

学 位 論 文

核分裂に対する半導体検出器の
高度検出法とその応用

2018年3月

山形大学大学院理工学研究科

武山 美麗

目次

序論

- 1.1 超重元素・超重核
- 1.2 新元素探索研究
- 1.3 新元素探索および超重核研究のための分析装置
- 1.4 超重核の自発核分裂の重要性
- 1.5 超重核の自発核分裂に対する高度検出技術の開発研究
- 1.6 本研究の目的

理論

- 2.1 超重元素研究の目的
- 2.2 超重核の合成過程
 - 2.2.1 超重核の生成断面積
 - 2.2.2 冷たい核融合反応と熱い核融合反応
- 2.3 原子核の崩壊
 - 2.3.1 α 崩壊
 - 2.3.2 自発核分裂
 - 2.3.3 部分半減期
- 2.4 半導体検出器の原理
 - 2.4.1 固体中のバンド構造
 - 2.4.2 電荷キャリア
 - 2.4.3 電界中の電荷キャリアの移動
 - 2.4.4 不純物あるいはドーパントの影響
 - 2.4.5 捕獲および再結合
- 2.5 半導体中の電離性放射線の作用
 - 2.5.1 荷電粒子と物質の相互作用
 - 2.5.2 ファノ因子
 - 2.5.3 パルス波高欠損

実験のセットアップ

- 3.1 実験方法
- 3.2 理研重イオン線形加速器 RILAC
- 3.3 回転式標的
- 3.4 気体充填型反跳核分離装置 GARIS
- 3.5 焦点面検出器
 - 3.5.1 飛行時間検出器

3.5.2 Si-box

3.6 データ収集システム

半導体検出器の自発核分裂に対する高度検出法とその応用

4.1 ^{252}No を用いたビーム実験の詳細

4.2 イベントの解析方法

4.3 核分裂片の検出方法

4.4 ER の深さ方向による SF イベントの応答性

4.5 ER の波高欠損

4.6 Si-box の SF イベントに対する検出応答の評価

4.7 理研における Z=116 合成実験の結果

4.8 Z=116 番元素の TKE 導出および考察

4.8.1 他研究機関による実験結果との比較

4.8.2 文献値との比較

4.9 Z=116 番元素の ER の波高欠損

まとめ

付録

謝辞

第 1 章 序論

1.1 超重元素・超重核

図 1.1.1 に現在までに発見された元素の周期表を示す。この中で自然界に存在する元素は 94 種類であり、最も大きい原子番号をもつ元素は 94 番のプルトニウム (Pu) である。図中に黄色で示した原子番号 43 番のテクネチウム (Tc)、61 番のプロメチウム (Pm)、85 番のアスタチン (At)、93 番のネプツニウム (Np)、94 番のプルトニウム (Pu) の 5 つの元素は、天然に発見される以前に人工的に合成された。原子番号が 95 番以降の元素はすべて人工的に合成されてきた。人工合成による元素の研究は 1930 年代に始まり、2017 年現在では 118 番までの元素が国際純粋応用物理学連合 (IUPAP; International Union of Pure and Applied Physics) と国際純正応用化学連合 (IUPAC; International Union of Pure and Applied Chemistry) の合同ワーキンググループ (JWP; Joint Working Party) によって承認されている。

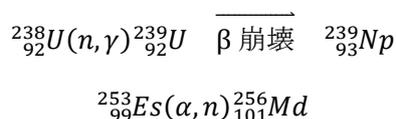
族	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	
周期	1																	2	
1	H 1																	He 2	
2	Li 3	Be 4											B 5	C 6	N 7	O 8	F 9	Ne 10	
3	Na 11	Mg 12											Al 13	Si 14	P 15	S 16	Cl 17	Ar 18	
4	K 19	Ca 20	Sc 21	Ti 22	V 23	Cr 24	Mn 25	Fe 26	Co 27	Ni 28	Cu 29	Zn 30	Ga 31	Ge 32	As 33	Se 34	Br 35	Kr 36	
5	Rb 37	Sr 38	Y 39	Zr 40	Nb 41	Mo 42	Tc 43	Ru 44	Rh 45	Pd 46	Ag 47	Cd 48	In 49	Sn 50	Sb 51	Te 52	I 53	Xe 54	
6	Cs 55	Ba 56	* ●	Hf 72	Ta 73	W 74	Re 75	Os 76	Ir 77	Pt 78	Au 79	Hg 80	Tl 81	Pb 82	Bi 83	Po 84	At 85	Rn 86	
7	Fr 87	Ra 88	† ●	Rf 104	Db 105	Sg 106	Bh 107	Hs 108	Mt 109	Ds 110	Rg 111	Cn 112	Nh 113	Fl 114	Mc 115	Lv 116	Ts 117	Og 118	
			<div style="display: flex; justify-content: space-between;"> → 超アクチノイド元素 ← 113番新元素 </div>																
*ランタノイド			La 57	Ce 58	Pr 59	Nd 60	Pm 61	Sm 62	Eu 63	Gd 64	Tb 65	Dy 66	Ho 67	Er 68	Tm 69	Yb 70	Lu 71		
†アクチノイド			Ac 89	Th 90	Pa 91	U 92	Np 93	Pu 94	Am 95	Cm 96	Bk 97	Cf 98	Es 99	Fm 100	Md 101	No 102	Lr 103		

天然に存在する物質から発見された元素

人工的に合成することにより発見された元素

図 1.1.1 元素の周期表。原子番号 43、61、85、93、94 の元素は、天然に発見される以前に人工的に合成された。原子番号 113、115、117、118 の元素は、国際純粋応用物理学連合 (IUPAP; International Union of Pure and Applied Physics) と国際純正応用化学連合 (IUPAC; International Union of Pure and Applied Chemistry) の合同ワーキンググループ (JWP; Joint Working Party) によって 2015 年 12 月 31 日に発見が認められた。

原子核は陽子と中性子から構成されている。原子核の種類(核種)は陽子数(=原子番号) Z と中性子数 N で決まり、陽子数と中性子数の和が質量数 A である。原子番号が同じで中性子数が異なる核種は同位体と呼ばれ、安定同位体と放射性同位体の 2 種類が存在している。安定同位体は存在し続けるが、放射性同位体は時間とともに放射線を放出して原子核崩壊を起こす。人工的に合成された原子核はすべて放射性同位体であり、原子番号が大きくなるにつれて寿命が短くなる。人工合成された 29 の元素のうち、101 番以下の原子番号を持つ元素はサイクロトロンや原子炉、水爆実験により合成された。例えば原子番号 95 から 98、および 101 番元素は、サイクロトロンや原子炉からの中性子、陽子、 α 粒子等を標的となる重い原子核に照射して合成された。99、100 番元素は 1952 年の中部太平洋・エニウェトク環礁での水爆実験生成物の分析から発見された[1]。サイクロトロンや原子炉を用いた元素合成の例を以下に示す。



${}_{93}^{239}\text{Np}$ (ネプツニウム, $Z = 93$) は ${}_{92}^{238}\text{U}$ (ウラン, $Z = 92$) 標的に中性子を照射して ${}_{92}^{239}\text{U}$ が合成され、その ${}_{92}^{239}\text{U}$ が β^- 崩壊を起こすことによって発見された[2]。 ${}_{101}^{256}\text{Md}$ (メンデレビウム, $Z = 101$) は ${}_{99}^{253}\text{Es}$ (アインスタニウム, $Z = 99$) 標的に α 粒子 ($Z = 2, A = 4$) を照射することによって発見された[2]。しかし 102 番元素以降の元素を陽子や中性子、 α 粒子等の軽い原子核を衝突させて合成する場合、その標的となる元素は原子番号 100 番以降の元素 (Fm) が必要となる。しかしながら Fm 以降の元素は寿命が短く標的に使用することができないため、この方法では α 粒子 ($Z = 2$) を Es ($Z = 99$) 標的に当てて合成された Md ($Z = 101$) が限界である。そのため、102 番以上の元素は加速器で高速に加速した He より重いイオン (重イオン) を標的に照射し、核融合反応によって元素合成が行われた。特に原子番号 104 番以上の元素を超重元素、その原子核を超重核と呼ぶ。表 1.1.1 に超重元素発見の歴史とその合成核反応を示す。

原子番号 104 番から 106 番元素はアメリカの LBNL (Lawrence Berkeley National Laboratory) のグループにより、標的の ${}_{98}^{249}\text{Cf}$ に ${}_{6}^{12}\text{C}$ 、 ${}_{7}^{15}\text{N}$ 、 ${}_{8}^{18}\text{O}$ を照射して合成された。105 番元素はほぼ同時期にロシアの FLNR (Flerov Laboratory of Nuclear Reaction) の研究グループで ${}_{95}^{243}\text{Am}({}_{10}^{22}\text{Ne},4n){}_{105}^{261}\text{Db}$ により合成された。元素名を付ける権利は新元素を発見した研究機関に与えられる。104 番から 106 番元素は発見から 20 年以上経った冷戦後に、LBNL により 104・106 番元素は Rf (ラザホージウム)、Sg (シーボーギウム) と命名された[2]。105 番元素は FLNR により Db (ドブニウム) と命名された[2]。107 番から 112 番元素はドイツの GSI (Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH) のグループが、線形加速器 UNILAC (UNIversal Linear ACcelerator) を用いて、 ${}_{83}^{209}\text{Bi}$ や ${}_{82}^{208}\text{Pb}$ の標的に ${}_{24}^{54}\text{Cr}$ 、 ${}_{26}^{58}\text{Fe}$ 、 ${}_{28}^{62,64}\text{Ni}$ 、 ${}_{30}^{70}\text{Zn}$ を照射して合成に成功し、それぞれ Bh (ボーリウム)、Hs (ハッシウム)、Mt (マイトネリウム)、Ds (ダームスタチウム)、Rg (レントゲニウム)、Cn (コ

ペルニシウム) と命名された[2,3]。114、116 番元素はロシア・アメリカを中心とした国際共同研究グループ(露米共同研究グループ)により ^{242}Pu 、 ^{245}Cm の標的に ^{48}Ca を照射して合成され、Fl(フレロビウム)、Lv(リバモリウム) と命名された[4]。113 番元素は同じ露米共同研究グループが 2004 年 2 月に、標的の ^{243}Am に ^{48}Ca を照射して 115 番元素の合成に成功し、その崩壊連鎖上の原子核として原子番号 113 の原子核も発見したと発表した[5,6]。しかし崩壊連鎖が既知の原子核まで到達していないため、命名権の獲得には至らなかった[4]。続いて、理化学研究所(理研)の森田グループが 2004 年 7 月に ^{209}Bi の標的に ^{70}Zn を照射して 113 番元素の観測に成功し、合計 3 個の合成を報告した[7-9]。その後、露米共同研究グループが ^{237}Np の標的に ^{48}Ca を照射して 113 番元素を合成した[10]。2015 年 12 月 31 日、理研グループに 113 番元素の命名権が与えられ[11]、Nh(ニホニウム) と命名された[12]。元素発見の歴史において日本の命名権獲得はアジア初の快挙となった。露米共同研究グループにより、115・117・118 番元素はそれぞれ ^{243}Am 、 ^{249}Bk 、 ^{249}Cf の標的に ^{48}Ca を照射して合成され、113 番元素と同じく 2015 年に発見が認められた後[11]、それぞれ Mc(モスコビウム)、Ts(テネシン)、Og(オガネソン) と命名された[12]。原子番号 118 の Og まで元素名が確定した今、新元素研究の最前線は元素周期表の第 8 周期となる 119・120 番の探索へと移行した。

表 1.1.1 超重元素発見の歴史[2]。

原子番号	元素名	元素記号	発見年	発見国	合成核反応
104	ラザホージウム	Rf	1969	アメリカ	$^{249}\text{Cf}(^{12}\text{C},4n)^{257}\text{Rf}$
105	ドブニウム	Db	1970	アメリカ	$^{249}\text{Cf}(^{15}\text{N},4n)^{260}\text{Db}$
			1971	ロシア	$^{243}\text{Am}(^{22}\text{Ne},4n)^{261}\text{Db}$
106	シーボーギウム	Sg	1974	アメリカ	$^{249}\text{Cf}(^{18}\text{O},4n)^{263}\text{Sg}$
107	ボーリウム	Bh	1981	ドイツ	$^{209}\text{Bi}(^{54}\text{Cr},n)^{262}\text{Bh}$
108	ハッシウム	Hs	1984	ドイツ	$^{208}\text{Pb}(^{58}\text{Fe},n)^{265}\text{Hs}$
109	マイトネリウム	Mt	1982	ドイツ	$^{209}\text{Bi}(^{58}\text{Fe},n)^{266}\text{Mt}$
110	ダームスタチウム	Ds	1995	ドイツ	$^{208}\text{Pb}(^{62}\text{Ni},n)^{269}\text{Ds}$
111	レントゲニウム	Rg	1995	ドイツ	$^{209}\text{Bi}(^{64}\text{Ni},n)^{272}\text{Rg}$
112	コペルニシウム	Cn	1996	ドイツ	$^{208}\text{Pb}(^{70}\text{Zn},n)^{277}\text{Cn}$
113	ニホニウム	Nh	2004	ロシア/アメリカ	$^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca},3n)^{288}\text{Mc} \rightarrow ^{284}\text{Nh}$ $^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca},4n)^{287}\text{Mc} \rightarrow ^{283}\text{Nh}$
				日本	$^{209}\text{Bi}(^{70}\text{Zn},n)^{278}\text{Nh}$
114	フレロビウム	Fl	2004	ロシア/アメリカ	$^{242}\text{Pu}(^{48}\text{Ca},3n)^{287}\text{Fl}$
115	モスコビウム	Mc	2004	ロシア/アメリカ	$^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca},3n)^{288}\text{Mc}$
					$^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca},4n)^{287}\text{Mc}$
116	リバモリウム	Lv	2004	ロシア/アメリカ	$^{245}\text{Cm}(^{48}\text{Ca},2n)^{291}\text{Lv}$
117	テネシン	Ts	2010	ロシア/アメリカ	$^{249}\text{Bk}(^{48}\text{Ca},3n)^{294}\text{Ts}$
					$^{249}\text{Bk}(^{48}\text{Ca},4n)^{293}\text{Ts}$
118	オガネソン	Og	2006	ロシア/アメリカ	$^{249}\text{Cf}(^{48}\text{Ca},3n)^{294}\text{Og}$

1.2 新元素探索研究

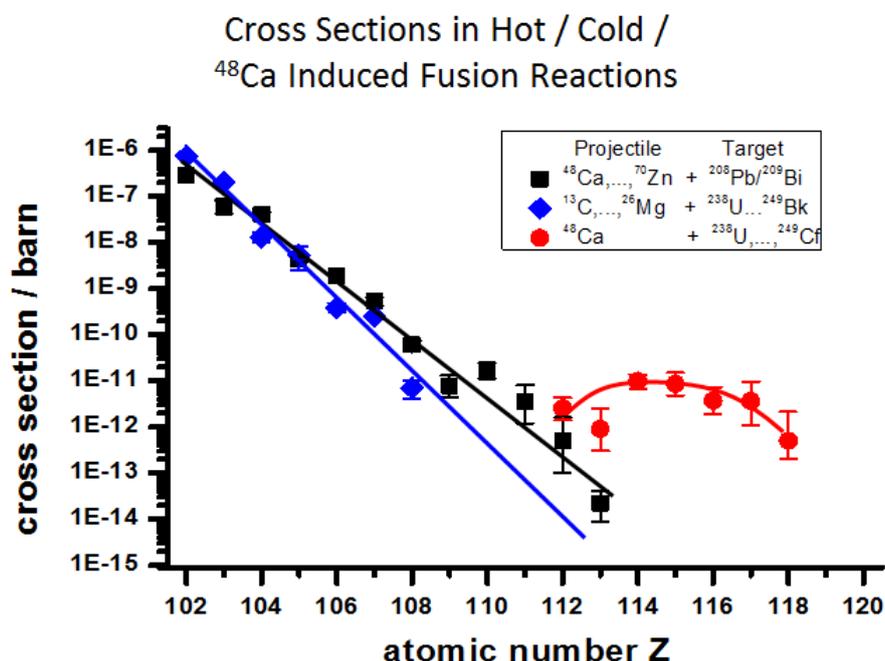
超重元素の研究は、原子核が一体どこまで安定に存在するかという“原子核の存在限界”や、超重核領域に長寿命の原子核は存在するのかという“超重核の「安定の島」の探索”、そして中性子星合体からの重力波検出で、今後の展開が注視される宇宙での重元素原子核合成過程、すなわち“速い中性子吸収過程（r-プロセス元素合成）”の研究にも新しい知見を与える事ができる原子核研究の根幹の一つである。特に新元素探索は、人類が到達しうる最も大きな原子番号を持つ原子核を人工的に合成し同定する試みで、物理・化学・天文学から加速器とその周辺技術におよぶ超重元素研究の最も重要な研究テーマの一つである。

超重元素を合成するためには加速器で加速した比較的軽い重イオンビームと重い元素の核標的との核融合反応が用いられる[13]。核融合反応とは、二つの原子核（ビーム核、標的核）が融合して一つの核（複合核）になることで、目的とする超重核の原子番号はビームおよび標的に使用される核種の原子番号を足し合わせることで決まる。しかしながら核融合反応を用いて合成される超重核の生成断面積はピコバーン（ $1 \text{ pb} = 10^{-36} \text{ cm}^2$ ）以下と非常に小さく、新元素探索に代表される超重核研究には長時間の実験が必要になる。この原因として、超重核領域では接触した二つの原子核が複合核になる前に、強いクーロン斥力によって再び分離してしまう準核分裂を起こすことや、また励起状態にある複合核のほとんどが中性子や γ 線を放出し、脱励起して超重核になる前に核分裂を起こすことが考えられる。この時の複合核の励起エネルギーの違いにより核融合反応を用いた超重核の合成方法は「冷たい核融合反応（cold fusion）」と「熱い核融合反応（hot fusion）」の2つに大別される。合成された超重核の励起エネルギーがおよそ 20 MeV よりも小さい反応は冷たい核融合反応、それよりも大きい励起エネルギーの反応を熱い核融合反応と呼ぶ。表 1.2.1 に冷たい核融合反応と熱い核融合反応の比較を示す。

表 1.2.1 冷たい核融合反応と熱い核融合反応の比較。

	Cold Fusion	Hot Fusion
ビーム粒子	^{64}Ni , ^{70}Zn など	^{34}S , ^{48}Ca など
標的	^{208}Pb , ^{209}Bi	^{232}Th , ^{238}U , ^{248}Cm
	Z~82, N~126 の核	アクチノイド核
報告されている最大の原子核	Z=113, N=165	Z=118, N=176
	^{278}Nh	^{294}Og
励起エネルギー	$U_{\text{CN}} \sim 15 \text{ MeV}$	$U_{\text{CN}} \sim 35 \text{ MeV}$
放出される中性子の数	1~2	3~6
融合確率	低い	高い
生き残り確率	高い	低い
α 崩壊連鎖の終点（核分裂）	既知の核	未知の核

表 1.2.1 に示すように「冷たい核融合反応」は Pb や Bi のような $Z = 82$ 、 $N = 126$ の二重魔法数付近の標的に Fe や Ni、Zn のようなビームを照射して合成される反応である。冷たい核融合反応は FLNR の Oganessian によって提案され[14]、GSI および理研において元素合成が行われてきた。GSI では $Z = 107-112$ 元素の発見に成功し[15]、理研では 113 番元素 Nh を Bi ($Z = 83$) の標的に Zn ($Z = 30$) を照射して、冷たい核融合反応を用いて合成した[7-9]。冷たい核融合反応で生成される複合核は、融合反応による励起エネルギーが低いため、中性子を 1 つまたは 2 つを放出して蒸発残留核として生き残る確率が高いという特徴を持つ。しかし、ビーム核と標的核の原子番号の積で表されるクーロンパラメータが大きく、ビーム核と標的核の強いクーロン斥力によって核融合反応そのものが阻害されるため、原子番号が大きくなるにつれて生成断面積が小さくなる[13]。「熱い核融合反応」は U や Cm のようなアクチノイド標的に Ca のような軽粒子ビームを照射して合成される反応で、露米共同研究グループが先駆的に進めてきた合成反応である。この反応では融合反応による複合核の励起エネルギーが高く、合成された複合核は脱励起するために中性子を 3 つ以上放出しなければならない[13]。そのためクーロンパラメータが小さく、原子番号の大きな超重核に対する生成断面積は冷たい核融合反応より高くなる。しかし、融合された超重核の生き残る確率は低くなる。



A. Yakushev; 16-th International Conference on Electromagnetic Separators, EMIS 2012, Matsue, 1-8.12.2012

図 1.2.1 冷たい核融合反応、熱い核融合反応の生成断面積。黒、青色のプロットは冷たい核融合反応、赤色のプロットは熱い核融合反応を示す。原子番号が大きくなるにつれて冷たい核融合反応での断面積が急激に小さくなっている。113 番より原子番号の大きな元素の合成では、断面積の小ささから反応を変え、熱い核融合反応での実験を試みている[16]。

