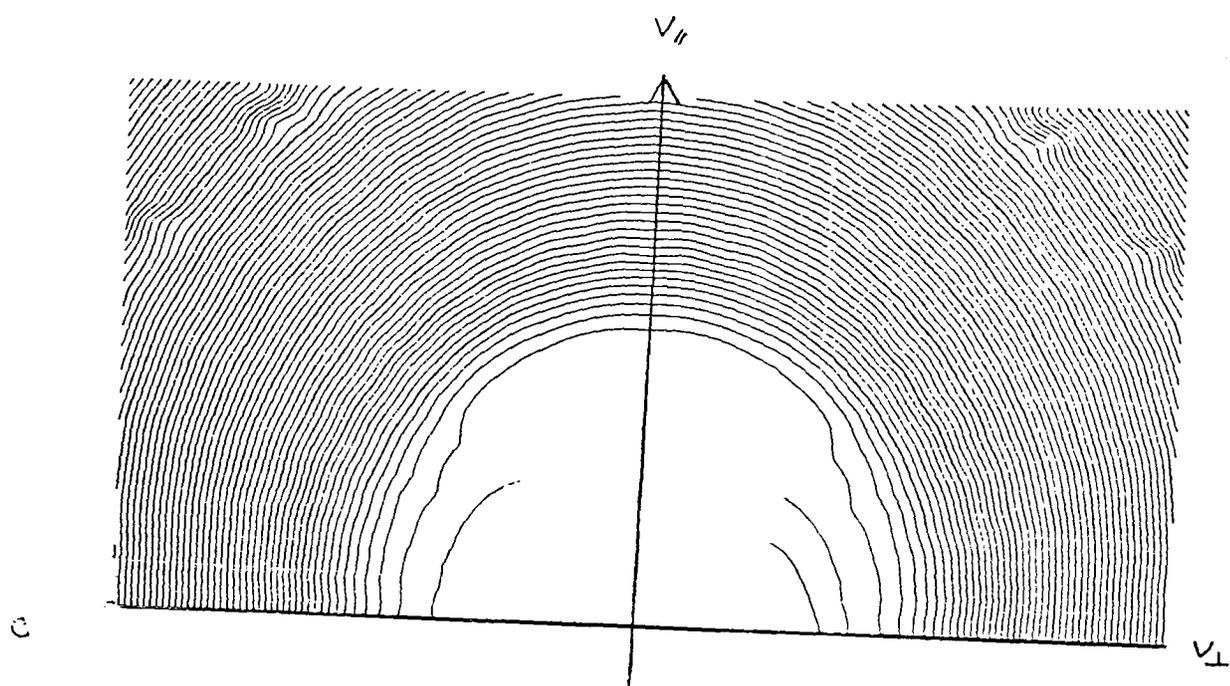


図 5-8 $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, \alpha)$ 反応 (115MeV) の微分断面積を運動量空間で表したものの。
 (上) Hot spot 模型による計算値, (下) 実験値.