図 1.2.1 は冷たい核融合反応および熱い核融合反応による超重核合成の生成断面積であり、原子番号が大きくなるにつれて生成断面積が小さくなっていることが分かる。冷たい核融合反応で合成されたうち最も大きな原子番号を持つ Nh は 574 日におよぶ照射実験で 3 個の合成に成功したが、その生成断面積は 22 フェムトバーン ($1 \text{ fb} = 10^{-39} \text{ cm}^2$) と大変小さい[9]。112 番以降の元素合成では冷たい核融合反応に比べ熱い核融合反応による生成断面積の方が高くなっていることが実験的に示されている。119 番を超える新元素の合成では、冷たい核融合反応ではさらに生成断面積が小さくなるため、限られたマシンタイム等の実験的制限を考慮すると熱い核融合反応を適用する必要がある。そこで我々は原子番号 119・120 の新元素探研究を理研で行うために、熱い核融合反応研究に最適化した新しい気体充填型反跳核分離装置「GARIS (GAs-filled Recoil Ion Separator)」の開発およびその周辺機器の開発を進めてきた。

1.3 新元素探索および超重核研究のための分析装置

原子番号 107 番から 118 番までの超重元素は、ロシアの FLNR、ドイツの GSI、日本の理研の加速器研究施設で発見・命名された。図 1.3.1 はこれらの研究施設で行われた超重核合成実験の模式図であり、加速されたビームと標的との核融合反応により超重核が合成され、超重核は分離装置によってバックグラウンドとなる粒子から弁別された後、焦点面に設置した検出器により収集される様子を示す。

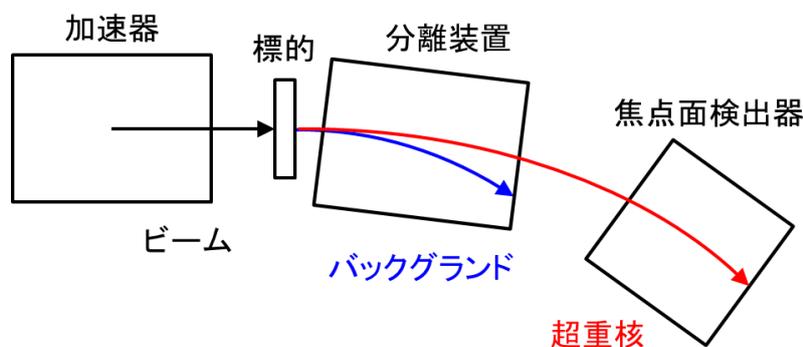


図 1.3.1 超重核合成実験の模式図。黒は加速器から供給されたビーム、赤は合成された超重核、青は分離されたバックグラウンドの軌道を示す。超重核は焦点面に設置された検出器に輸送される。

表 1.3.1 に FLNR、GSI、理研の各研究施設の加速器と分離装置の特徴を示す。118 番元素までの超重核融合反応のために用いる重イオン加速器として、FLNR ではサイクロトロン、GSI と理研では直線加速器（リニアック）が用いられた。

表 1.3.1 代表的な超重元素の研究施設と加速器、分離装置[13]。

施設	FLNR(ロシア)	GSI(ドイツ)	理研(日本)
加速器	サイクロトロン U400	リニアック UNILAC	リニアック RILAC
分離装置	VASSILISSA GFRS ¹⁾	SHIP ²⁾ TASCA ³⁾	GARIS ⁴⁾ GARIS-II

- 1) Gas-Filled Recoil nuclear Separator
- 2) Separator for Heavy Ion reaction Products
- 3) TransActinide Separator and Chemistry Apparatus
- 4) Gas-filled Recoil Ion Separator

青: Wien Filter型分離装置
赤: 気体充填型反跳核分離装置

超重核分離装置

加速されたビームと標的との核融合反応により合成された超重核をバックグラウンド粒子と分離し、検出器に収集するために超重核分離装置が用いられる。分離装置には静磁場と静電場が使用される。合成された超重核が標的から飛び出す時、超重核はある荷電状態の周りに分布している。図 1.3.2 に磁場中での超重核の荷電状態と軌道を示す。左図に示すように荷電状態の異なる超重核が真空中を飛行する時、荷電状態は変わらず、磁場中で別の軌道を通る。そのため焦点面での位置にばらつきが生じ、焦点面に設置された検出器における収集効率が小さくなる。このように超重核が検出器に到達するまでに通る軌道を真空にし、静磁場のみを使った場合、高効率の分離装置を作ることは困難である。そこで一般的に静磁場と静電場を組み合わせる方法ならびに静磁場中にガスを充填する方法の 2 通りの方法が用いられる。前者の分離装置は超重核の速度の違いによって分離を行うウィーンフィルター型、後者は粒子の軌道の違いによって分離を行う気体充填型である。

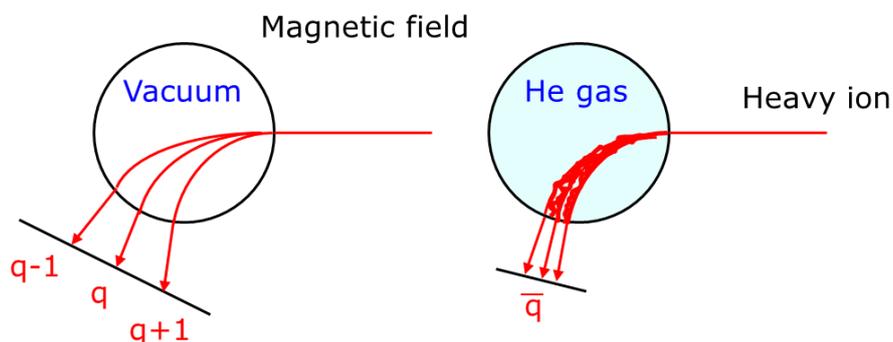


図 1.3.2 磁場中での超重核の荷電状態と軌道。左は磁場領域が真空の場合、右は磁場領域に低圧気体（ヘリウムガス）を充填した場合を示す。赤色の矢印は超重核の軌道である。

ウィーンフィルター型は静磁場によるローレンツカと静電場によるクーロンカがどちらも荷電状態に比例することを利用し、超重核の荷電状態に関係なく、特定の速度の粒子だ

けを輸送し、それ以外の速度の粒子を偏向させる。つまり速度の違いによって超重核を分離する装置である[17]。一方、図 1.3.2 右に示すように気体充填型では静磁場中に希薄なガスを詰め、ガス分子と超重核の衝突を繰り返させることで荷電交換反応を起こす。荷電交換反応により、粒子の価数は平均価数付近で増減を繰り返すようになり、焦点面でのばらつきが少なくなる。また、荷電粒子の軌道は粒子の速度や電荷に依存せず、質量数と原子番号によって決まり、目的とする超重核の焦点面検出器における収集効率を大きくすることができる[15]。FLNR では気体充填型反跳核分離装置 DFRS、GSI ではウィーンフィルター型の SHIP が用いられた[15]。

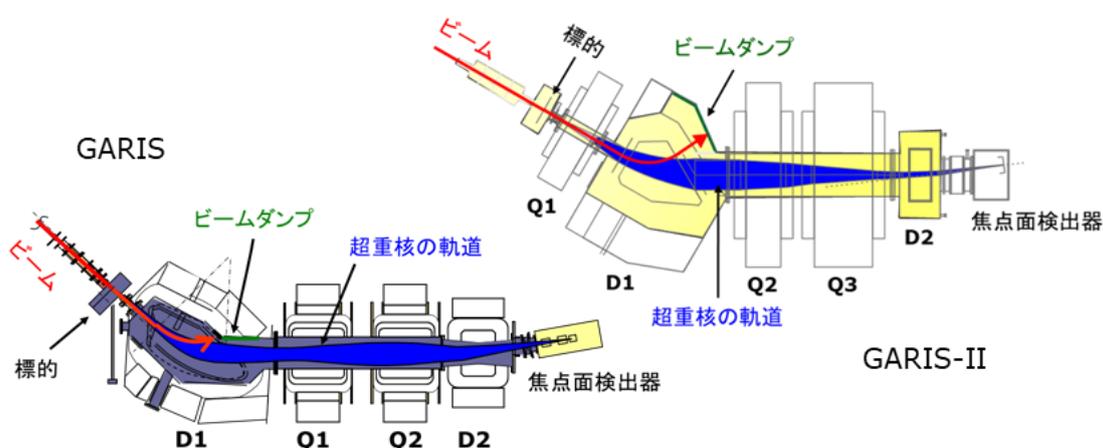


図 1.3.3 GARIS ならびに GARIS-II の概念図。

理研では図 1.3.3 左に示す気体充填型反跳核分離装置 GARIS が用いられた。GARIS は 2 つの双極子電磁石 (D) と 2 つの四重極電磁石 (Q) から構成され、D1-Q1-Q2-D2 の順番で配置されている。平均電荷を与えるためのガスとして、標的および電磁石の領域には 70 ~100 Pa 程度の圧力のヘリウムガスが充填されている。また GARIS の焦点面検出器は 10^{-4} Pa 程度まで排気されており、ガス充填領域と真空領域は MYLAR 膜で隔てられている。超重核は磁場中を移動し、図 1.3.3 に青色で示した軌道で焦点面検出器に輸送される。図 1.3.3 左の赤色の矢印は核融合反応を起こさずに標的をすり抜けたビームで、このビーム粒子が焦点面検出器に到達するとバックグラウンドとして観測される。このビーム粒子は D1 電磁石内に設置されたビームストッパーで止められ、ビームとビームストッパーとの散乱により発生するバックグラウンド粒子は D2 電磁石によって除去される[15]。GARIS を用いてこれまでに原子番号 108 のハッシュウムから[18,19]、新元素である原子番号 113 のニホニウムに至る超重元素の原子核 (超重核) の合成に成功した[20-23,7-9]。これら超重元素の合成は前述した「冷たい核融合反応」を用いて行われたが、図 1.2.1 に示したように超重核の生成断面積は原子番号 112 を境に冷たい核融合反応の方が小さくなる。そのため 119 番を超える新元素の合成実験では「熱い核融合反応」を適用する必要がある。図 1.3.4 は「冷たい核融合反応 $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{254}\text{No}$ 」ならびに「熱い核融合反応 $^{238}\text{U}(^{22}\text{Na}, 5n)^{255}\text{No}$ 」により合

成した ^{254}No および ^{255}No の GARIS 焦点面での収集効率を示す[24]。冷たい核融合反応では焦点面に設置した検出器の有効長 $\pm 3\text{ cm}$ で高い検出効率であるのに対し、熱い核融合反応では焦点面での像が広がり検出効率が低くなっている。

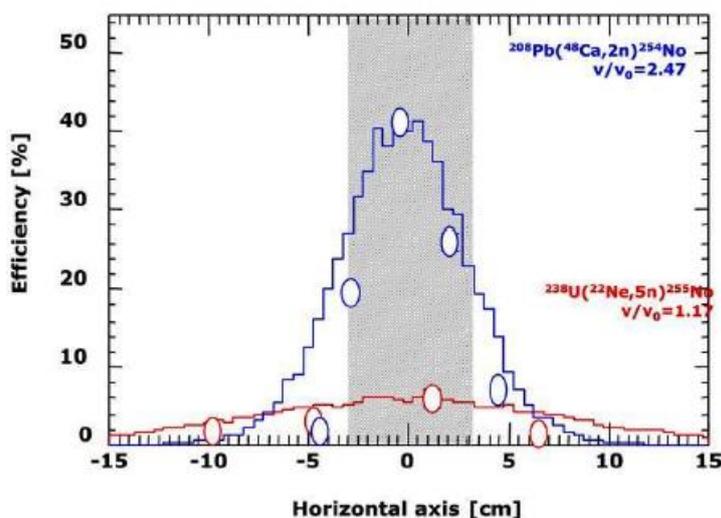


図 1.3.4 GARIS 焦点面における超重核の収集効率。横軸は焦点面の水平軸であり検出器の大きさ $\pm 3\text{ cm}$ を灰色で示した。青色は冷たい核融合反応による No 同位体合成、赤色は熱い核融合反応による No 同位体合成を表す[24]。

熱い核融合反応ではビームと標的の原子番号がより非対称になることで速度の遅い超重核が合成されるため、GARIS に充填された He ガスとの多重散乱が増えてしまう。また、熱い核融合反応では励起状態の超重核から放出される中性子数が多いことから中性子を放出する際に受ける反跳と、標的核との多重散乱により焦点面で超重核が広がるのが予想される。これらの理由から、GARIS の電磁石の配置やそのパラメータでは「熱い核融合反応」により生成した超重核を十分な効率で焦点面に収束させることが難しくなる。この低い収集効率を改善し、新元素 119・120 番の発見を目指すために、「熱い核融合反応」に特化した専用の気体充填型反跳分離器 GARIS-II を開発した[25]。図 1.3.3 右に気体充填型反跳分離器 GARIS-II の概念図を示す。GARIS-II は Q1-D1-Q2-Q3-D2 の順番で電磁石が配置され、超重核と充填されたガスの多重散乱を少なくするために気体充填部を短縮し、大きな角度アクセプタンスでより多くの超重核を検出できるように改良されている。GARIS-II を用いて熱い核融合反応による $^{238}\text{U}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{283}\text{Cn}$ の合成実験を行い、 ^{283}Cn の合成に成功した[26]。今回、FLNR ならびに GSI の観測報告[27,28]に続く 3 例目の観測に成功し、先行研究で得られた ^{283}Cn の崩壊特性の検証を行うことができた。また、GARIS-II の高い分離・収集能力を実証し、熱い融合反応研究において先行する他の研究機関に対して十分な競争力を持つことを示した[26]。

焦点面検出器

分離装置によってバックグラウンドとなる粒子から弁別された超重核は、FLNR、GSI、理研、いずれの加速器研究施設においても、図 1.3.1 に示す焦点面検出器に収集され核種の同定が行われる。各研究機関で用いられている焦点面検出器は図 1.3.5-7 に示すように飛行時間(Time of Flight: TOF) 検出器と箱型に設置されたシリコン半導体検出器群（理研では Si-box と呼ぶ）から構成されている。

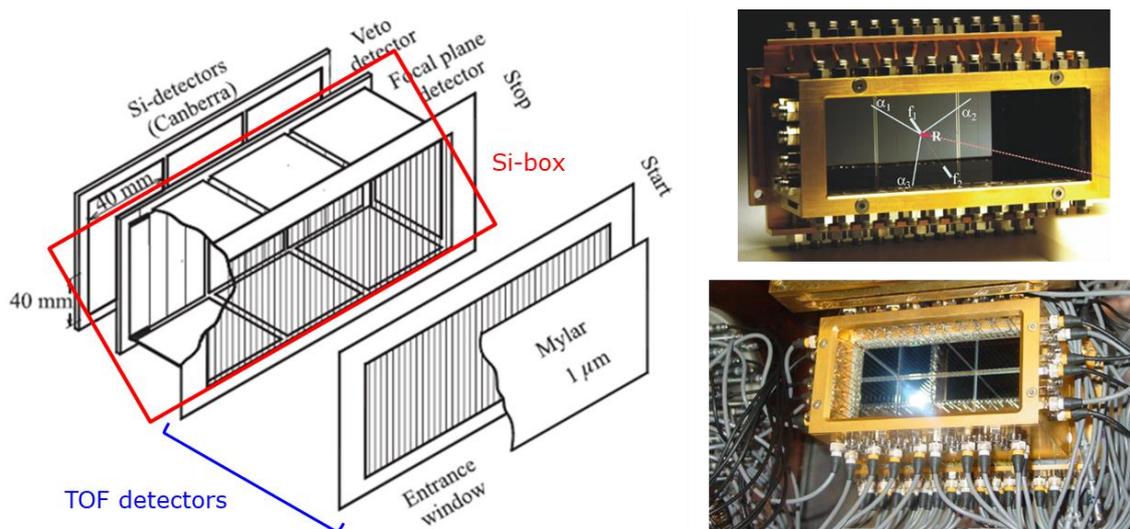


図 1.3.5 FLNR で使用されている焦点面検出器の概念図（左）。2 台の飛行時間検出器と Si-box からなる。右上の写真（過去に使用されていたもの）は 11 台の検出器、右下の写真（現在使用されているもの）は 8 台の検出器が箱型に配置されている[29]。

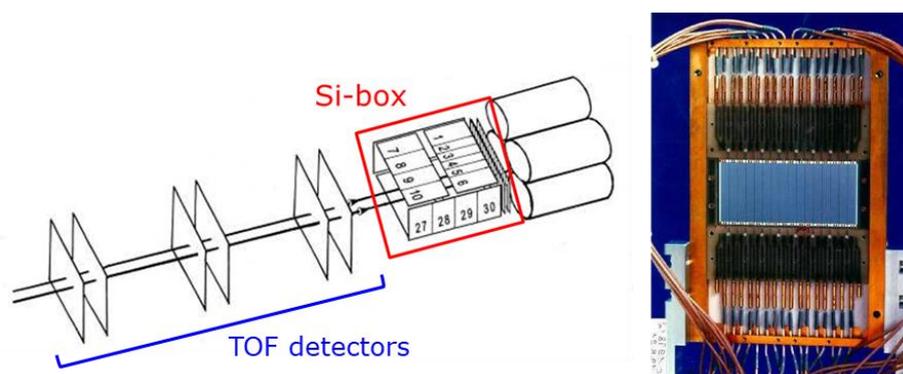


図 1.3.6 GSI で使用されている焦点面検出器の概念図（左）。3 台の飛行時間検出器と Si-box からなる。7 台の検出器が箱型に配置されており、右の写真は PSD である[30]。

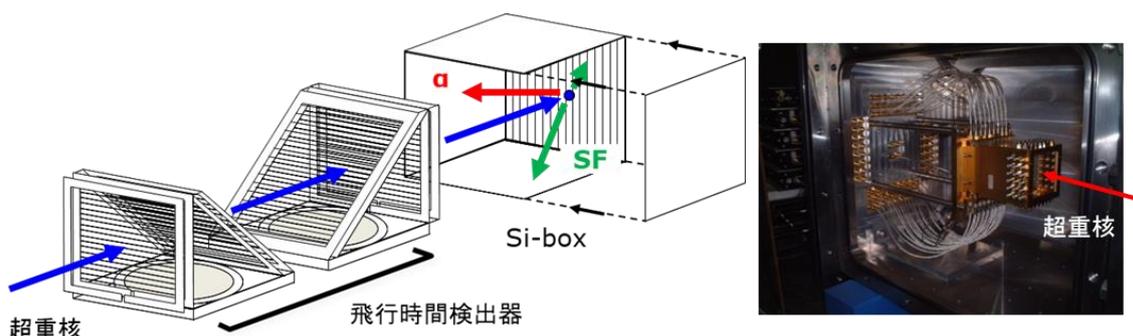


図 1.3.7 理研で使用されている焦点面検出器の概念図。2 台の飛行時間検出器と Si-box からなる。右の写真に示すように 4 台の検出器が箱型に配置されている。

各研究機関における TOF 検出器と Si 検出器の概要を表 1.3.2 に示す。図 1.3.7 はこれら焦点面検出器の概念図であり、核融合反応により生成され分離装置でバックグラウンドから分離された超重核は、飛行時間検出器 (TOF) を通過した後、箱型に設置された Si-box の底面部 (図 1.3.7 の灰色部) に打ち込まれる。Si-box の底面部は Si 検出器の電極がストリップ上に配置された位置敏感型検出器 (Position Sensitive Detector : PSD または Double Side Strip Detector : DSSD) が用いられ、超重核が打ち込まれた際の時間と運動エネルギーの他、検出器上の位置が測定される。また TOF 検出器で測定した飛行時間と運動エネルギーから超重核の質量数が求められる。

表 1.3.2 各研究機関における焦点面検出器の概要[29]。

	理研	GSI	FLNR (old)	FLNR (new)
TOF の台数	2 台	2 台または 3 台	2 台	2 台
素材	MAYLAR	Carbon	Plastic foil	Plastic foil
PSD のサイズ	60×60 mm ²	80×35 mm ²	40×40 mm ²	60×60 mm ²
台数	1 台	1 台	3 台	2 台
SSD のサイズ	60×60 mm ²	80×35 mm ²	40×40 mm ²	60×60 mm ²
台数	4 台	6 台	8 台	6 台

Si-box の PSD (DSSD) に打ち込まれた超重核は不安定な原子核のため、 α 崩壊や自発核分裂を連鎖的に起こす。PSD はこの時の α 粒子や自発核分裂片を検出し、その崩壊時間、崩壊時のエネルギー、PSD 上での位置を記録する。崩壊により生じる α 粒子や自発核分裂片の飛程は、PSD に打ち込まれる超重核の飛程 (数 μm 程度) よりも十分に長いので、PSD 中で崩壊した α 粒子や自発核分裂片がビーム入射方向とは逆となる上流部に放出された場合、PSD を飛び出してしまうことになる。Si-box の側面に設置された複数枚の Si 検出器 (Solid State Detector : SSD、図 1.3.7 では SSD が 4 枚) は、PSD を飛び出したこれらの α 粒子や自発核分裂片を検出するために用いられている。

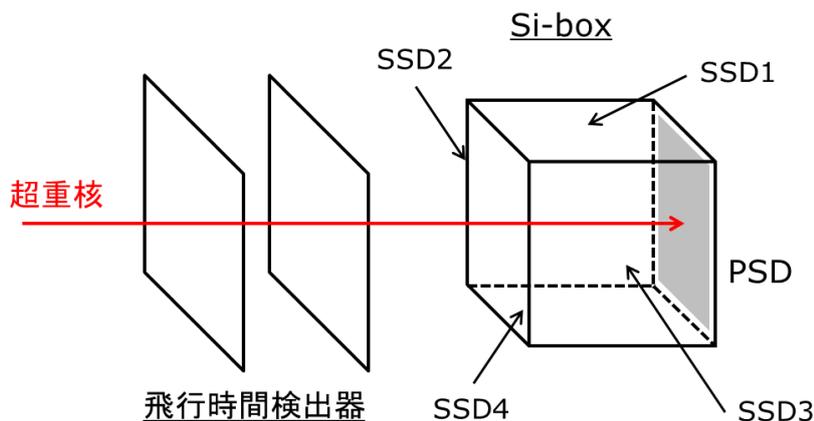


図 1.3.8 各研究機関における焦点面検出器の概念図。飛行時間検出器と箱型に設置したシリコン半導体検出器 (Si-box) からなる。超重核は飛行時間検出器を通過した後、灰色で示した位置敏感型検出器 (PSD または DSSD) に打ち込まれる。側面の検出器 (SSD1-4) は PSD(DSSD) から飛び出した α 線や自発核分裂片を測定する。

超重核の同定方法

焦点面検出器の TOF 検出器を通過して半導体検出器群 (Si-box) の PSD に打ち込まれた超重核は α 崩壊を連鎖的に起こして安定または寿命の長い原子核に崩壊するか、あるいはその崩壊過程の中で自発核分裂を起こしてその崩壊を終了する。PSD ではこの時の崩壊エネルギーと PSD 上での崩壊位置、そして崩壊時間を観測することにより、超重核の元素同定が行われる。図 1.3.8 に超重核が α 崩壊を 2 回起こした後、安定核に到達した場合の元素同定の例を示す。

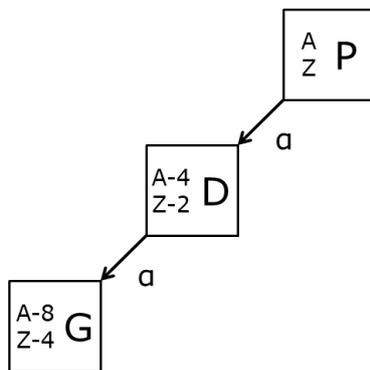


図 1.3.8 観測された崩壊の連鎖の例。親核 P と娘核 D が α 崩壊し、安定な孫核 G に到達した場合を示す。

親核 P である超重核 (質量数 A、原子番号 Z) が α 崩壊を起こし、娘核 D (質量数 A-4、原子番号 Z-2) になり、娘核 D も α 崩壊を起こして安定な孫核 G (質量数 A-8、原子番号 Z-4) に到達する崩壊連鎖を示す。それぞれの α 崩壊は打ち込まれた親核 P と同じ位置で起こり、エネルギーや寿命という崩壊情報が測定される。娘核 D や孫核 G の崩壊情報が文献値と一致していれば、崩壊連鎖をさかのぼることにより親核 P を同定することができる。冷たい核融合反応の例として、観測された 113 番元素 Nh の崩壊連鎖を図 1.3.9

に示す。図 1.3.9 左および中央の崩壊連鎖では ^{278}Nh が検出器へ入射した後、4 回の連続した α 崩壊を繰り返したのち、自発核分裂を起こして崩壊の連鎖を終了した。これら 2 つの崩壊チェーンにおいて観測された、連続した α 崩壊のうち 4 回目の α 崩壊は、その崩壊エネルギーと崩壊時間が、既知核ボーリウム 266 (原子番号 107、質量数 266 : ^{266}Bh) のものと一致しており、さらにそれに引き続く自発核分裂の観測は、 ^{266}Bh の α 崩壊した娘核であるドブニウム 262 (原子番号 105、質量数 262 : ^{262}Db) の崩壊様式と一致していた。これら親子関係にある既知の崩壊に、崩壊の連鎖が接続したことによって、4 回の α 崩壊を逆にたどって、最初にできた超重核は質量数 278、原子番号 113 の原子核であることを同定し[7,8]、元素発見の申請を行った。この崩壊連鎖が確認された後の IUPAP と IUPAC による元素発見を認定する審査ではそれまでに報告されていた ^{262}Db の崩壊様式では α 崩壊の分岐比が 67%[31]と高かったことと、観測されたイベント数が少ないことから発見が認められなかった[4]。そこで理研では $^{248}\text{Cm}(^{23}\text{Na},5n)$ 反応を用いて ^{266}Bh を合成することによりその娘核 ^{262}Db を観測し、崩壊情報を調べることで ^{278}Nh の崩壊連鎖を検証するいわゆるクロスボンバードメント実験を行った[31]。この実験により ^{262}Db の α 崩壊の分岐比が 67%より低いことを実証し、再度 ^{278}Nh 発見の申請を行った。また冷たい核融合反応による ^{278}Nh の合成は前述のように生成断面積が非常に小さいことから、他の研究機関による追試で再現性を実証することも困難であった。そのため、クロスボンバードメント実験後も ^{278}Nh 合成実験を継続した。その後図 1.3.9 右に示した ^{262}Db が α 崩壊を起こす 3 番目の崩壊連鎖が確認され、ニホニウムの発見が認められた[11]。

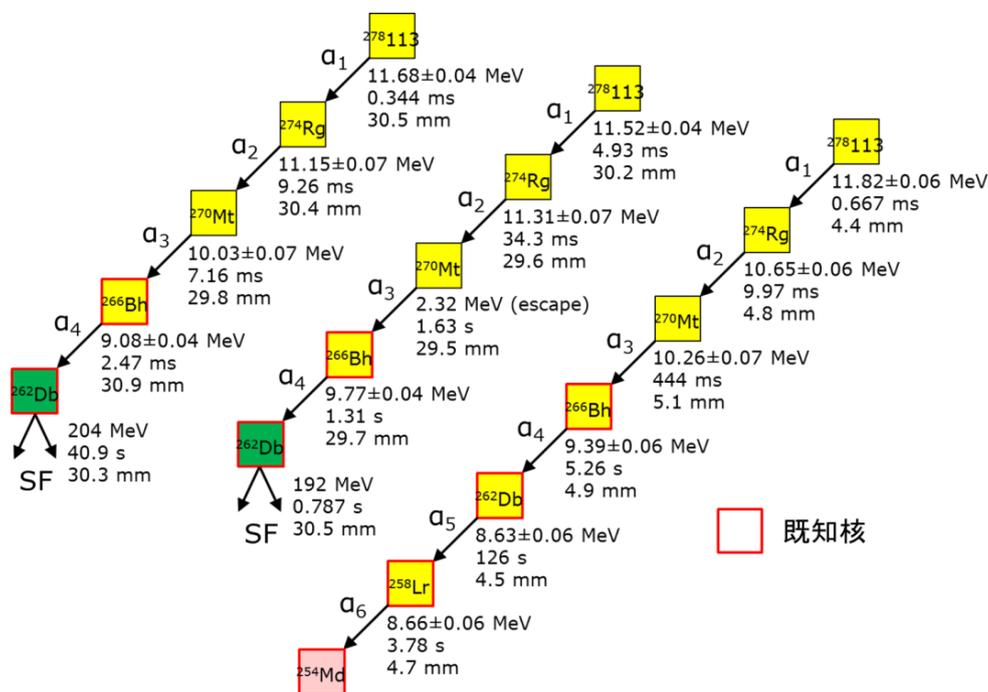


図 1.3.9 観測された 113 番元素 ^{278}Nh の崩壊連鎖。入射エネルギーや崩壊のエネルギー、崩壊時間、検出された位置が崩壊ごとに記されている。赤い四角で囲まれた核種は既知核を示す[9]。

^{278}Nh の発見に用いられたクロスボンバードメントという手法は熱い核融合反応による 114-118 番元素発見においても重要な役割を果たした。例えば $^{249}\text{Cf}(^{48}\text{Ca},3n)$ 反応で合成された 118 番元素 ^{294}Og は 112 番元素の未知の同位体 ^{282}Cn で自発核分裂を起こして崩壊の連鎖を終了した。図 1.3.10 に 118 番元素およびそのクロスボンバードメント実験により観測された崩壊の連鎖を示す。 ^{294}Og の崩壊連鎖上にある 116 番元素の同位体 ^{290}Lv および 114 番元素の同位体 ^{286}Fl を、それぞれ $^{245}\text{Cm}(^{48}\text{Ca},3n)^{290}\text{Lv}$ および $^{242}\text{Pu}(^{48}\text{Ca},4n)^{286}\text{Fl}$ によって合成し、 ^{290}Lv や ^{286}Fl の崩壊連鎖と ^{294}Og からの崩壊連鎖を比較することで、 ^{294}Og が ^{282}Cn の自発核分裂で崩壊連鎖を終了することを確認した。これらの結果より ^{282}Cn は既知の核として扱われ、 α 崩壊を遡って ^{294}Og が同定された[32]。

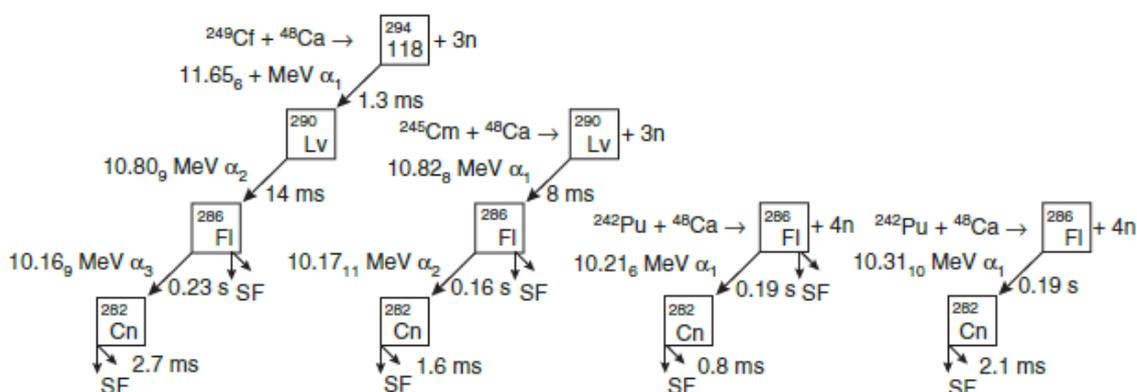


図 1.3.10 118 番元素 ^{294}Og およびそのクロスボンバードメント実験により観測された崩壊の連鎖[32]。

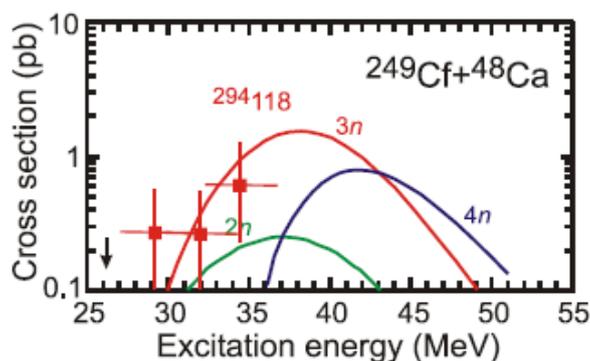


図 1.3.11 $^{249}\text{Cf}(^{48}\text{Ca},x\text{n})^{294-x}\text{Og}$ の励起関数の理論値 (実線) および実験値 (赤色の四角) [33]。

また、測定された生成断面積は各生成核種の断面積の統計モデル計算 (HIVAP) や標的核種を変えた時の測定結果と比較することで超重核の同定に役立つ。 ^{294}Og 合成実験では図 1.3.11 に示したように照射するビームのエネルギーを変えて、合成された複合核の励起エネルギーによる生成断面積の測定が行われた。図中の実線は Zagrebaev らによって計算された励起関数[34]で、赤色で示された 3 点が測定結果である。 ^{48}Ca ビームを 245 MeV に設

定した時 1 イベントが観測され、251 MeV では 2 イベント、252 MeV では 2 イベントが観測された。 ^{48}Ca ビームのエネルギーが 252 MeV の時、生成断面積は 0.9 pb であり、生成断面積の理論値と実験値が同じ傾向を示したことから合成された核種は $^{249}\text{Cf}(^{48}\text{Ca},3n)$ 反応で合成された ^{294}Og と同定された[33]。

1.4 超重核の自発核分裂同定の重要性

図 1.4.1 に超重核領域の核図表を示す。核図表は核種を中性子数 (横軸) と陽子数 (縦軸) で分類した関係図である。核種は崩壊の種類ごとに黄色は α 崩壊、緑色は自発核分裂、桃色は β 崩壊または電子捕獲、水色は β^+ 崩壊として色分けされている。これまで発見された元素の中で一番原子番号の大きい 118 番元素ならびに理研で発見された 113 番元素、そして次の研究目標である 119 番, 120 番元素を図中に示した。113 番元素は冷たい核融合反応で合成され、原子番号 114 番から 118 番元素は熱い核融合反応で合成された[4,11,32]。冷たい核融合反応による元素合成では崩壊の連鎖が既知核に達するため、既知核から未知核へと遡る方法で核種の同定を行ってきた。しかしこの方法では崩壊連鎖が観測された場合でも、既知核に到達することなく自発核分裂を起こすと、崩壊情報だけでは核種の同定をすることができず、クロスボンバードメントや励起エネルギーによる生成断面積の変化を示す励起関数を測定する等の検証が別途必要となる。

図 1.4.1 に示すように、熱い核融合反応により合成される超重核は中性子過剰核である。今後合成される新元素の中性子数はより大きくなっていき、自発核分裂が優勢な核種へ崩壊することが予想されている[35]。実際に現在までに報告されている原子番号 114 番以降の熱い核融合反応で合成された超重核の崩壊連鎖はすべて自発核分裂で終了していることから[36]、自発核分裂から得られる情報が重要となる。特に 119・120 番以降の新元素探索では核種が既知核に到達する前に自発核分裂を起こす確率が高いことが予想されており、未知核で自発核分裂を起こした場合、崩壊チェーンを観測しても原子核を同定することが難しい。そこで熱い核融合反応で合成される核種の同定の確度を上げるため、自発核分裂に対する高度検出技術の開発が重要な研究課題の一つとなっている。

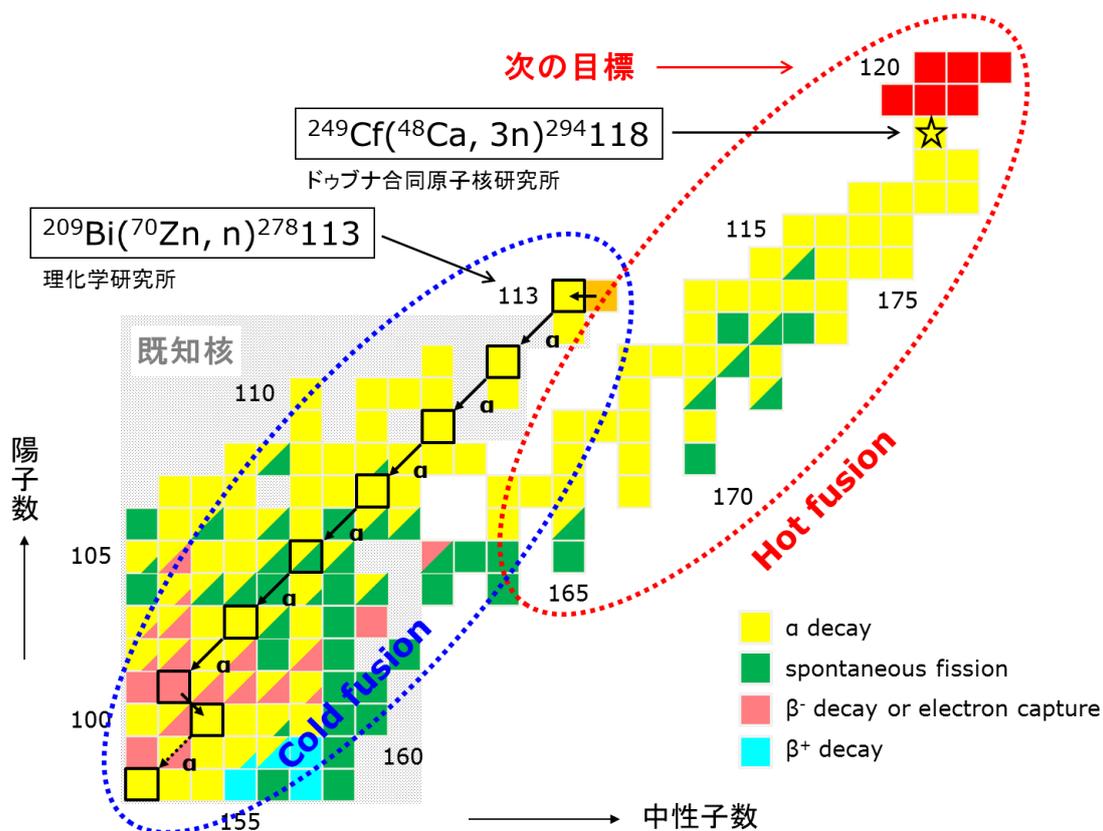


図 1.4.1 超重核領域での核図表。黄色は α 崩壊、緑色は自発核分裂、桃色は β^- 崩壊ならびに電子捕獲、水色は β^+ 崩壊を示す。図中の黒色の四角は 113 番合成実験で生成された核種、矢印は超重核生成後に起こる α 崩壊を表す。星は現在報告されている最も重い原子番号をもつ核種である。青色の点線で囲まれた領域は冷たい核融合反応、赤色の点線で囲まれた領域は熱い核融合反応を用いて合成された。

自発核分裂の詳細を調べるために、自発核分裂によって生じた 2 つの核分裂片の全運動エネルギー (TKE : total kinetic energy) を測定する手法が挙げられる。図 1.4.2 に横軸に fissility パラメータ $Z^2/A^{1/3}$ 、縦軸に TKE の平均値もしくは最確な値 \overline{TKE} (実験値) をとった図[37]を示す。Viola らによるフィッティング関数は次式のように表される[38]。

$$\overline{TKE} [\text{MeV}] = (0.1189 \pm 0.0011)Z^2/A^{1/3} + 7.3(\pm 1.5) \quad (1.4.1)$$

Unik らによるフィッティング関数は次式のように表される[39]。

$$\overline{TKE} [\text{MeV}] = 0.13323Z^2/A^{1/3} - 11.64 \quad (1.4.2)$$

このように自発核分裂を起こす核種の \overline{TKE} は fissility パラメータに比例していることが分かる。 \overline{TKE} が比較的小さい領域では核分裂片のそれぞれの質量は対称に分割し、式(1.4.1)または(1.4.2)によって示される。重アクチノイド元素 (Fm, Md, No 等) では同じ核種でも核分裂障壁が異なり、核分裂片のそれぞれの質量が非対称に分割することが報告されている。非対称な質量分割では \overline{TKE} が比較的大きくなり、図に示したように式(1.4.1)または(1.4.2)によって表せない。現在これらの非対称な質量分割の原因を調べるために重アクチノイド元素を合成し、質量分割を調べる研究が進められている[40]。重アクチノイド元素で特異な質量分割特性を持つ核種以外の TKE はこのように原子核の原子番号や質量数に依

存するため、図 1.4.2 に示した文献値や先行研究で報告された値と比較することで核分裂を起こした核種の推測に役立つ。特に熱い核融合反応では合成された超重核が α 崩壊した後に未知核で自発核分裂を起こすので、自発核分裂した核種の同定を正確に行うために TKE が重要になる。そのため、次節に示すように超重核研究を行っている他の機関でも TKE を調べており、理研でも 119・120 番元素発見に向けて TKE を求める手法を確立することが必要である。