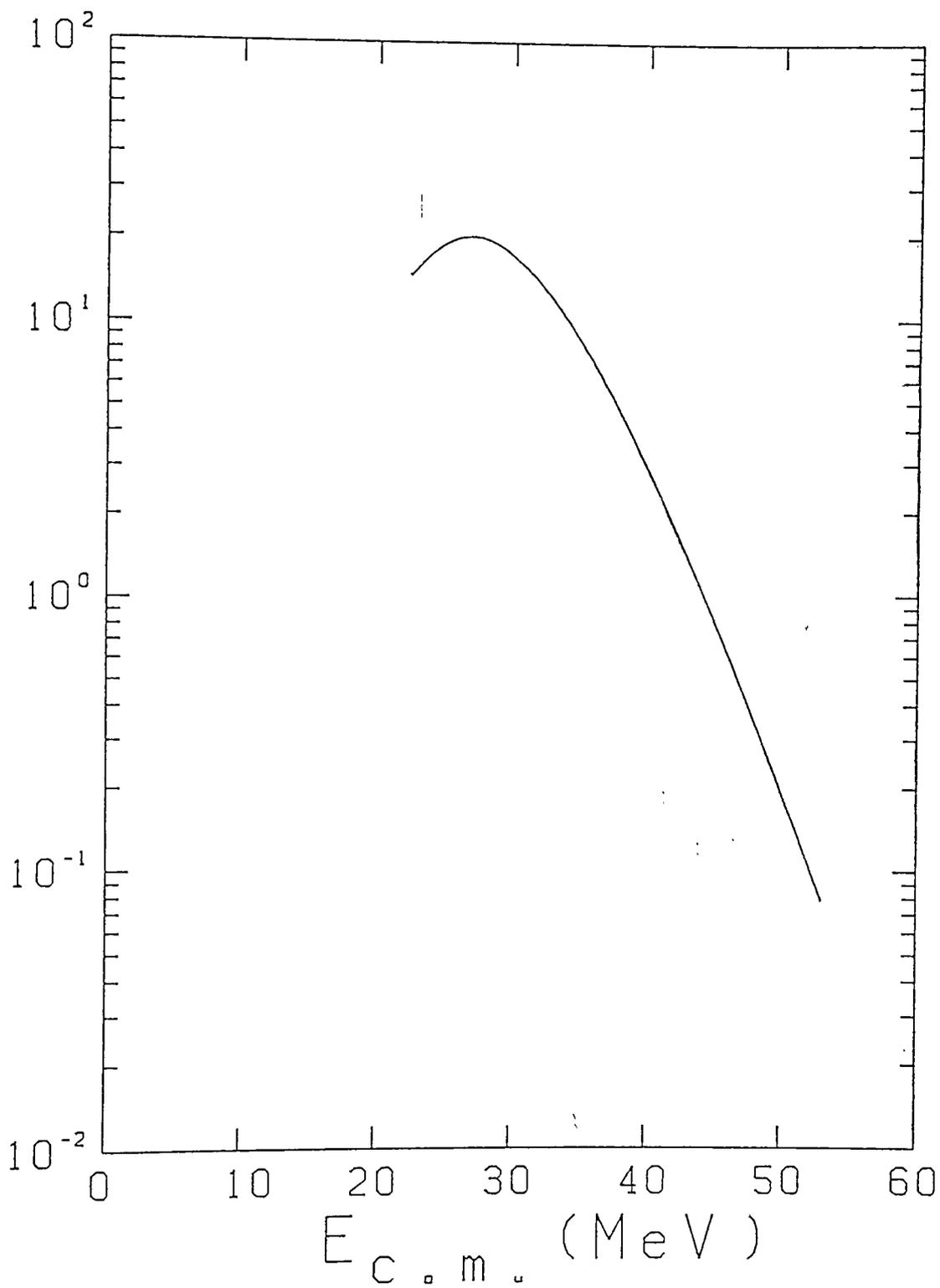


図 5-9 Hot spot 模型で計算した $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ 反応 (115 MeV) で 30° に放出される α 粒子の微分断面積.