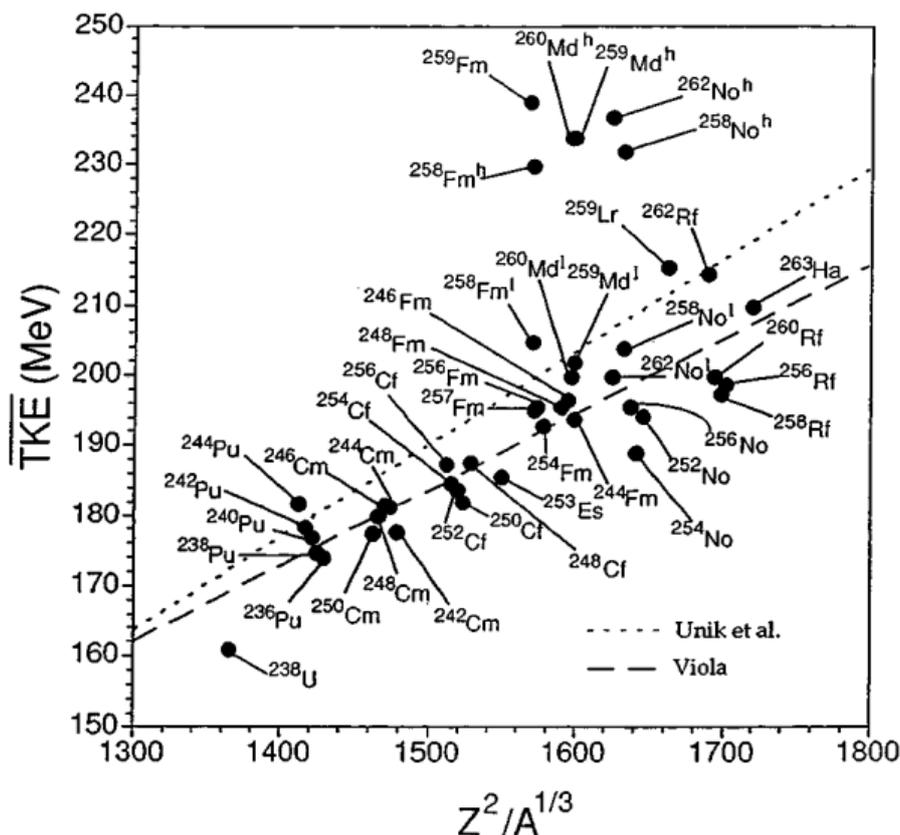


図 1.4.2 fissility パラメータ $Z^2/A^{1/3}$ に対する \overline{TKE} の変化[37]。

1.5 超重核の自発核分裂に対する高度検出技術の開発研究

1.3 に示したように超重元素の探索研究は、分離装置によってバックグラウンドとなる粒子から弁別した超重核を、焦点面に設置した Si-box の位置有感型検出器 PSD (DSSD) に収集し、その位置で連鎖的に生じる α 崩壊や自発核分裂を検出することで行われる。図 1.5.1 に Si-box を横から見た時の模式図を示す。灰色で示した部分は半導体検出器表面の電極や不完全な空乏化による不感層であり、超重核が矢印の方向から入射し、PSD 内で停止した場合を表す。停止した位置で起こる自発核分裂によって、互いに 180 度方向に放出された 2 つの核分裂片の運動エネルギーが PSD およびそれを取り囲む SSD で検出される。自発核分裂片の Si-box 内での挙動を詳細に調べるためには、これらの検出器の不感層や波高欠損

(弾性散乱、不完全な電荷収集、電子正孔対の再結合)の影響を考える必要がある。その影響は使用している検出器の特性や、合成された超重核が PSD に埋め込まれる深さ(核分裂片の放出される位置)、核分裂片の放出される角度、核分裂片のエネルギーによって異なる。図 1.5.1 右に示すように PSD 内での核分裂片の飛程と放出される角度が同じ時、合成された超重核が PSD に埋め込まれる深さが深い方が 2 つの核分裂片が PSD 内で検出される割合が高くなり、浅い場合は片方の核分裂片が PSD から飛び出して SSD で検出される割合が高くなる。後者の場合、片方の核分裂片は PSD ならびに SSD の不感層でエネルギーを損失することになる。また、図 1.5.1 左に示したように PSD 内での核分裂片の放出角度によって不感層を横切る距離が変わる。核分裂片の放出角度が PSD に対して平行に近い程、核分裂片が不感層中を横切る距離が長くなり、エネルギー損失が大きくなる。超重核が PSD に埋め込まれる深さは打ち込まれる超重核のエネルギーに依存し、後述するように標的の原子番号に比べてビームの原子番号が小さい非対称な熱い核融合反応ではエネルギーが小さくなり、深さが浅くなる。そのため、冷たい核融合反応に比べて熱い核融合反応で合成された超重核は不感層の影響を強く受けると考えられる。熱い核融合反応を用いた 119・120 番元素探索において自発核分裂を詳しく調べるためには、実験とシミュレーションを用いて超重核が PSD に埋め込まれる深さを正確に評価し、超重核の自発核分裂によって放出される核分裂片に対する半導体検出器の不感層の影響を考えることが必要となる。

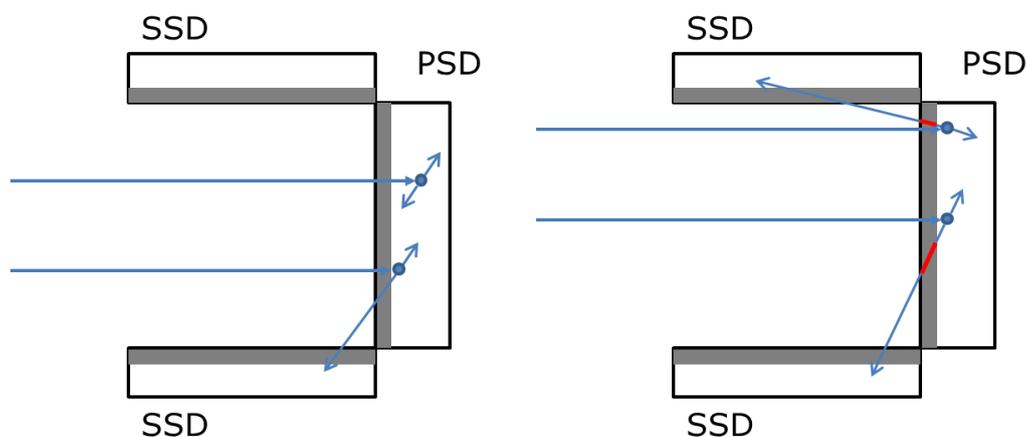


図 1.5.1 Si-box を横から見た時の模式図。超重核が矢印の方向から入射し、PSD 内で停止した場合を表す。PSD 内での埋め込み深さにより検出過程が異なる(左)。灰色で示した部分は検出器表面の不感層であり、核分裂片の放出角度によって赤線で示した不感層中を横切る距離が異なる(右)。

超重核研究に用いられている Si-box の自発核分裂片に対する応答は、Si-Box の PSD または DSSD 内に打ち込まれた超重核の崩壊過程から放出される核分裂片に依存するため、Si-box の外に置いた標準線源を用いたオフライン実験での評価は非常に困難である。そのため、FLNR や GSI では自発核分裂に対する分岐比が大きく(26%)、半減期が短い($T_{1/2} = 2.3$ s) 原子番号 102、質量数 252 のノーベリウム (^{252}No) [41] を核融合反応で合成し、直接 Si-box に打ち込むことで核分裂に対する応答性の研究が行われた[38-40]。これら先行研究

で得られた ^{252}No の自発核分裂によるエネルギーは Si-Box の不感層や波高欠損の影響を受け、期待される ^{252}No の TKE 値よりも低いエネルギー値としてそれぞれ観測された。FLNR および GSI は ^{252}No の TKE の文献値 194.3 MeV[45]と観測された TKE 値の差を TKE 補正值と定義し、FLNR では 20 MeV[44]、GSI では核分裂片が Si-Box で検出されるパターンに併せて 25~70 MeV の補正值を得た[28]。

FLNR では例えば「熱い核融合反応」によって合成した 116 番元素 Lv の崩壊連鎖において、自発核分裂を起こした核種の崩壊エネルギーにこの補正值を足し合わせて TKE を求めて核種同定の理解を深め、新元素発見に活用した。また、GSI においても「熱い核融合反応」によって合成した 112 番元素 $^{238}\text{U}(^{48}\text{Ca},\text{xn})^{286-x}\text{Cn}$ および 116 番 $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca},\text{xn})^{296-x}\text{Lv}$ の崩壊連鎖により生じた ^{281}Ds 、 ^{284}Cn の自発核分裂の崩壊エネルギーをこの TKE 補正值を用いて補正し、FLNR による先行結果と比較することでその核種の同定に利用した。さらに、GSI では PSD に打ち込まれる ^{252}No のエネルギーを変化させ、 ^{252}No が PSD 内に打ち込まれる深さを変化させることで、自発核分裂片が PSD 内で放出される位置と TKE 補正值の依存性について研究が行われた[28]。

このように「熱い核融合反応」を用いた超重元素研究、特に 119・120 番の新元素探索実験では、その崩壊過程で超重核から放出される自発核分裂片の同定方法が重要な開発要素となる。しかしながら、超重元素研究の焦点面検出器に用いられている Si-box は表 1.3.2 に示したように、各研究機関において独自に開発された Si-Box 検出器が採用されており、用いられている SSD や PSD (DSSD) の不感層の厚みや荷電粒子が検出器内で受ける波高欠損の影響は検出器それぞれの特性によって異なる。そこで本論文では、理研の新元素探索研究に用いられている Si-box 検出器に、 $^{206}\text{Pb}(^{48}\text{Ca},2\text{n})$ により合成した ^{252}No を打ち込み、自発核分裂に対する高度検出技術の開発研究を行った。これらの背景を踏まえ、次節で本研究の目的を述べる。

1.6 本研究の目的

本研究では、自発核分裂に対する高度検出技術の開発を目的として ^{252}No による評価方法を採用し、PSD から放出された自発核分裂片の PSD と SSD へのエネルギー付与バランスに着目して、① 2つの分裂片が PSD 単独で検出する場合、② 1つの分裂片が PSD で検出され片方は Si-Box 外にエスケープする場合、③ 1つの分裂片が PSD で検出され片方は SSD で検出される場合の 3つのモデルについて TKE 補正值を求め、シミュレーションによる評価を行った。

また、Si-box 直前に 1.5~5.5 μm の厚みを持つ MYLAR 膜を設置し、そこを通過する ^{252}No の運動エネルギーを低減させることで PSD に打ち込まれる ^{252}No の飛程（深さ方向の距離）を調整しながら、 ^{252}No 由来の分裂片の運動エネルギーを測定し、埋め込みの深さに対する TKE 補正值を求めた。

さらに、応用として熱い核融合反応 $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca},\text{xn})$ により合成された 116 番元素 (リバモリウム : Lv) 実験において、実際に自発核分裂片の PSD と SSD へのエネルギー付与バランスを用いてイベントの判別を行った。判別したイベントについて埋め込み深さを考慮した TKE の導出を行い、他機関での実験結果および理論値との比較することにより、開発した検出法の検証を行った[46]。

参考文献

- [1] 若林文高, 化学と教育 **65** (2017) p.112-115.
- [2] 山本喜一, 最新図解 元素のすべてがわかる本, ナツメ社 (2011).
- [3] <https://www.degruyter.com/view/j/pac>
- [4] R. C. Barber, P. J. Karol, H. Nakahara, E. Vardaci and E. W. Vogt, *Pure Appl. Chem.* **83** (2011) 1485.
- [5] Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, Yu. V. Lobanov, F. Sh. Abdullin, A. N. Polyakov, I. V. Shirokovsky, Yu. S. Tsyganov, G. G. Gulbekian, S. L. Bogomolov, A. N. Mezentsev, S. Iliev, V. G. Subbotin, A. M. Sukhov, A. A. Voinov, G. V. Buklanov, K. Subotic, V. I. Zagrebaev, M. G. Itkis, J. B. Patin, K. J. Moody, J. F. Wild, M. A. Stoyer, N. J. Stoyer, D. A. Shaughnessy, J. M. Kenneally and R. W. Lougheed, *Phys. Rev. C* **69** (2004) 029902.
- [6] Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, S. N. Dmitriev, Yu. V. Lobanov, M. G. Itkis, A. N. Polyakov, Yu. S. Tsyganov, A. N. Mezentsev, A. V. Yeremin, A. A. Voinov, E. A. Sokol, G. G. Gulbekian, S. L. Bogomolov, S. Iliev, V. G. Subbotin, A. M. Sukhov, G. V. Buklanov, S. V. Shishkin, V. I. Chepygin, G. K. Vostokin, N. V. Aksenov, M. Hussonnois, K. Subotic, V. I. Zagrebaev, K. J. Moody, J. B. Patin, J. F. Wild, M. A. Stoyer, N. J. Stoyer, D. A. Shaughnessy, J. M. Kenneally, P. A. Wilk, R. W. Lougheed, H. W. Gäggeler, D. Schumann, H. Bruchertseifer and R. Eichler, *Phys. Rev. C* **72** (2005) 034611.
- [7] K. Morita, K. Morimoto, D. Kaji, T. Akiyama, S. Goto, H. Haba, E. Ideguchi, R. Kanungo, K. Katori, H. Koura, H. Kudo, T. Ohnishi, A. Ozawa, T. Suda, K. Sueki, H. Xu, T. Yamaguchi, A. Yoneda, A. Yoshida and Y. Zhao, *J. Phys. Soc. Jpn.* **73** (2004) 2593.
- [8] K. Morita, K. Morimoto, D. Kaji, T. Akiyama, S. Goto, H. Haba, E. Ideguchi, K. Katori, H. Koura, H. Kikunaga, H. Kudo, T. Ohnishi, A. Ozawa, N. Sato, T. Suda, K. Sueki, F. Tokanai, T. Yamaguchi, A. Yoneda and A. Yoshida, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76** (2007) 045001.
- [9] K. Morita, K. Morimoto, D. Kaji, H. Haba, K. Ozeki, Y. Kudou, T. Sumita, Y. Wakabayashi, A. Yoneda, K. Tanaka, S. Yamaki, R. Sakai, T. Akiyama, S. Goto, H. Hasebe, M. Huang, T. Huang, E. Ideguchi, Y. Kasamatsu, K. Katori, Y. Kariya, H. Kikunaga, H. Koura, H. Kudo, A. Mashiko, K. Mayama, S. Mitsuoka, T. Moriya, M. Murakami, H. Murayama, S. Namai, A. Ozawa, N. Sato, K. Sueki, M. Takeyama, F. Tokanai, T. Yamaguchi and A. Yoshida, *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** (2012) 103201.

- [10] Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, Yu. V. Lobanov, F. Sh. Abdullin, A. N. Polyakov, R. N. Sagaidak, I. V. Shirokovsky, Yu. S. Tsyganov, A. A. Voinov, G. G. Gulbekian, S. L. Bogomolov, B. N. Gikal, A. N. Mezentsev, V. G. Subbotin, A. M. Sukhov, K. Subotic, V. I. Zagrebaev, G. K. Vostokin, M. G. Itkis, R. A. Henderson, J. M. Kenneally, J. H. Landrum, K. J. Moody, D. A. Shaughnessy, M. A. Stoyer, N. J. Stoyer, P. A. Wilk. *Phys. Rev. C* **76** (2007) 011601.
- [11] P. J. Karol, R. C. Barber, B. M. Sherrill, E. Vardaci and T. Yamazaki, *Pure Appl. Chem.* **88** (2016) 139.
- [12] Lars Öhrström, Jan Reedijk, *Pure Appl. Chem.* **88** (2016) 1225–1229.
- [13] 和田隆宏, 阿部恭久, *日本物理学会誌* **57** (2002) p.383-390.
- [14] A. Yakushev, 16-th International Conference on Electromagnetic Separators, EMIS2012, Matsue, 1-8.12.2012.
- [15] Yu. Ts. Oganessian, *Lecture Note in Physics*, Vol. 33 (1974) 221.
- [16] Yu. Ts. Oganessian and G. Münzenberg, *Rev. Mod. Phys.*, **72** (2000) 733.
- [17] 森田浩介, *日本物理学会誌* **60** (2005) p.698-707.
- [18] D. Kaji, *Doctoral Dissertation, Niigata University*, 2003.
- [19] N. Sato, H. Haba, T. Ichikawa, D. Kaji, Y. Kudou, K. Morimoto, K. Morita, K. Ozeki, T. Sumita, A. Yoneda, E. Ideguchi, H. Koura, A. Ozawa, T. Shinozuka, T. Yamaguchi and A. Yoshida, *J. Phys. Soc. Jpn.* **80** (2011) 094201.
- [20] K. Morita, K. Morimoto, D. Kaji, H. Haba, E. Ideguchi, R. Kanungo, K. Katori, H. Koura, H. Kudo, T. Ohnishi, A. Ozawa, T. Suda, K. Sueki, I. Tanihata, H. Xu, A. V. Yeremin, A. Yoneda, A. Yoshida, Y.-L. Zhao and T. Zheng, *Eur. Phys. J. A* **21** (2004) 257.
- [21] K. Morita, K. Morimoto, D. Kaji, H. Haba, E. Ideguchi, J. C. Peter, R. Kanungo, K. Katori, H. Koura, H. Kudo, T. Ohnishi, A. Ozawa, T. Suda, K. Sueki, I. Tanihata, H. Xu, A. V. Yeremin, A. Yoneda, A. Yoshida, Y.-L. Zhao, T. Zheng, S. Goto and F. Tokanai, *J. Phys. Soc. Jpn.* **73** (2004) 1738.
- [22] K. Morita, K. Morimoto, D. Kaji, T. Akiyama, S. Goto, H. Haba, E. Ideguchi, K. Katori, H. Koura, H. Kudo, T. Ohnishi, A. Ozawa, T. Suda, K. Sueki, F. Tokanai, T. Yamaguchi, A. Yoneda and A. Yoshida, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76** (2007) 043201.
- [23] T. Sumita, K. Morimoto, D. Kaji, H. Haba, K. Ozeki, R. Sakai, A. Yoneda, A. Yoshida, H. Hasebe, K. Katori, N. Sato, Y. Wakabayashi, S. Mitsuoka, S. Goto, M. Murakami, Y. Kariya, F. Tokanai, K. Mayama, M. Takeyama, T. Moriya, E. Ideguchi, T. Yamaguchi, H. Kikunaga, J. Chiba and K. Morita, *J. Phys. Soc. Jpn.* **82** (2013) 024202.
- [24] K. Mayama, *Masters Dissertation, Yamagata University*, 2011

- [25] D. Kaji, K. Morimoto, N. Sato, A. Yoneda and K. Morita, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B **317** (2013) 311.
- [26] D. Kaji, K. Morimoto, H. Haba, Y. Wakabayashi, M. Takeyama, S. Yamaki, Y. Komori, S. Yanou, S. Goto and K. Morita, J. Phys. Soc. Jpn. **86** (2017) 085001.
- [27] Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, Yu. V. Lobanov, F. Sh. Abdullin, A. N. Polyakov, I. V. Shirokovsky, Yu. S. Tsyganov, G. G. Gulbekian, S. L. Bogomolov, B. N. Gikal, A. N. Mezentsev, S. Iliev, V. G. Subbotin, A. M. Sukhov, A. A. Voinov, G. V. Buklanov, K. Subotic, V. I. Zagrebaev, M. G. Itkis, J. B. Patin, K. J. Moody, J. F. Wild, M. A. Stoyer, N. J. Stoyer, D. A. Shaughnessy, J. M. Kenneally, P. A. Wilk, R. W. Loughheed, R. I. Il'kaev, and S. P. Vesnovskii, Phys. Rev. C **70** (2004) 064609.
- [28] S. Hofmann, D. Ackermann, S. Antalic, H. G. Burkhard, V. F. Comas, R. Dressler, Z. Gan, S. Heinz, J. A. Heredia, F. P. Heßberger, J. Khuyagbaatar, B. Kindler, I. Kojouharov, P. Kuusiniemi, M. Leino, B. Lommel, R. Mann, G. Münzenberg, K. Nishio, K. Nishio, A. G. Popeko, S. Saro, H. J. Schött, B. Streicher, B. Sulignano, J. Uusitalo, M. Venhart, and A. V. Yeremin, Eur. Phys. J. A **32** (2007) 251.
- [29] A. Gorshkov, Doctoral Dissertation, Technische Universität München, 2010.
- [30] <https://www.gsi.de/fileadmin/SHE-Physik/det1a.jpg>
- [31] H. Haba, M. Huang, D. Kaji, J. Kanaya, Y. Kudou, K. Morimoto, K. Morita, M. Murakami, K. Ozeki, R. Sakai, T. Sumita, Y. Wakabayashi, A. Yoneda, Y. Kasamatsu, Y. Kikutani, Y. Komori, K. Nakamura, A. Shinohara, H. Kikunaga, H. Kudo, K. Nishio, A. Toyoshima and K. Tsukada, Phys. Rev. C **89** (2014) 024618.
- [32] P. J. Karol, R. C. Barber, B. M. Sherrill, E. Vardaci and T. Yamazaki, Pure Appl. Chem. **88** (2016) 155.
- [33] A. A. Voinov, Yu. Ts. Oganessian, F. Sh. Abdullin, N. T. Brewer, S. N. Dmitriev, R. K. Grzywacz, J. H. Hamilton, M. G. Itkis, K. Miernik, A. N. Polyakov, J. B. Roberto, K. P. Rykaczewski, A. V. Sabelnikov, R. N. Sagaidak, I. V. Shirokovsky, M. V. Shumeiko, M. A. Stoyer, V. G. Subbotin, A. M. Sukhov, Yu. S. Tsyganov, V. K. Utyonkov, G. K. Vostokin, J. Phys.: Conf. Ser. **966** (2018) 012057.
- [34] V. I. Zagrebaev, A. V. Karpov and Walter Greiner, Phys. Rev. C **85** (2012) 014608.
- [35] 小浦寛之, 橘孝博, 日本物理学会誌 **60** (2005) p.717-724.
- [36] Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, Rep. Prog. Phys. **78** (2015) 036301.
- [37] D. C. Hoffman and M. R. Lane, Radiochim. Acta **70/71** (1995) 135.
- [38] V. E. Viola, K. Kwiatkowski and M. Walker, Phys. Rev. C **31** (1985) 1550.
- [39] J. P. Unik, J. E. Gindler, L. E. Glendenin, K. F. Flynn, A. Gorski and R. K. Sjoblom, *in Proceedings of the 3rd IAEA Symposium on Physics and Chemistry of Fission*,

Rochester, New York, August 13-17, 1973 (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1974) Vol. II, p. 19.

- [40] I. Nishinaka, Y. Nagame, H. Ikezoe, M. Tanikawa, Y. L. Zhao, K. Sueki and H. Nakahara, *Phys. Rev. C* **70** (2004) 014609.
- [41] Table of Isotopes, 8th ed., edited by R. B. Firestone and V. S. Shirley (Wiley, New York, 1998).
- [42] S. Hofmann, D. Ackermann, S. Antalic, H. G. Burkhard, V. F. Comas, R. Dressler, Z. Gan, S. Heinz, J. A. Heredia, F. P. Heßberger, J. Khuyagbaatar, B. Kindler, I. Kojouharov, P. Kuusiniemi, M. Leino, B. Lommel, R. Mann, G. Münzenberg, K. Nishio, A. G. Popeko, S. Saro, H. J. Schött, B. Streicher, B. Sulignano, J. Uusitalo, M. Venhart and A. V. Yeremin, *Eur. Phys. J. A* **32** (2007) 251.
- [43] K. Nishio, S. Hofmann, H. Ikezoe, F. P. Heßberger, D. Ackermann, S. Antalic, V. F. Comas, Z. Gan, S. Heinz, J. A. Heredia, J. Khuyagbaatar, B. Kindler, I. Kojouharov, P. Kuusiniemi, B. Lommel, M. Mazzocco, S. Mitsuoka, Y. Nagame, T. Ohtsuki, A. G. Popeko, S. Saro, H. J. Schött, B. Sulignano, A. Svirikhin, K. Tsukada, K. Tsuruta and A. V. Yeremini, *J. Nucl. Radiochem. Sci.*, **8** (2007) No. 2, 73.
- [44] Yu. Ts. Oganessian and V. I. Zagrebaev, *International Workshop on Fusion Dynamics at the Extremes* (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2000) p. 65.
- [45] E. K. Hulet, *Phys. At. Nucl.* **57** (1994) 1099.
- [46] D. Kaji, K. Morita, K. Morimoto, H. Haba, M. Asai, K. Fujita, Z. Gan, H. Geissel, H. Hasebe, S. Hofmann, M. Huang, Y. Komori, L. Ma, J. Maurer, M. Murakami, M. Takeyama, F. Tokanai, T. Tanaka, Y. Wakabayashi, T. Yamaguchi, S. Yamaki and A. Yoshida, *J. Phys. Soc. Jpn.* **86** (2017) 034201.

第2章 理論

本章では、超重元素研究の目的、超重元素の合成過程ならびに崩壊過程（ α 崩壊、自発核分裂）、崩壊事象を観測するために使用する半導体検出器の原理について述べる。

2.1 超重元素研究の目的

元素を原子番号の順に化学的性質（電子配置）の周期性で分類する周期表に対して、原子核を中性子数（横軸）と陽子数（縦軸）で分類したものが核図表である。図 2.1.1 に原子力機構で公開されている核図表 2014 年版を示す[1]。理論的に存在が予言されている原子核は図 2.1.1 に灰色で示した約 10000 の核種である。2014 年 6 月末までに発見された原子核は灰色以外で示した 3150 の核種で、そのうち緑、赤、黄、桃色で示された核種は半減期ごとに色分けされている。安定な原子核は青色で示した約 300 の核種である。また、陽子及び中性子のドリップ線が黒色で示してある。ドリップ線とは原子核から 1 つの陽子あるいは中性子を取り出すために必要な分離エネルギーが 0 になる境界の原子核を結んだ線である。分離エネルギーが正であれば、陽子や中性子を原子核から取り出すためにエネルギーが必要だが、負の場合はエネルギーを加えなくても陽子や中性子が放出され、原子核は不安定である。

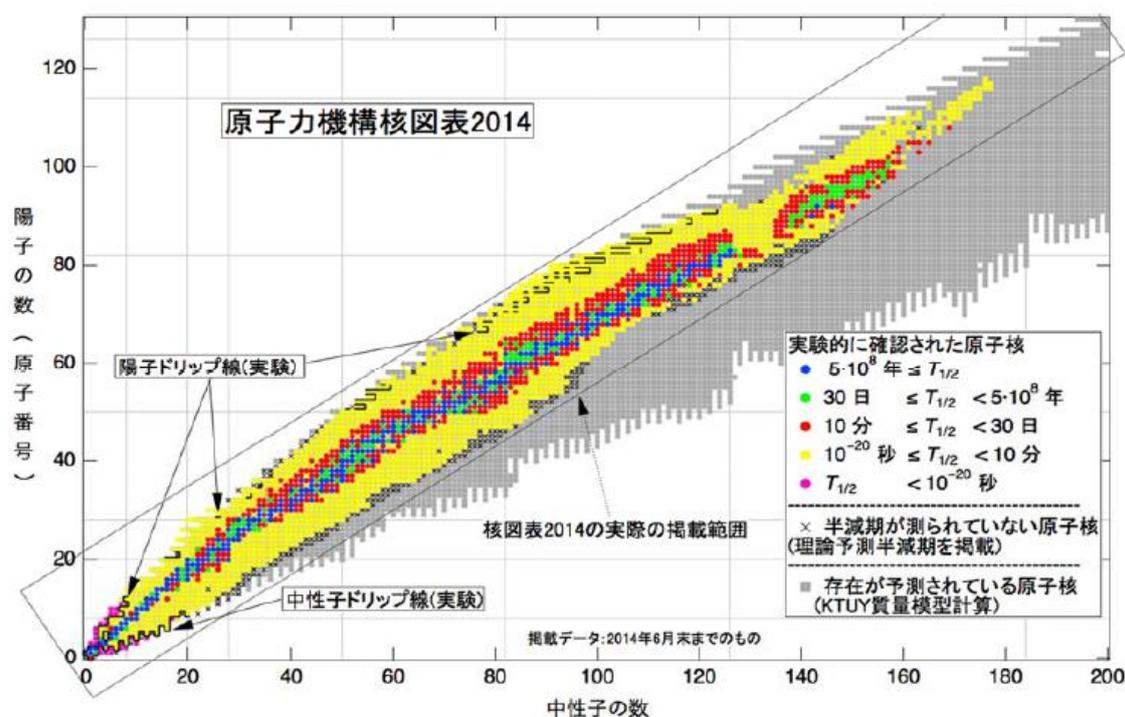


図 2.1.1 核図表[1]。核種の半減期によって色分けされている。灰色以外の色がついている核種は実験で存在が確認された原子核である。灰色の核種は KTUY 質量模型計算により、存在が予想されている。

元素や原子核の存在限界を知るために、原子番号が非常に大きな超重元素や、超重核の探索・研究が世界中で精力的に行われている。さらに、1960年代に予想された超重核の「安定性の島」の検証に向けて研究が進められている。安定性の島とは、超重核領域において原子核が特に安定となる陽子数および中性子数（魔法数）の領域のことであり、その周りにはすべて不安定な原子核が海のようにになっているため島と呼ばれている。予想された当時は $Z=114$ 、 $N=184$ を中心とした領域の核種が長寿命であるとされた。既知の魔法数としては $Z=2, 8, 20, 28, 50, 82, 114$ 、 $N=2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$ がある。陽子数、中性子数がこれらにあたる核種は安定性が高く、原子核崩壊や核分裂が起こりにくい。今のところ質量数 208 の鉛 ($Z=82$ 、 $N=126$: ^{208}Pb) が最も大きな陽子・中性子の魔法数を持つ核種とされている。近年、予想されている次の魔法数は $Z=114, 120, 126$ 、 $N=184$ であり、陽子数に関しては理論予想が異なる。安定性の島の向こうには、比較的長寿命の安定性の岬があるという予想がある。その領域を超えると、 $N\sim 340$ 付近で中性子ドリップ線と自発核分裂が 1 ns（原子の存在限界）となる線が交差し、この辺りが予想される存在領域の限界である[1]。また、存在限界までの元素合成は **r (rapid)** プロセスによって理論的に予測できると考えられている。r プロセスは連続的な中性子捕獲により、重い元素が合成される現象で、起源は超新星爆発や中性子星合体が有力とされている[2]。この分野の最近のトピックとして、理研において、様々な中性子過剰核の β 崩壊に対する寿命の測定により、多くの原子核で従来の理論計算より 30%程度速く崩壊することが明らかにされたことが挙げられる。このデータを用いて元素合成シミュレーションを行うと、これまで説明できなかった質量数 120 及び 150 近傍の太陽系の元素組成の構造がよく再現されることが分かった。起源を探る天体核物理だけでなく、銀河の進化や重力波天文学にまで及ぶ r プロセスの研究は著しい成長を遂げており、反応機構の解明によって安定性の島への到達も期待されている。同時に元素の性質はどの程度規則的かを知るためにこれらの超重元素の物理的・化学的性質を理解することも重要である。119番元素からは未知の周期（第8周期）に入る。超重元素が周期表のどこに位置しているのかを明確にすることで、さらに重い元素の合成機構や理論モデルの構築に役立つと考えられている。次節より超重元素の合成過程について述べる。

2.2 超重核の合成過程

超重核はビームを標的に照射し、核融合反応によって合成される。核融合反応による超重核の合成過程の概略図を図 2.2.1 に示す。核融合反応とは、二つの原子核（ビーム核、標的核）が融合して一つの核（複合核：CN）になることである。超重核領域では、接触した二つの原子核が複合核になる前に、強いクーロン斥力によって再び分離してしまう準核分裂が起きる確率が高い。また複合核は一般的に励起状態にあり、ほとんどは核分裂を起こして崩壊してしまう。しかし、稀に中性子や γ 線を放出して脱励起し、蒸発残留核になる。

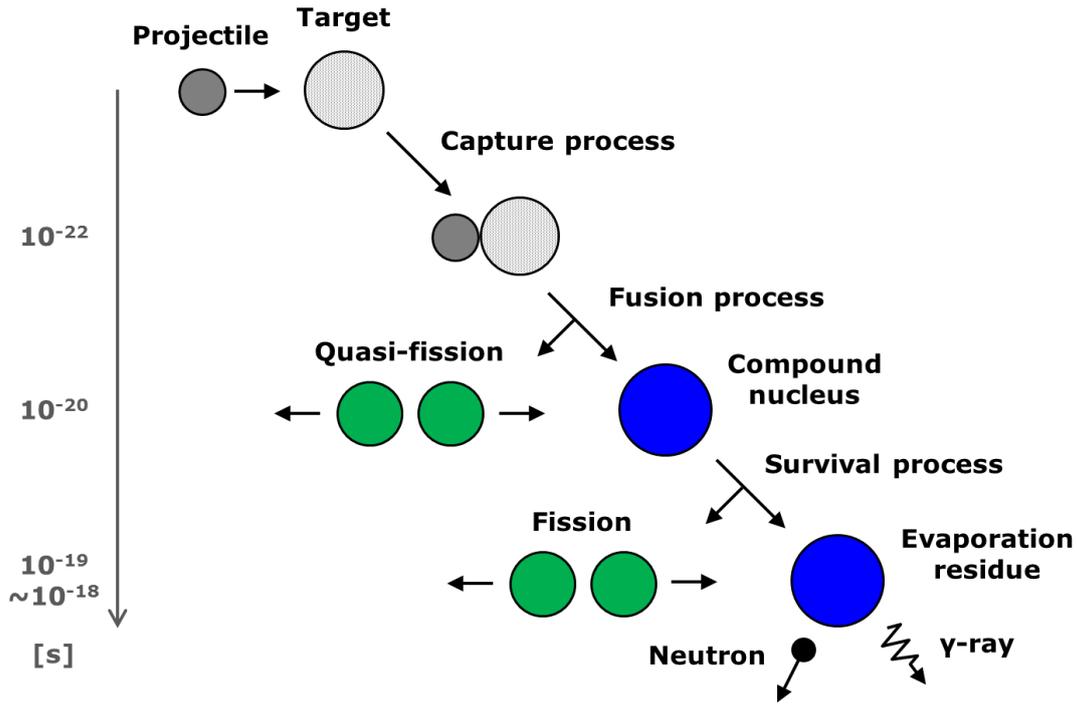


図 2.2.1 重イオン核融合反応による超重核の合成過程の概略図。左に典型的な反応時間[3]を示す。入射核と標的核の完全核融合により、複合核が形成される。複合核は励起状態にあるので、中性子や γ 線を放出して脱励起し、蒸発残留核になる。すなわち合成過程は核力による捕獲、複合核形成、脱励起の3段階で考えることができる。

複合核 CN が基底状態の入射粒子 p (原子番号: Z_p 、質量数: A_p 、質量過剰: ΔM_p 、実験室系での運動エネルギー: E_{lab}) と基底状態の標的粒子 t (原子番号: Z_t 、質量数: A_t 、質量過剰: ΔM_t) の完全核融合により合成される場合を考える。複合核 CN の原子番号を $Z_{CN} = Z_p + Z_t$ 、質量数を $A_{CN} = A_p + A_t$ 、質量過剰を ΔM_{CN} 、励起エネルギーを E_{CN}^* 、実験室系での運動エネルギーを $E_{CN,lab}$ とした時、核融合反応の Q 値 (Q_{fus}) は

$$Q_{fus} = \Delta M_p c^2 + \Delta M_t c^2 - (\Delta M_{CN} c^2 + E_{CN}^*) = Q_{gg} - E_{CN}^* \quad (2.2.1)$$

と表せる。ここで

$$Q_{gg} = \Delta M_p c^2 + \Delta M_t c^2 - \Delta M_{CN} c^2 \quad (2.2.2)$$

であり、 Q_{gg} は複合核形成の Q 値である。また、エネルギー保存則より

$$E_{lab} + (\Delta M_p c^2 + \Delta M_t c^2) = E_{CN,lab} + \Delta M_{CN} c^2 + E_{CN}^* \quad (2.2.3)$$

すなわち

$$E_{lab} + Q_{gg} = E_{CN,lab} + E_{CN}^* \quad (2.2.4)$$

が成り立つ。核融合反応に影響するのは、入射エネルギーと複合核のエネルギーの差、 $E_{lab} - E_{CN,lab}$ で、重心系のエネルギー E_{CM} と呼ばれる。これを用いると

$$E_{CM} = E_{lab} - E_{CN,lab} = E_{CN}^* - Q_{gg} \quad (2.2.5)$$

となり、入射エネルギーとの間に次の関係式が得られる。

$$E_{CM} = \frac{A_t}{A_p + A_t} E_{lab} \quad (2.2.6)$$

核融合反応が起こるためには複合核の励起エネルギーが正の値、 $E_{CN}^* = E_{CM} + Q_{gg} > 0$ すなわち $E_{CM} > -Q_{gg}$ である必要がある。そのため、 $-Q_{gg}$ は核融合反応のしきい値と呼ばれる。

2.2.1 超重核の生成断面積

2つの原子核の核融合反応によって励起状態にある複合核が作られ、その脱励起過程によって生成された蒸発残留核を測定することにより超重核の研究は行われる。Świątecki らの Fusion by diffusion (FBD) モデル[4]によると、蒸発残留核として超重核が得られる生成断面積 σ_{ER} は次式で表される[5]。

$$\sigma_{ER} = \sigma_{cap} \times P_{form} \times P_{sur} \quad (2.2.7)$$

ここで、 σ_{cap} はビーム核と標的核に働く融合障壁（クーロン障壁）を透過して互いに接触する捕獲断面積、 P_{form} は接触した二核が複合核を形成する確率、 P_{sur} は複合核が核分裂を起こさずに脱励起し、蒸発残留核として生き残る確率である[4]。

(1) 捕獲断面積 σ_{cap}

入射ビーム核と標的核の原子核間には、長距離力で斥力のクーロン力と短距離力で引力の核力が働き、それらの打ち消し合いのためにポテンシャル障壁（クーロン障壁または融合障壁）が形成される。入射ビーム核のエネルギーが十分高い場合には古典的に障壁を乗り越えるが、入射エネルギーが障壁より低い場合には量子トンネル効果によって核融合反応が起こることになる。古典的な捕獲断面積では、この融合障壁を透過して原子核同士が接触すれば融合反応が起こることを想定してモデル化されている[6,7]。この時、入射核と標的核の間に働くポテンシャルは次式で表される。

$$V_l = \frac{Z_p Z_t e^2}{r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} + V_n(r) \quad (2.2.8)$$

ここで e は素電荷、 r は二核間距離、 \hbar はプランク定数 h を 2π で割った量、 l は軌道角運動量、 μ は換算質量、 $V_n(r)$ は核力のポテンシャルである。 $l=0$ (s 波) のときの融合障壁を B 、障壁位置での二核間距離を r_B とすると、 $l \neq 0$ に対する障壁の高さ B_l は

$$B_l \approx B + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r_B^2} \quad (2.2.9)$$

と書くことができる。障壁付近のポテンシャルを逆放物線 $-\mu\omega^2 r^2/2$ で近似し、重心系でのエネルギー E が障壁の高さと等しいときの透過確率が $1/2$ となる uniform 近似を用いると、障壁透過確率 $P_l(E)$ は

$$P_l(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{2\pi}{\hbar\omega_l}(B_l - E)\right)} \quad (2.2.10)$$

となる。ただし

$$\omega_l = \sqrt{-\frac{1}{\mu} \frac{d^2}{dr^2} \left(\frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \right)}_{r_B} \quad (2.2.11)$$

である。式(2.2.10)は参考文献[8]による。捕獲断面積 σ_{cap} は各部分波ごとの和で、次式のように表される。

$$\sigma_{cap} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(E) \quad (2.2.12)$$

ここで $k = \sqrt{2\mu E}/\hbar$ は波数である。融合反応が起こる軌道角運動量の最大値を l_{max}^u とし、以下の sharp cutoff 近似

$$P_l = \begin{cases} 1 & (l \leq l_{max}^u) \\ 0 & (l > l_{max}^u) \end{cases} \quad (2.2.13)$$

を用いると、捕獲断面積は

$$\sigma_{cap} = \frac{\pi}{k^2} \int_0^{l_{max}^u} 2l dl = \frac{\pi}{k^2} (l_{max}^u)^2 \quad (2.2.14)$$

と書くことができる。(2.2.13)式の sharp cutoff 近似は

$$E \approx B + \frac{\hbar^2 (l_{max}^u)^2}{2\mu r_B^2} \quad (2.2.15)$$

のときに成り立つので、古典的な捕獲断面積は次式のようになる。

$$\sigma_{cap} = \frac{\pi}{k^2} (l_{max}^u)^2 = \frac{\pi}{k^2} \frac{2\mu r_B^2}{\hbar^2} (E - B) = \pi r_B^2 \left(1 - \frac{B}{E} \right) \quad (2.2.16)$$

式(2.2.16)の捕獲断面積は $E > B$ の高エネルギー領域では実験値と良い一致を示すが、融合障壁近傍の低エネルギー領域では原子核の内部運動が考慮されていないため、実験値とのずれが大きいことが示されている[3]。

捕獲断面積については上記の理論モデルの他に、実験データの系統的解析から Wilczyńska らによって得られた半経験式がある[5]。融合断面積の励起関数の測定値より、次式によって定義される障壁分布 $p(B)$ が求められる[9]。

$$\sigma_{cap}(E) = \int_0^{\infty} \sigma_{cap}(E, B) p(B) dB \quad (2.2.17)$$

ただし、 $\int_0^{\infty} p(B) dB = 1$ 。参考文献[10,11]ではあらかじめ $p(B)$ としてガウス分布

$$p(B) = \frac{1}{w\sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{(B - B_0)^2}{2w^2} \right\} \quad (2.2.18)$$

を仮定している。 B_0 と w は融合障壁の平均値とその幅である。 $\sigma_{cap}(E, B)$ として次式

$$\sigma_{cap}(E, B) = \begin{cases} \pi r_B^2 \left(1 - \frac{B}{E} \right) & (E > B) \\ 0 & (E \leq B) \end{cases} \quad (2.2.19)$$

を使い、式(2.2.17)に(2.2.18)と(2.2.19)を代入すると

$$\sigma_{cap}(E) = \pi r_B^2 \frac{W}{E\sqrt{2\pi}} [\sqrt{\pi}X\{1 + erf(X)\} + exp(-X^2)] \quad (2.2.20)$$

が得られる。ここで

$$X = \frac{E - B_0}{w\sqrt{2}} \quad (2.2.21)$$

である。また、 $erf(X)$ は次式で定義される誤差関数である。

$$erf(X) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^X exp(-t^2) dt \quad (2.2.22)$$

Wilczyńska らは式(2.2.20)を実験値に当てはめ、融合障壁の平均値 B_0 と幅 w を系統的に求めた[5]。得られた経験式は

$$B_0 = 0.0136z^2 + 0.78z + 4.2 \quad (2.2.23)$$

である。ただし、 z はクーロンパラメータで。

$$z = \frac{Z_p Z_t}{(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})} \quad (2.2.24)$$

で表される。その後、Świątecki らによってパラメータの改善が行われ[4]

$$B_0 = 0.85247z + 0.001361z^2 - 0.0000023z^3 \quad (2.2.25)$$

$$w = \frac{CB_0}{\sqrt{2}} \sqrt{W_p^2 + W_t^2 + W_0^2} \quad (2.2.26)$$

$$W_i^2 = \frac{R_i^2 \beta_i^2}{4\pi} \quad (i = p, t) \quad (2.2.27)$$

が得られた。ここで、 $C=0.07767 \text{ fm}^{-1}$ 、 $W_0=0.41 \text{ fm}$ 、 $R_i=1.14A_i^{1/3}$ 、 β_i は四重極変形パラメータ ($i=p$ のときは入射粒子、 $i=t$ のときは標的粒子を示す) を表している。