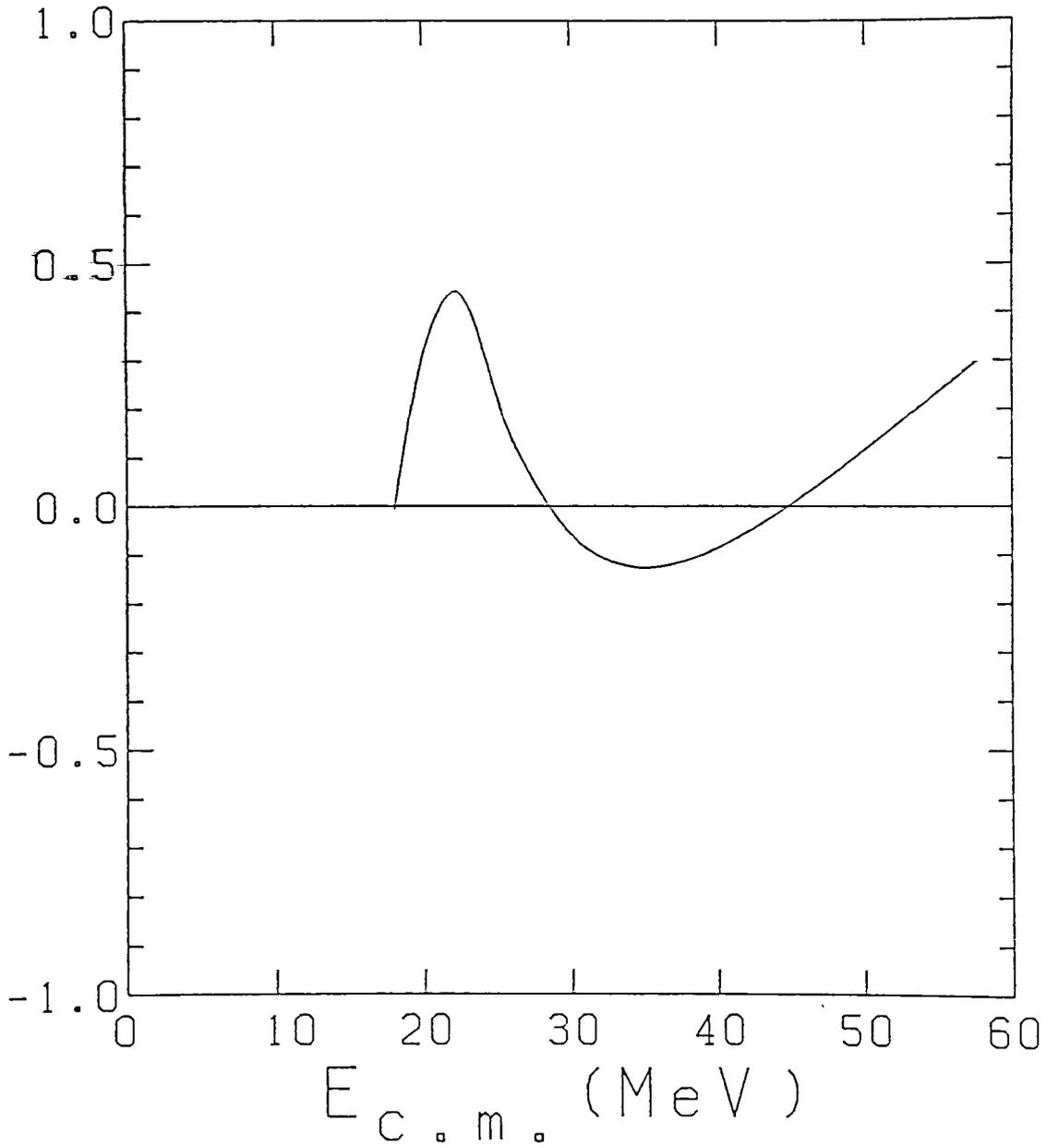
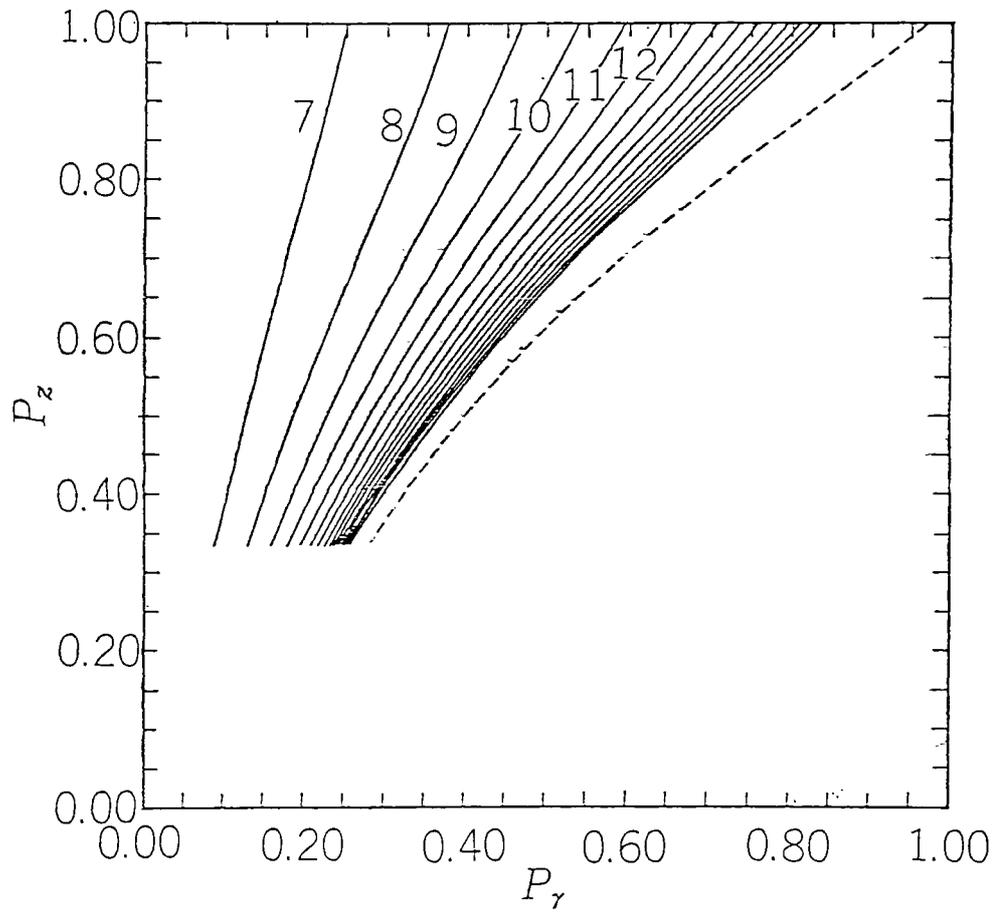
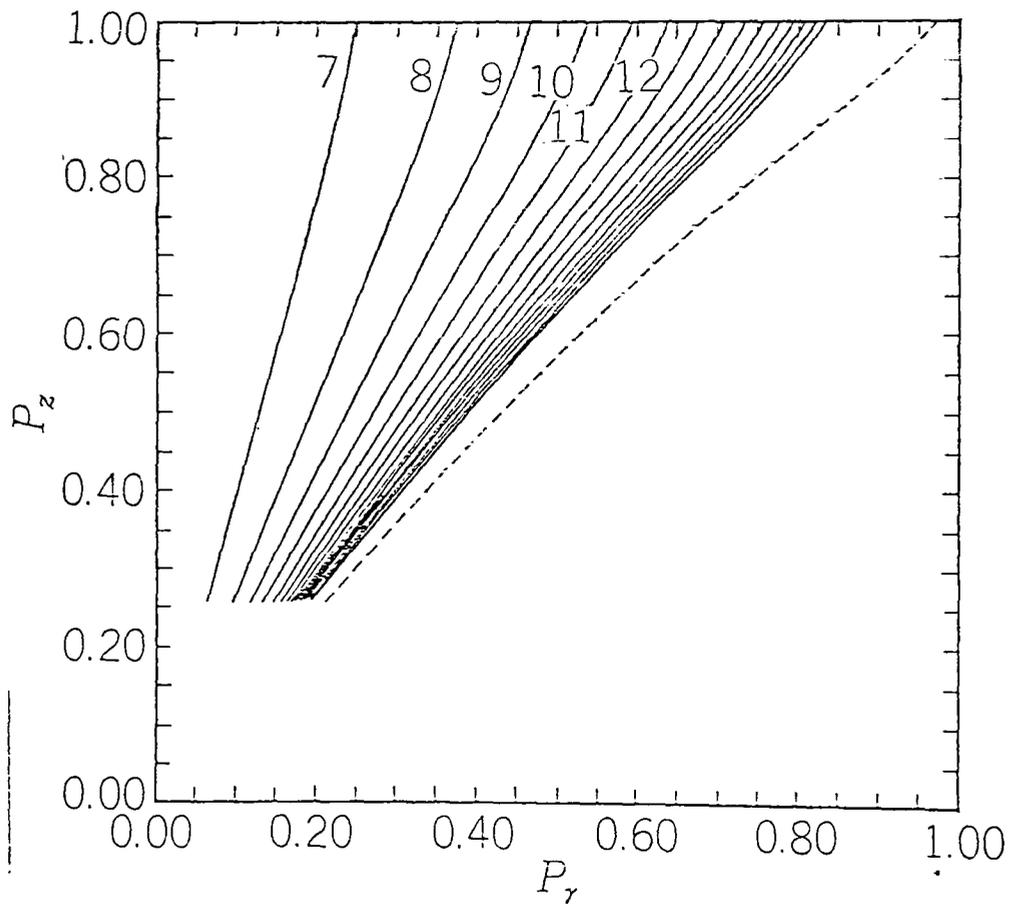


図 5-10 Hot spot 模型で計算した $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ 反応 (115 MeV) で 30° に放出される α 粒子の核偏極.



図AP-1 P_γ と P_z の関係。magnetic substate の分布を指数型として求めたもの。



図AP-2 P_γ と P_z の関係。magnetic substateの分布をガウス型として求めたもの。