(2) 複合核形成確率 P_{form}

(1)では、入射核と標的核が融合障壁を乗り越えて接触する過程について示した。ここでは接触した二核が複合核を形成する過程について述べる。入射核と標的核の原子番号の積 $Z_p Z_t$ が $Z_p Z_t < 1800$ 、あるいはクーロンパラメータ $z < 190$ 程度の比較的軽い反応系では、障壁を越えれば複合核が形成される確率は高くなるが、超重核合成のように $Z_p Z_t > 1800$ 、あるいはクーロンパラメータ $z > 190$ 程度になると、複合核形成確率は $Z_p Z_t$ の増加とともにほぼ指数関数的に減少することが知られている[12]。前者の場合、接触した二核が複合核を形成する確率 P_{form} は $P_{form} \approx 1$ 、後者の場合は $P_{form} \ll 1$ となる。この現象は **fission hindrance** と呼ばれ、図 2.2.2 はその模式図である。 $Z_p Z_t < 1800$ の領域では、入射核のエネルギーが融合障壁よりも高ければ、障壁を超えて内部に入り込み融合核を形成することができるが、 $Z_p Z_t > 1800$ の領域では融合障壁を超えた後、次のクーロン斥力によるポテンシャル障壁 H を超えて融合核を形成しなければならない。ポテンシャル障壁 H を超えられない場合、二核は接触しても複合核を形成する前に準核分裂 (Quasi-Fission) により分裂してしまう (図

2.2.1)。また、二核の接触のために入射核のエネルギーを大きくすると、生成された複合核の励起エネルギーも大きくなるために、核の殻構造が消滅し核分裂障壁が低くなって核分裂を起こす確率が高くなってしまふ[13]。

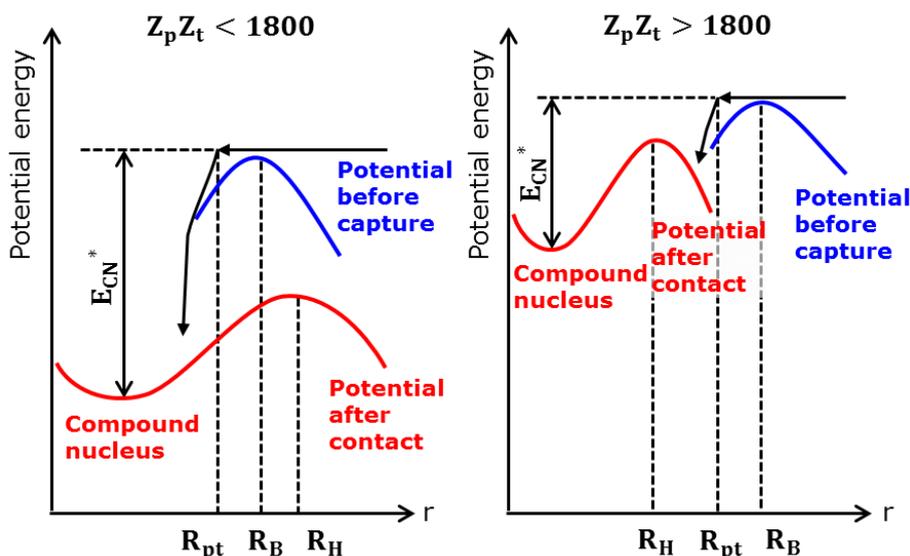


図 2.2.2 Fission hindrance の模式図。青色は二核が接触前、赤色は接触後のポテンシャルエネルギーを表す。 r は接触前は二核間の距離、接触後は変形の大きさを表している。 R_{pt} は二核の接触する位置、 R_B は融合障壁の位置、 R_H は融合障壁を乗り越えた後の障壁位置、そして E_{CN}^* は複合核の励起エネルギーを示す。

複合核形成確率 P_{form} は複合核形成過程をブラウン運動と考えることで求めることができる[14]。融合障壁を乗り越え、二核が接触した状態を考える。融合運動の自由度をブラウン粒子、核系を熱浴と見なす。融合運動の自由度を x とし、図 2.2.3 のように複合核形成の鞍点でのポテンシャルの形を逆放物線 $V(x) = -bx^2/2$ で近似する。このブラウン粒子は外力 bx を受けるため、平均的には $x > x_0$ の方向にポテンシャルの山を滑り落ち、核分裂してしまう。しかし稀に、熱浴からの揺動力によって $x < 0$ の位置にくる可能性があり、これは複合核の形成を意味する。時刻 t のとき、ブラウン粒子が位置 x にある確率 $W(x, t)$ は偏微分方程式

$$G \frac{\partial W(x, t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \{ bxW(x, t) \} + T \frac{\partial^2}{\partial x^2} W(x, t) \quad (2.2.28)$$

の解である。ここで G は熱浴の粘性に比例する摩擦係数である。右辺の第一項はブラウン粒子のドリフト速度、第二項は位置分布の広がりを決める。

複合核形成確率 P_{form} は時刻 $t \rightarrow \infty$ でブラウン粒子が $x < 0$ にある確率であり、 $t = 0$ のときの位置 x_0 が $x_0 > 0$ のときの式(2.2.28)の解は、誤差関数を用いて

$$P_{form} = \frac{1}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \sqrt{\frac{H}{T}} \right) \quad (2.2.29)$$

で与えられ、摩擦係数 G には依存しない。ここで H は二核の接触点から見た鞍点の高さ、 T は熱浴の温度である。

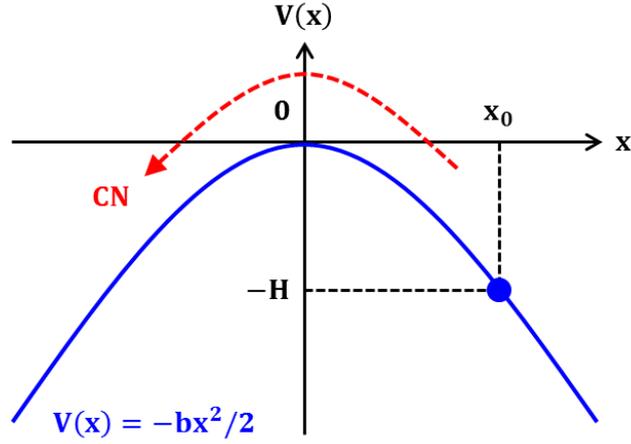


図 2.2.3 ポテンシャル障壁 H を近似した逆放物線。時刻 $t=0$ に位置 x_0 にあったブラウン粒子が時刻 $t \rightarrow \infty$ に $x < 0$ にある確率が複合核形成確率 P_{form} である。

Loveland によって、複合核形成確率は半経験式

$$P_{form}(E, J) \approx P_{form}(E) = 0.5 \exp\{-c(x_{eff} - x_{thr})\} \quad (2.2.29)$$

で表わせることが示されている[8]。ここで x_{eff} は次式で示される effective fissility (核分裂の起こりやすさ)、 c および x_{thr} は係数である。

$$x_{eff} = \left\{ \frac{(Z_{CN}^2/A_{CN})}{(Z_{CN}^2/A_{CN})_{crit}} \right\} (1 - \alpha + \alpha f(\kappa)) \quad (2.2.30)$$

ただし、

$$(Z_{CN}^2/A_{CN})_{crit} = 50.833 \left\{ 1 - 1.7826 \left(\frac{N_{CN} - Z_{CN}}{A_{CN}} \right)^2 \right\} \quad (2.2.31)$$

$$f(\kappa) = \frac{4}{\kappa^2 + \kappa + (1/\kappa) + (1/\kappa^2)} \quad (2.2.32)$$

$$\kappa = \left(\frac{A_p}{A_t} \right)^{1/3} \quad (2.2.33)$$

であり、 α は $1/3$ である。 x_{eff} が大きくなるにつれて、複合核が形成される前に核分裂が起こり、 P_{form} が小さくなる。

(3) 生き残り確率 P_{sur}

核融合反応を経て生成された複合核は高い励起状態にあり、核分裂を起こして崩壊するか、あるいは中性子や γ 線を放出して脱励起し蒸発残留核になる。超重核の領域では、複合核はほとんどすべて核分裂を起こして崩壊し、蒸発過程を経て生き残る確率は極めて小さ

くなる。複合核が核分裂を起こさずに中性子を x 個の中性子を放出して生き残る確率 P_{sur} は、核分裂と中性子放出の崩壊幅 Γ の比を用いて、近似的に次のように表せる[12]。

$$P_{sur} = \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}\right)_1 \cdot \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}\right)_2 \cdots \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}\right)_x \quad (2.2.34)$$

生き残り確率の計算では絶対的な崩壊幅の値よりも崩壊幅の比が重要になる。簡単のために、ほぼ球形の複合核の状態から核分裂が起こる鞍点の状態への移行を、変形の増大という一次元の運動と考える。また、その確率に sharp cutoff 近似を用い、温度が一定であるとすると、崩壊幅の比は

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \sim C \exp\left(\frac{B_f - B_n}{T}\right) \quad (2.2.35)$$

となる。ここで C は比例定数であり、 $A=250$ の超重核領域では $C \sim 8$ である[15]。

原子番号が一定の場合、中性子数が減少すると、中性子分離エネルギー B_n は増加し、式(2.2.31)で与えられる核分裂の起こりやすさ x_{eff} が増加するので、核分裂障壁 B_f は減少する。その結果、崩壊幅の比 Γ_n/Γ_f は中性子数とともに減少し、生き残り確率が小さくなる。図 2.2.5 に生き残り過程に関するエネルギーの関係を示す。複合核が 1 つの中性子を放出した後、その励起エネルギーがしきい値 E_{th} (蒸発残留核の中性子分離エネルギーまたは分裂障壁の高さのうちの低いもの) よりも低くなる確率を P_{exc} とすると、生き残り確率は

$$P_{sur} = \frac{\Gamma_n}{\Gamma_t} P_{exc} \quad (2.2.36)$$

と書くことができる[4]。ただし、超重核領域では陽子や α 粒子放出の崩壊幅は小さいので、全幅を $\Gamma_t = \Gamma_n + \Gamma_f$ と仮定した。式(2.2.36)の P_{exc} は

$$P_{exc} = \begin{cases} \left(1 + \frac{K}{T}\right) \exp\left(-\frac{K}{T}\right) & (K \geq 0) \\ 1 & (K < 0) \end{cases} \quad (2.2.37)$$

と表せる。ここで、 K は複合核の実効励起エネルギー U^* から複合核の中性子分離エネルギー B_n としきい値エネルギー E_{th} を引いた値

$$K = U^* - B_n - E_{th} \quad (2.2.38)$$

である。実効励起エネルギー U^* とは複合核の励起エネルギー E_{CN^*} から対エネルギー $\delta(A, Z)$

$$\delta(A, Z) = \begin{cases} 0 & (odd - odd) \\ 12/\sqrt{A} & (odd - even) \\ 24/\sqrt{A} & (even - even) \end{cases} \quad (2.2.39)$$

を引いた値

$$U^* = E^* - \delta(A, Z) \quad (2.2.40)$$

である。 T は蒸発残留核の温度であり、次式で与えられる。

$$T = \sqrt{\frac{E_{CN}^* - B_n}{a_{ldm}}} \quad (2.2.41)$$

ここで a_{ldm} は次式で表される状態密度パラメータ

$$a_{ldm} = 0.076A + 0.180A^{2/3}F(\alpha) + 0.157A^{1/3}G(\alpha) \quad [MeV^{-1}] \quad (2.2.42)$$

$$F(\alpha) = 1 + (0.6416\alpha - 0.1421\alpha^2)^2 \quad (2.2.43)$$

$$G(\alpha) = 1 + (0.6542\alpha - 0.0483\alpha^2)^2 \quad (2.2.44)$$

α は変形度を表す。 R を変形前の球形核の半径、 R_{max} を回転楕円体の長軸の長さとする

$$\alpha = \frac{R_{max} - R}{R} \quad (2.2.45)$$

である。球形核の場合、 $\alpha=0$ 、 $F(\alpha)=G(\alpha)=1$ となり、式(2.2.42)は次式のようにになる。

$$a_{ldm} = 0.076A + 0.180A^{2/3} + 0.157A^{1/3} \quad (2.2.46)$$

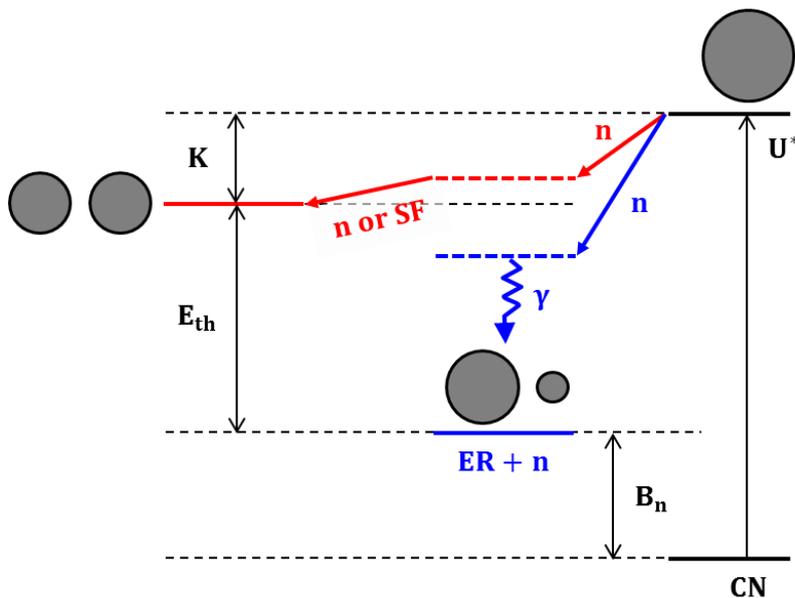


図 2.2.5 生き残り過程に関するエネルギーの関係。

式(2.2.36)の崩壊幅の比は、複合核の全エネルギーと中性子放出または核分裂の鞍点の間に存在する準位数の比に等しく、これは状態密度 ρ の積分で表せる。

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{N_n}{N_f} = \frac{\int_0^{U_n} \rho_n(\epsilon) d\epsilon}{\int_0^{U_f} \rho_f(\epsilon) d\epsilon} \quad (2.2.47)$$

式(2.2.47)の積分は近似的に

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{T_n \{1 - \exp(-U_n/T_n)\} \exp S_n}{T_f \{1 - \exp(-U_f/T_f)\} \exp S_f} \quad (2.2.48)$$

と書くことができる。ここで S はエントロピー

$$S = 2 \sqrt{U^* + E_{shell} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{U^*}{k}\right) \right\}} \quad (2.2.49)$$

である。 $k=A^{1/3}/0.47$ MeV、 E_{shell} は殻補正エネルギーを表す。

2.2.2 冷たい核融合反応と熱い核融合反応

超重核の核融合反応は一般的に、複合核の励起エネルギー E_{CN}^* によって二つの反応に分けられる。 $E_{CN}^* < 30$ MeV の場合は冷たい核融合反応、 $E_{CN}^* > 30$ MeV の場合は熱い核融合反応と呼ばれ、前者では中性子欠損核、後者では中性子過剰核が生成される。冷たい核融合反応では、 $Z=82$ 、 $N=126$ の二重魔法数あるいはその付近の ^{208}Pb や ^{209}Bi 標的に ^{64}Ni や ^{70}Zn ビームを照射する。この時の入射エネルギーは合成される複合核の励起エネルギーを低くして、複合核が脱励起するときに中性子の放出および核分裂の競合する回数を少なくするように、融合障壁近傍に設定される。これらの標的を用いた場合、結合エネルギーが大きいので、励起エネルギーは ~ 15 MeV 程度に抑えられ、複合核は中性子を 1 または 2 つ放出して脱励起し、蒸発残留核となる。つまり、中性子の放出および核分裂の競合回数が少ないため、生き残り確率が高くなる。ただし、 $Z_p Z_t > 1800$ となるので、複合核形成確率は低くなる。冷たい核融合反応はロシア・FLNR の Oganessian によって提案され[16]、この核融合反応を用いて $Z=107-113$ 元素が合成され、発見が認められた[17-31]。しかし、入射核の陽子数の増加に伴い、fusion hindrance が激増しており、 $Z=113$ 元素が測定の限界である。一方、熱い核融合反応ではアクチノイド核種 ^{232}Th , ^{238}U , ^{244}Pu , ^{243}Am , $^{246,248}\text{Cm}$ や ^{249}Cf 等を標的とし、比較的軽い ^{34}S , ^{48}Ca や ^{50}Ti 等のビームを照射する。この時、融合障壁近傍の入射エネルギーで合成される複合核の励起エネルギーは ~ 35 MeV 程度と冷たい核融合反応に比べて高くなるため、こちらの反応は熱い核融合反応と呼ばれる。高い励起エネルギーでは複合核が脱励起するために放出する中性子数が増え、中性子の放出および核分裂の競合回数が多くなるため、生き残り確率は低くなる。ただし、 $Z_p Z_t$ が小さくなるので複合核形成確率は高くなる。 $Z=102-106$, $114-118$ 元素の発見は熱い核融合反応によって行われた[32-43]。現在理研においても、未だ報告例のない $Z=119 \cdot 120$ 元素合成を目指して、熱い核融合反応での元素合成実験の準備を行っている。

2.3 原子核の崩壊

本節では、超重核領域において主要な崩壊様式である α 崩壊と自発核分裂について述べる。

2.3.1 α 崩壊

α 崩壊とは、陽子数 Z 、質量数 A の親核 P が α 粒子 (^4He 原子核) を放出して娘核 D となる崩壊で、次式で表される。

$${}^A_ZP = {}^{A-4}_{Z-2}D + {}^4_2He + Q_\alpha \quad (2.3.1)$$

ここで Q_α は α 崩壊の Q 値 (α 崩壊で解放されるエネルギー) であり、崩壊前後の質量差である。 $Q_\alpha > 0$ であることが α 崩壊のしきい値となる。 Q_α は原子核の質量エネルギーの差

$$Q_\alpha = (M_P - M_D - M_\alpha)c^2 \quad (2.3.2)$$

で表せる。ここで M_P 、 M_D 、 M_α はそれぞれ親核、娘核、 α 粒子の質量である。崩壊の際、 Q_α は α 粒子と娘核の運動エネルギーに分配されるので、次式のエネルギー保存則ならびに運動量保存則が成り立つ。

$$Q_\alpha = E_\alpha + E_D = \frac{1}{2}M_\alpha v_\alpha^2 + \frac{1}{2}M_D v_D^2 \quad (2.3.3)$$

$$0 = M_\alpha v_\alpha - M_D v_D \quad (2.3.4)$$

E は運動エネルギー、 v は速度である。これより、 Q_α と運動エネルギーの関係は

$$E_\alpha = \frac{M_D}{M_\alpha + M_D} Q_\alpha \approx \frac{A-4}{A} Q_\alpha \quad (2.3.5)$$

$$E_D = \frac{M_\alpha}{M_\alpha + M_D} Q_\alpha \approx \frac{4}{A} Q_\alpha \quad (2.3.6)$$

であり、殆どの Q_α は α 線の運動エネルギーに分配される。

Geiger-Nuttal 則

1911 年、Geiger と Nuttal は天然の α 放射性同位元素から放出される α 線のエネルギーが大きいほど、その崩壊定数 λ が大きいことに着目し、 λ と空気中での α 線の飛程 R との間に次式のような関係があることを発見した[44]。

$$\log_{10}\lambda = A \log_{10}R + B \quad (2.3.7)$$

ここで A と B は定数であり、 λ を s^{-1} 、 R を cm で表すと、 $A=59.0$ 、 B は崩壊系列によって異なり、ウラン系列では -41.8 、トリウム系列では -43.4 、アクチニウム系列では -45.0 で与えられる。後に、Gamow[45] や Condon ならびに Gurney[46] によって、量子力学的トンネル効果である確率でクーロン障壁を透過し、 α 崩壊を起こすことが説明され、崩壊系列によらない関係式が導かれた。半減期 $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$ s および Q_α を用いて

$$\log_{10}T_{1/2} = a \frac{Z}{\sqrt{Q_\alpha}} + b \quad (2.3.8)$$

と表せる。 Z は原子番号、 a 、 b は原子番号によって異なる定数である。式(2.3.7)または(2.3.8)を Geiger-Nuttal 則という。この式は α 崩壊の崩壊確率をよく再現する。さらに、超重核領域では定数 a 、 b を親核の Z の一次関数とする改良版

$$\log_{10}T_{1/2} = \frac{a_1 Z_p + a_2}{\sqrt{Q_\alpha}} + (b_1 Z_p + b_2) \quad (2.3.9)$$

が用いられている。表 2.3.1 に式(2.3.9)のパラメータを示す。

表 2.3.1 式(2.3.9)のパラメータの例。h_{log}は偶奇性に対する補正項であり、h_{log}=0 (even-even)、h_{log}=1.066 (even-odd)、h_{log}=0.772 (odd-even)、h_{log}=1.114 (odd-odd) で与えられる。

適用範囲	a ₁	a ₂	b ₁	b ₂	Reference
Z>82, N>126	2.11329	-48.9879	-0.390040	-16.9543+ h _{log}	[47]
Z>104	1.66175	-8.5166	-0.20228	-33.9069	[48]
Z>82, N>126	1.81040	-21.7199	-0.26488	-28.1319	[49]
Z>104	1.66175	-8.5166	-0.20228	-33.9069+ h _{log}	[50]

実験から求められる半減期 $T_{1/2,exp}$ と半経験式から求められる半減期 $T_{1/2,th}$ の比を Hindrance factor (HF) という。

$$HF = \frac{T_{1/2,exp}}{T_{1/2,th}} \quad (2.3.10)$$

また、その逆数

$$S(\alpha) = \frac{1}{HF} = \frac{T_{1/2,th}}{T_{1/2,exp}} \quad (2.3.11)$$

は α -spectroscopic factor と呼ばれ、親核における α 粒子の存在のしやすさを示す。

α 崩壊の確率は、図 2.3.1 に示すように遠方から核表面まではクーロンポテンシャルが働き、核表面では引力が働く場合、融合障壁を透過する透過係数と α 粒子がその障壁に衝突する回数の積で近似的に表すことができる。透過係数 P は WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin) 理論と呼ばれる方法を用いて準古典的に求められる[12]。WKB 理論で透過係数 P は

$$P \approx \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{R_0}^{R_E} \sqrt{2\mu\{V_l(r) - E_\alpha\}} dr \right] \quad (2.3.12)$$

と表される。ここでポテンシャル $V_l(r)$ は

$$V_l(r) = \frac{Z_\alpha Z_D e^2}{r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \quad (2.3.13)$$

である。また、 R_E は核の外側で $E_\alpha = V_l(R_E)$ となる点、 R_0 は核力が働き始める点 (核表面) である。今、軌道角運動量 l が 0 (s 波) のときを考えると

$$P \approx \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{R_0}^{R_E} \sqrt{2\mu \left\{ \frac{Z_\alpha Z_D e^2}{r} - E_\alpha \right\}} dr \right] \quad (2.3.14)$$

と書くことができる。

$$K = -\frac{2}{\hbar} \int_{R_0}^{R_E} \sqrt{2\mu \left\{ \frac{Z_\alpha Z_D e^2}{r} - E_\alpha \right\}} dr \quad (2.3.15)$$

として積分すると

$$K = \frac{2}{\hbar} \sqrt{2\mu Z_\alpha Z_D e^2 R_E} \left\{ \cos^{-1} \left(\sqrt{\frac{R_0}{R_E}} \right) - \sqrt{\frac{R_0}{R_E} - \frac{R_0^2}{R_E^2}} \right\} \quad (2.3.16)$$

となる。 $R_E \gg R_0$ のとき、近似式

$$\cos^{-1} \left(\sqrt{\frac{R_0}{R_E}} \right) - \sqrt{\frac{R_0}{R_E} - \frac{R_0^2}{R_E^2}} \approx \frac{\pi}{2} - 2 \sqrt{\frac{R_0}{R_E}} \quad (2.3.17)$$

が成り立つ。よって

$$K = \frac{1}{\hbar} R_0 \sqrt{2\mu B_\alpha} \left(\sqrt{\frac{B_\alpha}{Q_\alpha}} \pi - 4 \right) \quad (2.3.18)$$

である。ここで

$$B_\alpha = \frac{Z_\alpha Z_D e^2}{R_0} \quad (2.3.19)$$

$$Q_\alpha = \frac{Z_\alpha Z_D e^2}{R_E} \quad (2.3.20)$$

とする。これより透過係数 P は

$$P = \exp(-k) = \left\{ -\frac{\pi}{\hbar c} \sqrt{2\mu c^2} \left(Q_\alpha^{-1/2} - \frac{4}{\pi} B_\alpha^{-1/2} \right) \right\} \quad (2.3.21)$$

となる。単位時間あたりに融合障壁に衝突する回数は α 粒子の速度を v_{in} とすると、 $v_{in}/2R_0$ で表せるので、崩壊定数 λ は次式のように書くことができる。

$$\lambda = \frac{1}{\tau} \approx \frac{v_{in}}{2R_0} \cdot P \quad (2.3.22)$$

式(2.3.22)で P の前の係数を λ_0 とおくと

$$\lambda = \lambda_0 P \quad (2.3.23)$$

となる。 λ_0 はポテンシャル障壁がないときの崩壊定数と考えられ、天然の放射性元素ではほとんど一定で、 $\lambda_0 \sim 3 \times 10^{20} \text{ sec}^{-1}$ であることが分かっている。つまりの λ 値は主としてクーロン障壁の透過係数 P に依存することが分かる。

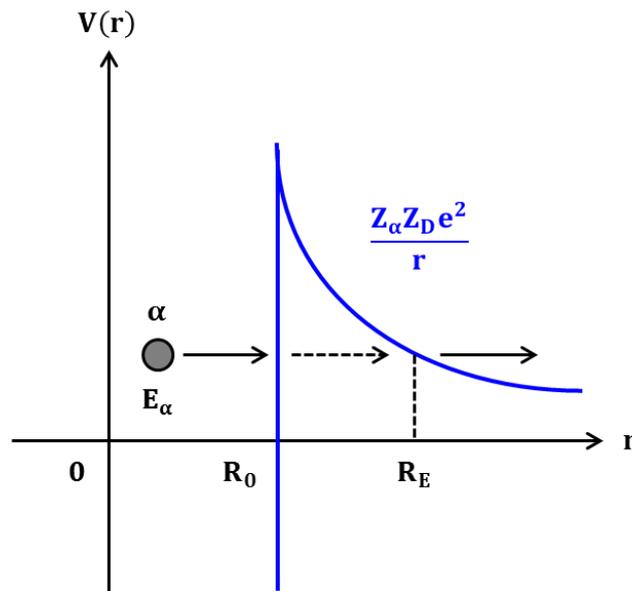


図 2.3.1 α 崩壊のポテンシャル概念図。 α 粒子のエネルギー E_α がクーロン障壁よりも低い限り、古典的には外部に出られない。しかし、実際には量子力学的トンネル効果によってある確率で障壁を透過し、 α 崩壊を起こす。

2.3.2 自発核分裂

核分裂は質量数の大きい原子核が 2 つの質量数の小さい原子核に割れる崩壊であり、自発核分裂はその核分裂が他の粒子による影響なしに自発的に起こる放射性崩壊であり、その際中性子や γ 線を放出する。分裂した 2 つの小さい原子核 (核分裂片) は高い電荷を持ち、かつクーロン力による反発により高スピードでそれぞれが 180 度方向に運動する。核分裂片は移動経路の近くにある原子と衝突して原子にエネルギーを与え、また周辺の原子から電子を奪って電荷を失い減速されていき、やがて静止する。図 2.3.2 に静止した核分裂片 (核分裂生成物) が質量数に対してどのように分布しているかを表す収率曲線を示す。 ^{238}U の場合、対称な核分裂は少なく、質量数がおよそ 95 と 140 近くの 2 つのピークを持ち、質量数にばらつきがあることが分かる。核種によってこの分布は異なる。

自発核分裂は、古典的な液滴模型で説明することができる。図 2.3.3 は横軸に核分裂しようとする原子核の重心間距離、縦軸に変形に対するポテンシャルエネルギーをとったものである。 r_s は鞍点で、球形に近い原子核が変形していき、再び球形に近い原子核に戻ることなく核分裂を起こす分岐点を示す。鞍点にある原子核に比べて、球形の原子核のエネルギーは低い、それよりも核分裂した方がさらにエネルギーが低く安定になる。原子核が球形のときと、鞍点にあるときとのエネルギー差を核分裂障壁 B_f という。この値が小さいほど自発核分裂が起こりやすくなる。実際に自発核分裂を起こすのは原子量が約 230amu (トリウム付近) 以上の原子に限られる。本節では液滴模型による原子核の結合エネルギー及び自発核分裂に対する安定性について説明する。

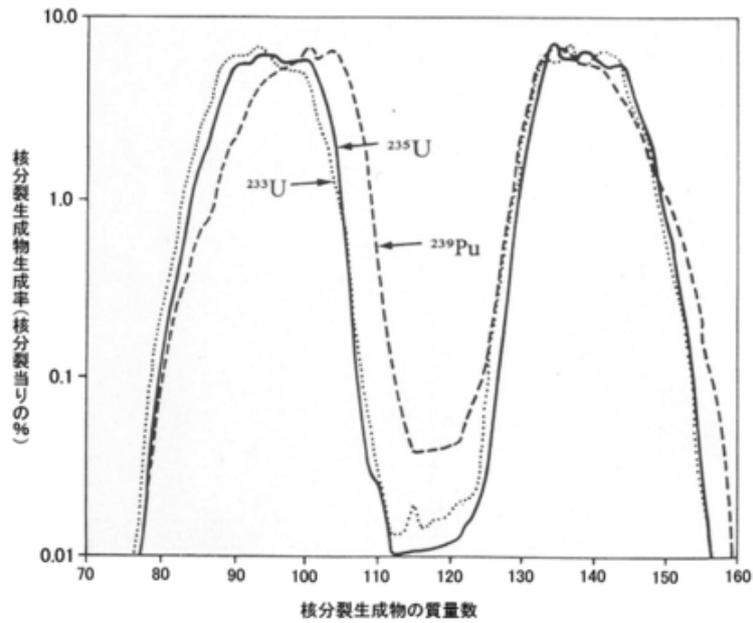


図 2.3.2 ^{238}U の収率曲線[51]。

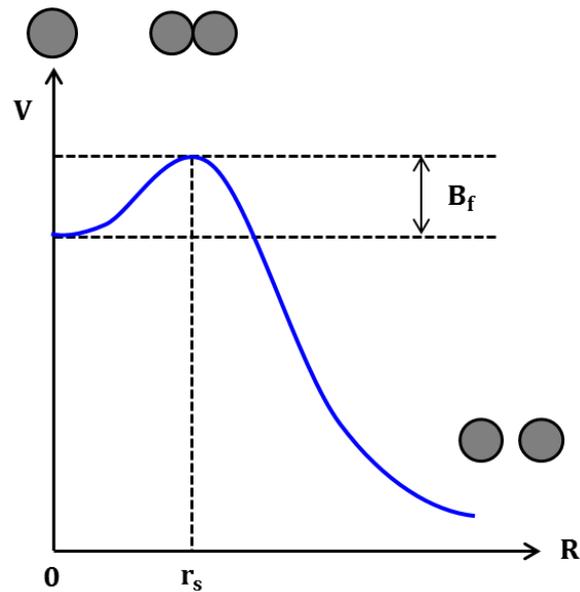


図 2.3.3 原子核の変形に対するポテンシャル。

古典的質量公式と原子核の結合エネルギー

Weizsäcker-Bethe の質量公式は、陽子数 Z 、中性子数 N の原子核の結合エネルギーを

$$B = ZM_p + ZM_n - M(Z, N) \quad (2.3.24)$$

で定義すると、

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_i \frac{(N - Z)^2}{A} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \delta(A) \quad (2.3.25)$$

である。核子当たりの結合エネルギー $\langle B(A, Z) \rangle$ では、次式のように表せる。

$$\langle B(A, Z) \rangle \equiv \frac{B(A, Z)}{A} = a_v - a_s A^{-1/3} - a_i \frac{(N - Z)^2}{A^2} - a_c \frac{Z^2}{A^{4/3}} - \frac{\delta(A)}{A} \quad (2.3.26)$$

ここで M_P , M_N はそれぞれ陽子、中性子の質量、 $A = Z + N$ は質量数である。式(2.3.25)の導出には、原子核が球形で、その半径がほぼ $A^{1/3}$ に比例する非圧縮性液滴のような性質を持つことが使われている。パラメータ a_v 等は既知の核質量から求められるが、使われる核質量によって少し異なる値になる。ここでは代表的な値を示す[12]。

第1項：体積項 $a_v = 15.753 \text{ MeV}$

重い核では、核子あたりのエネルギーは $\langle B(A, Z) \rangle \approx 8 \text{ MeV}$ で、ほぼ一定であることを表す項。

第2項：表面項 $a_s = 15.753 \text{ MeV}$

a_v を補正するための項。原子核の表面にある核子は、内部の核子に比べて結合エネルギーが小さい。これは表面に存在する核子の数、すなわち原子核の表面積に比例する。

第3項：対称項 $a_i = 15.753 \text{ MeV}$

陽子と中性子の数の差による非対称効果を補正する項。フェルミ気体模型によると A 個の核子を Z 個の陽子と N 個の中性子に分けるときの、全系のエネルギーが最小になるのは $Z = N = A/2$ の場合であり、この値からのずれで非対称効果が生じる。

第4項：クーロン項 $a_c = 15.753 \text{ MeV}$

陽子間に働くクーロン斥力による結合エネルギーの減少を表す項。

第5項：偶奇項 (対エネルギー)

同種粒子が対を作ることでより安定になることを表す項で、次式で表せる。

$$\delta(A) [\text{MeV}] = \begin{cases} 12/\sqrt{A} & (\text{odd} - \text{odd}) \\ 0 & (\text{odd} - \text{even}) \\ -12/\sqrt{A} & (\text{even} - \text{even}) \end{cases} \quad (2.3.27)$$

このように、液滴模型によって表面エネルギーやクーロンエネルギーの項を示すことができる。次に、原子核が球形から変形したときのエネルギーの変化を見積もる。

図 2.3.4 のように、半径 R_0 の球形の原子核が体積を変化させずに ($4\pi R_0^3/3 = 4\pi ab^2/3$)、変形パラメータ ϵ 、長軸 $a = R_0(1 + \epsilon)$ 、短軸 $b = R_0/\sqrt{1 + \epsilon}$ の回転楕円体に変形したとする。

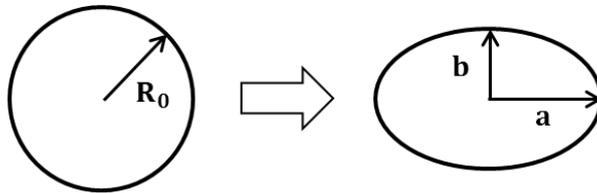


図 2.3.4 半径 R_0 の球形核から長軸 a 、短軸 b の球形楕円体の原子核に変形した時の様子。

球形核の表面エネルギー E_S^0 は表面張力係数 γ と表面項 a_s を用いて

$$E_S^0 = 4\pi R_0^2 \gamma = a_s A^{2/3} \quad (2.3.28)$$

と書くことができる。回転楕円体の表面積 S は

$$S = 4\pi R_0^2 \left(1 + \frac{2}{5} \epsilon^2 + \dots \right) \quad (2.3.29)$$

であり、変形とともに増加するので、原子核を球形に戻そうとする力が働く。式(2.3.28)ならびに(2.3.29)より、変形エネルギー E_S は次式のようになる。

$$E_S = E_S^0 \left(1 + \frac{2}{5} \varepsilon^2 + \dots \right) \quad (2.3.30)$$

球形核のクーロンエネルギー E_S^0 はクーロン項 a_c を用いて

$$E_S^0 = \frac{3Z^2 e^2}{5R_0} = \frac{a_c Z^2}{A^{1/3}} \quad (2.3.31)$$

と表せる。回転楕円体のクーロンエネルギーは

$$E_C = \frac{3Z^2 e^2}{5R_0} \left(1 - \frac{1}{5} \varepsilon^2 + \dots \right) \quad (2.3.32)$$

であり、次式のように書くことができる。

$$E_C = E_S^0 \left(1 - \frac{1}{5} \varepsilon^2 + \dots \right) \quad (2.3.33)$$

原子核が変形した場合、球形に戻そうとする表面エネルギーよりも、陽子間距離すなわち変形度が大きいほど安定になろうとするクーロンエネルギーの方が大きくなると、原子核は核分裂反応を起こす。

自発核分裂に対する安定性

式(2.3.30)ならびに(2.3.33)の最低次のみを考えると、全体のポテンシャルエネルギーの変化分 ΔE は

$$\Delta E = (E_S + E_C) - (E_S^0 - E_C^0) = \frac{2}{5} \varepsilon^2 E_S^0 - \frac{1}{5} \varepsilon^2 E_C^0 = \frac{2}{5} \varepsilon^2 E_S^0 \left(1 - \frac{E_C^0}{2E_S^0} \right) \quad (2.3.34)$$

となる。 $\Delta E > 0$ ならば球形の方が安定、 $\Delta E < 0$ ならば不安定を意味する。 ΔE_S は $A^{2/3}$ に比例し、 ΔE_C はほぼ $A^{5/3}$ に比例するため、 A が大きくなるにつれて ΔE_C の方が大きくなり、 $\Delta E < 0$ となる。ここで、前述の表面項とクーロン項の値を用いて $\Delta E = 0$ となる Z^2/A 値を求めると

$$\frac{Z^2}{A} \sim 50.15 \quad (2.3.35)$$

となる。したがって、 $Z^2/A > 50.15$ を満たす原子核は直ちに自発核分裂を起こす。

2.3.3 部分半減期

図 2.3.5 のように α 崩壊と自発核分裂、両方の崩壊様式がある核や、崩壊の際に複数のエネルギーの α 線を放出する核の場合、 α 崩壊の分岐比を b_α 、あるエネルギー $E_{\alpha 1}$ の α 線の強度を $I_{\alpha 1}$ とすると、その遷移に対する部分半減期 $T_{1/2}'$ は、全半減期が $T_{1/2}$ のとき次式のように表せる。

$$T_{1/2}' = \frac{T_{1/2, exp}}{b_\alpha \cdot I_\alpha} \quad (2.3.36)$$

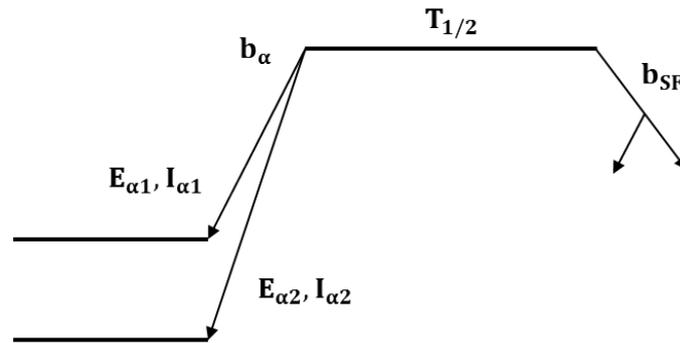


図 2.3.5 複数の崩壊様式がある核の部分半減期。 $T_{1/2}$ は全半減期、 b_{α} と b_{SF} は α 崩壊と自発核分裂の分岐比、また $E_{\alpha 1}$, $E_{\alpha 2}$ と $I_{\alpha 1}$, $I_{\alpha 2}$ はそれぞれ α 崩壊のエネルギーと強度である。

2.4 半導体検出器の原理

α 崩壊および自発核分裂により放出される α 線、自発核分裂片のエネルギーは半導体検出器を用いて測定する。本節では半導体検出器の原理について述べる。

2.4.1 固体中のバンド構造

結晶性物質には格子に周期性があり、そのためにその固体内の電子に許容されるエネルギーは帯状になる。高純度物質中のこれらのエネルギー帯は禁止エネルギーギャップだけ離れていて、このエネルギー帯の一つに電子のエネルギーが規定される。図 2.4.1 に絶縁物及び半導体中のバンドの模式図を示す。下側のバンドは価電子帯と呼ばれ、結晶中の特定の格子位置に束縛されている電子に対応する。シリコンの場合、この電子は結晶内の原子間力である共有結合の一部となっている。上側のバンドは伝導帯と呼ばれ結晶中を自由に移動する電子に対応しており、物質の電気伝導に寄与する。価電子帯と伝導帯はバンドギャップで分離されており、このバンドギャップの大きさによって半導体あるいは絶縁物に区別される。絶縁物ならびに半導体では電子が伝導帯に到達するためにバンドギャップを越える必要があるため、電気伝導度が非常に低くなる。

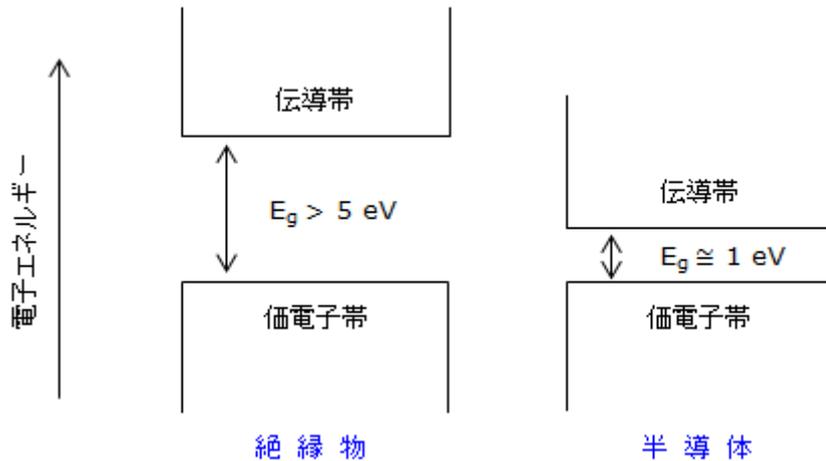


図 2.4.1 絶縁物および半導体中の電子のエネルギーのバンド構造。絶縁物のバンドギャップは普通 5 eV あるいはそれ以上であるのに対して半導体のバンドギャップはずっと小さい。

2.4.2 電荷キャリア

温度がゼロでない場合、結晶中の電子には熱エネルギーが与えられ、価電子がバンドギャップを越えて伝導帯に上がる。この過程は物理的には共有結合中の電子が励起されて、特定の結合位置を離れて結晶中を流動することを表している。この励起過程は空の伝導帯中に電子を 1 個作るだけでなく、電子が完全に詰まっていた価電子帯中に空席すなわち正孔を 1 個作る。この電子と正孔の組み合わせが電子正孔対である。伝導帯中の電子は印加電界の影響で動くことができる。正孔は実効的には正の電荷を持ち電界によって動くが、その方向は電子とは逆である。電子と正孔の両者の移動が物質中の電気伝導をもたらす。

T = 絶対温度、 E = バンドギャップエネルギー、 k = ボルツマン定数、 C = 物質によって決まる比例定数とすると、単位時間当りに電子正孔対が熱励起される確率は、

$$p(T) = CT^{2/3} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (2.4.1)$$

となる。指数関数項に表われているように、熱励起の確率はバンドギャップの絶対温度に対する比に大きく依存する。大きなバンドギャップを持つ物質の熱励起確率は低いので、絶縁物の電気伝導度は極めて低くなる。数 eV 程度の小さなバンドギャップを持つ半導体物質については熱励起が大きな電気伝導度をもたらす。電界がない場合には、熱励起された電子正孔対は最終的には再結合し、任意の時間における電子正孔対の濃度がその生成率に比例するような平衡状態になる。式(2.4.1)から分かるように、この平衡濃度は温度に大きく依存し、物質を冷却すると減少する。

2.4.3 電界中の電荷キャリアの移動

半導体物質中に電界を印加すると電子と正孔は印加電界の方向に平行な流動速度とランダムな熱速度を持って移動する。1 個の電子が動いて 1 個の正孔を埋めたとすると、正孔はある位置から別の位置に動いたことになり、この電子が後に残した空席がこの正孔の新しい位置になる。

い位置になる。電子は常に電界と反対方向に引かれるので正孔は電界と同じ方向に動くことになる。流動速度 v は印加電界に比例し、電子及び正孔の両者の移動度 μ は ε を電界の大きさとする時、

$$v_h = \mu_h \varepsilon \quad (2.4.2)$$

$$v_e = \mu_e \varepsilon \quad (2.4.3)$$

で定義される。半導体物質中では電子と正孔の移動度はほぼ同程度の値である。

2.4.4 不純物あるいはドーパントの影響

n を伝導帯中の電子の密度、 p を価電子帯中の正孔の密度とすると、真性物質（右下に i を書き加える）中で価電子帯から伝導帯への電子の熱励起と続いて起こる再結合が釣り合った平衡状態では、電子の数と正孔の数が等しくなり、

$$n_i = p_i \quad (2.4.3)$$

となる。 n_i および p_i は真性キャリア密度と呼ばれる。この密度は大きなバンドギャップを持つ物質および低温で使用された物質に対して低くなる。

(1) n 型半導体

シリコンを例として半導体の性質に及ぼすドーピングの影響を説明する。図 2.4.2 (a) に示すようにシリコンは 4 価であり、正常な結晶構造ではもっとも近くに隣接する 4 個のシリコン原子と共有結合をしている。図中の細い線は共有結合中の価電子を表わしている。この真性物質に熱励起が加えられると価電子の共有結合が切れ、その後に不飽和結合（正孔）を残す。

次に半導体に存在する低濃度の不純物の影響について考える。この不純物が 5 価すなわち周期表の第 V 族に属している場合、不純物原子は正常なシリコン原子の場所に入って、格子中の置換位置を占めるようになる。不純物のまわりには 5 個の価電子があるので、共有結合が形成された後には 1 個の価電子が残る。この余った電子は不純物原子に非常にゆるく束縛されているため、わずかなエネルギーで元の位置から追い出されて伝導電子になり、対応する正孔はない。このような不純物は容易に電子を伝導帯に上げることができるため、ドナー不純物と名付けられている。このドナー不純物は正常な格子点にはなく、余分な電子はギャップ内にある位置を占め、図 2.4.2 (b) に示したように、ギャップの上端部近くのエネルギーを持つ。このドナー準位と伝導帯の底との間のエネルギー間隔は小さいので熱励起する確率が高く、ドナー不純物の大部分は電離している。ほとんどの場合、不純物濃度 N_D は真性物質中の伝導帯の電子の密度に比べて大きい。したがって伝導電子の数はドナー不純物からの寄与が大部分を占め、

$$n \cong N_D \quad (2.4.4)$$

と書ける。真性値に比べて増大した伝導帯中の電子の密度は再結合率を増大させ、電子と正孔間の平衡状態を変化させる。その結果、 n と p の積で与えられる平衡定数が真性物質の平衡定数 $n_i p_i$ と等しくなるような量だけ正孔の平衡密度が減少する。すなわち、

$$np = n_i p_i \quad (2.4.5)$$

となり、不純物をドーピングした半導体の電気伝導度はその物質が不純物を含まない場合の電気伝導度に比べてずっと大きい。この場合、伝導電子の数は正孔に比べて非常に多くなるが、電離したドナー不純物が存在するため電荷は中性に保たれる。n型物質中の不純物は不純物のない物質に比べて伝導電子の数を大きくし、同時に正孔の数を小さくするため、電気伝導度はほとんど電子の流れによって決められる。

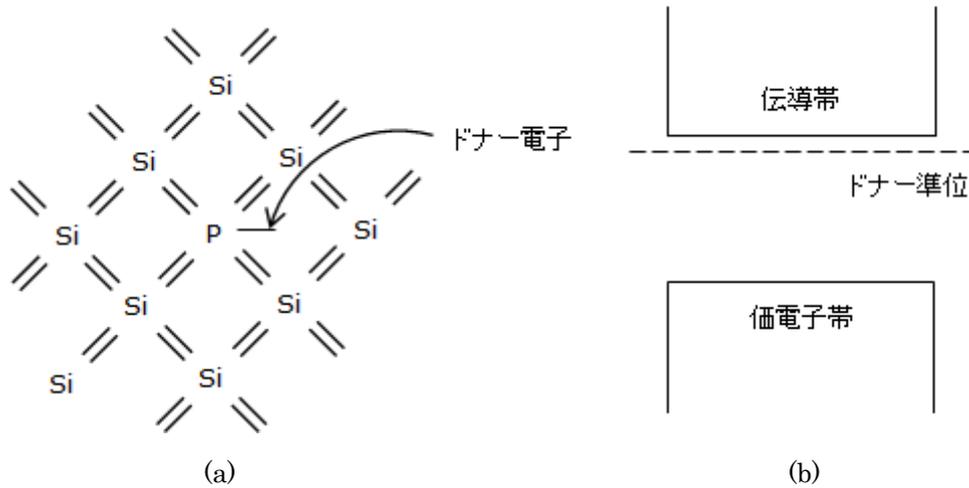


図 2.4.2 (a) シリコン結晶中の置換格子位置を占めるドナー不純物（リン）の図。(b) シリコンのバンドギャップ中に作られた対応するドナー準位。

(2) p 型半導体

周期表の第 III 族の元素のような 3 価のアクセプタ不純物をシリコン格子に添加した場合、図 2.4.3 (a) に示すように周囲のシリコン原子より 1 個だけ荷電子が少ないので、共有結合の内の 1 本が飽和しない状況が作られる。これは正孔を表わすが、エネルギー特性は少し異なる。1 個の電子がこの空席を満たした場合共有結合を作るが、共有結合を作っている 2 個の原子の内の片方は 3 価であり、他の結晶の共有結合と同じものではない。この空孔を埋める電子は他の価電子ほど強くは束縛されておらず、この不純物もエネルギーギャップ内に位置を占め、準位は他の価電子が占めている場所の性質に近いのでエネルギーギャップの底近くになる。結晶中に熱励起がある場合、図 2.4.3 (b) に示すような不純物で作られた空席を満たす電子が必ず存在する。このアクセプタ準位と価電子帯の最上部とのエネルギー差は小さく、アクセプタ位置の大部分は熱励起電子によって満たされる。結晶中の他の共有結合からきた電子は価電子帯中に正孔を残し、アクセプタ不純物を 1 個加えるごとに価電子帯中に過剰な正孔がほぼ 1 個作られる。不純物の濃度 N_A が正孔の真性密度 p_i に比べて大きい場合、正孔の数はアクセプタ濃度によってほぼ決められ、

$$p \cong N_A \quad (2.4.6)$$

となる。正孔の数が増えるため再結合する確率が高くなり、伝導電子の平衡値を減少させる。この場合にも平衡定数が成立し、 $np = n_i p_i$ である。p型物質では正孔が電気伝導に寄与する。

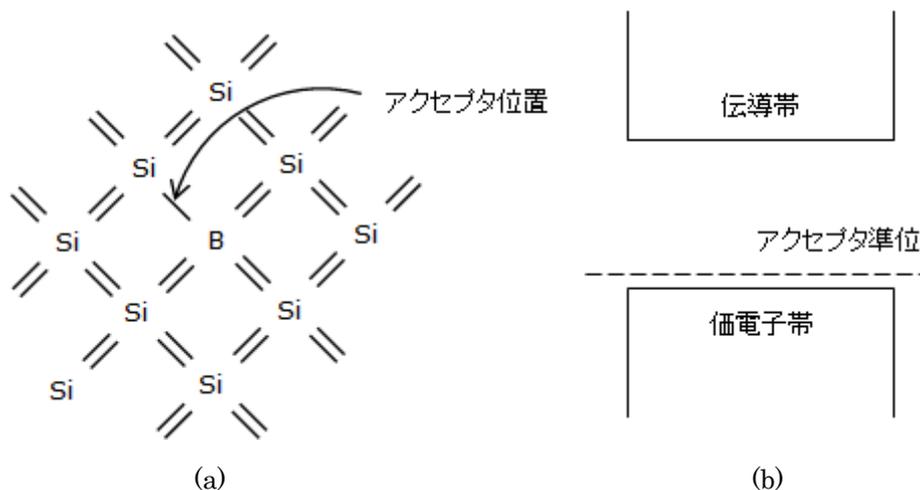


図 2.4.3 (a) シリコン結晶中の置換格子位置を占めるアクセプタ不純物（ホウ素）の図。(b) シリコンのバンドギャップ中に作られた対応するアクセプタ準位。

2.4.5 捕獲および再結合

半導体中に作られた電子と正孔は印加電界の影響で移動して電極に集められるか、再結合する。完全に不純物のない半導体中で電荷キャリアが再結合するまでの平均寿命は理論計算[52]によれば1 s程度だが、実際には1 sよりも3桁あるいは4桁以上小さい寿命が観測されており、これは不純物によるものである。金、亜鉛、カドミウムのような金属原子の不純物は禁止ギャップの中央付近にエネルギー準位を作るため、深い不純物と呼ばれる。この不純物は多数のキャリアの両方を捕獲して消滅させる。例えば禁止ギャップの中央付近の不純物準位が最初伝導電子を捕え、少し遅れて価電子帯からの正孔を捕えた時、正孔を電子が埋める。その結果不純物は元の状態に戻り、再び次の再結合を引き起こす。バンドギャップを越えて電子と正孔が直接再結合する現象が起こる確率は少ない。捕獲と再結合は両方とも電荷キャリアの数を減らし、結晶中の電荷キャリアの平均寿命を短くする。放射線検出器として使用する物質中では入射した放射線が通過して作ったキャリアの大部分を収集する必要がある。この条件はキャリアの収集時間がキャリアの平均寿命に比べて短ければ成立し、通常収集時間は $10^{-7} \sim 10^{-8}$ sであるので、 10^{-5} s程度以上のキャリア寿命を持てば十分といえる。検出器として動作するには、平均寿命と平均流動速度の積で与えられるキャリアの捕獲あるいは再結合するまでに動く平均距離が、電荷の集められる距離に比べて長いことが必要である。

2.5 半導体中の電離性放射線の作用

2.5.1 荷電粒子と物質の相互作用

バンド構造を持つ半導体中を 1 個の荷電粒子が通過した時、その粒子の運動エネルギーの損失は、粒子の速度にも関係するが主に半導体中の軽い荷電粒子（電子）と相互作用を行い、原子や分子を励起または電離させて飛跡に沿って多数の電子正孔対を作る。この電子正孔対の生成過程には入射粒子が電子正孔対を作る直接的な過程と、粒子が高エネルギー電子を作り、その電子が続いて電子正孔対を作る間接的な過程の両方が含まれる。1 対の電子正孔対を作るために必要な荷電粒子の平均エネルギーは電離エネルギーと呼ばれ、記号 ϵ で表される。荷電粒子と半導体中の軽い荷電粒子との衝突回数は一定ではないため、電離エネルギーには幅があり、粒子が止まるまでの飛程はガウス分布で表されるゆらぎを持つ。また、単位長さあたりに生成される電子正孔対の数を比電離能といい、近似的に荷電粒子の速度に逆比例し、あるエネルギーで最大値をとる。図 2.5.1 に飛程距離に対する比電離能を示す。このブラッグ曲線で表されるように、荷電粒子は速度が遅いほど比電離能が大きくなる（エネルギー損失が大きくなる）ため、停止する瞬間に失うエネルギーが最大となる。荷電粒子が物質中を通過する時、単位長さあたりのエネルギー損失は次式で近似できる[53]。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} n \times Z \times \left[\log_e \frac{2m_0 v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad [\text{erg/cm}] \quad (2.5.1)$$

ここで Z は物質の原子番号、 n は単位体積当たりの原子数、 m_0 は電子の静止質量、 ze は荷電粒子の電荷、 I は平均の電離エネルギー、 v , $\beta (=v/c)$ は粒子の速度である。 $-dE/dx$ を阻止能と言い、物質内での荷電粒子のエネルギー損失の程度を示しており、これは $1/v^2$ に比例していることが分かる。つまり荷電粒子が物質中でエネルギーを失い、速度 v が遅くなると $1/v^2$ に比例してエネルギー損失が大きくなる。

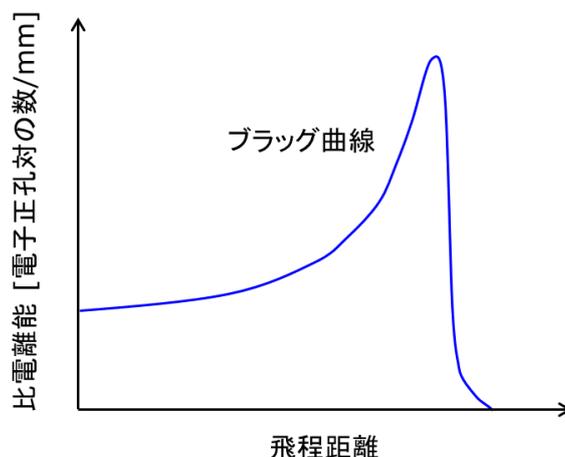


図 2.5.1 飛程距離に対する比電離能。

式(2.5.1)ではエネルギー損失が平均の電離エネルギー I にも依存していることが示されている。半導体検出器の利点はこの電離エネルギーが小さいことであり、電荷キャリアが多く生成されるため、パルス当りのキャリアの数の統計誤差が小さくなること、ならびに良い信号対雑音比が得られることから優れた分解能を持つ。しかし、 ϵ は入射放射線の性質に依存し、シリコン検出器における陽子励起とアルファ粒子励起の測定値の間には2.2%の違いがあることが報告されている[54]。重イオンあるいは核分裂片を測定する場合にはさらに大きな違いが観測されており、アルファ粒子に対する ϵ から予測される電荷キャリアの数より少ない数の電荷キャリアしか作られない。このパルス波高欠損の物理的原因は2.5.3に記す。また、電離エネルギーは温度依存性を示す。ほとんどの検出器物質においては ϵ の値は温度が下がるに従って増大する。例えばシリコンに対する ϵ は室温に比べて液体窒素温度の方が約3%大きい[55]。

2.5.2 ファノ因子

電荷キャリアの平均数の他に電荷キャリアの分散が重要であり、この分散が検出器のエネルギー分解能に関係している。半導体検出器中の統計ゆらぎの観測値は電荷キャリアの形成がポアソン分布であると仮定した場合に予想される値よりも小さい。ポアソンモデルは荷電粒子の飛跡に沿って生じる事象のすべてが独立である場合に成立し、電子正孔対の全数の分散は E/ϵ に等しい。ファノ因子 F は分散の値をポアソン分布から予測した値に直すための係数で

$$F \equiv \frac{\text{統計分散の観測値}}{E/\epsilon}$$

で与えられる。優れたエネルギー分解能を得るにはファノ因子が小さいことが求められる。 F の値を完全に説明できる理論は未だないが、実験による観測値を定性的に説明するモデルが考えられている[56]。ファノ因子は統計ゆらぎのみに起因すると仮定し、雑音やドリフトのようなエネルギーピークを広げる要因を無視できる条件で得られたエネルギー分解能を評価する。エネルギーピークを広げる要因が残っている場合にはファノ因子は実際の値よりも大きくなるため、観測が難しく特にシリコンに関する F の実験値はばらついている。

2.5.3 パルス波高欠損

核分裂片のような重イオンに対する半導体検出器の応答は、同じエネルギーの軽イオンに対する観測値よりも小さいことが報告されている。この観測値の差（パルス波高欠損）は、重イオンの真のエネルギーとアルファ粒子を用いて求めた検出器のエネルギー校正から求めた重イオンのエネルギーとの差をエネルギーの単位で表わしたもので定義される。パルス波高欠損の影響のプロット例を図2.5.2に示す。平均エネルギー約80 MeVの核分裂片が入射した場合、表面障壁型検出器のパルス波高欠損は15 MeVという大きな値を示

す[57]。パルス波高欠損の観測値には三つの現象が寄与していることが分かっている[58-61]。第一の原因は検出器の入射窓および不感層中のイオンのエネルギー損失である。この原因によるパルス波高欠損の大きさは不感層厚の測定結果とイオンの阻止能から計算できる。アルファ粒子のような軽イオンの挙動とは逆に、核分裂片のような重イオンはその飛程の最初に dE/dx の最大値を示すので、不感層中のエネルギー損失の割合は重イオンに対してずっと大きくなる。第二の原因は重イオンが単純な電子衝突以外の方法でエネルギーを失う傾向があることである。イオンの速度が減少するにつれて原子核衝突が起こる確率が高くなり、その結果反跳核が作られる。この反跳核は低速で、電子的相互作用の確率が減り、生成される電子正孔対の数が減少することが観測されている。原子核衝突の寄与はイオンの有効電荷が増すに従って増えるので、重イオンに対して最も大きくなる。第三の原因はイオンの飛跡に沿って、特に飛跡の終端付近に作られる高密度のプラズマ中で起こる電子正孔対の再結合である[57,62]。この再結合は印加電圧を増すにつれて減少し、また検出器中の電界に対する飛跡の角度に依存することが予想されている。

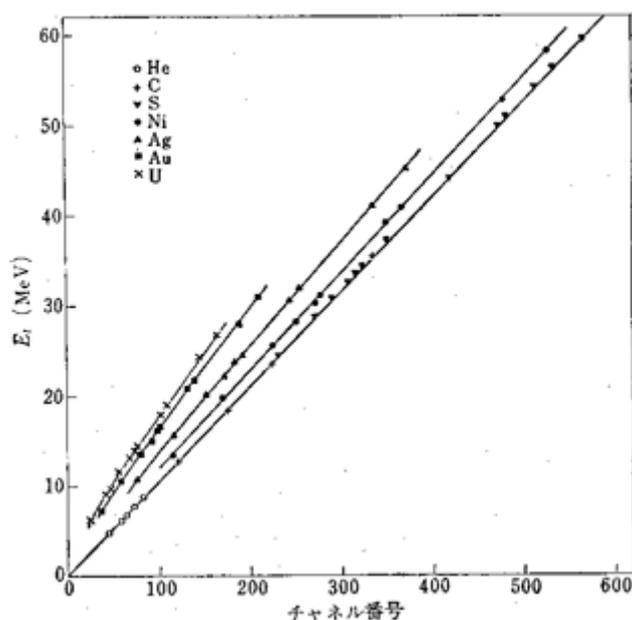


図 2.5.2 シリコン表面障壁型検出器で測定した各種イオンの真のエネルギー対パルス波高チャンネル番号の関係 (Wilkins 他 [58] による)。

参考文献

- [1] 小浦寛之, 核データニュース No.112 (2015).
- [2] 和南城伸也, 天文月報, 107 (2014) p.7-18.
- [3] 萩野浩一, 有友嘉浩, 日本物理学会誌 **68** (2013) p. 654-661.
- [4] W. J. Świątecki, K. Siwek-Wilczyńska and J. Wilczyński, Phys. Rev. C **71** (2005) 014602.
- [5] N. Bohr, Nature 137 (1936) 344.
- [6] N. Sato, Doctoral Dissertation, Tohoku University, 2008.
- [7] T. Sumita, Doctoral Dissertation, Tokyo University of Science, 2012.
- [8] W. D. Myers and W. J. Świątecki, Ark. Fys. **36** (1967) 343.
- [9] N. Rowley, G. R. Satchler and P. H. Stelson, Phys. Lett. **B254** (1991) 25.
- [10] K. Siwek-Wilczyńska, E. Simaszko and J. Wilczyński, Acta Phys. Polon. **B33** (2002) 451.
- [11] K. Siwek-Wilczyńska and J. Wilczyński, Phys. Rev. C **69** (2004) 024611.
- [12] 野村享, 「重イオン融合反応と複合核の崩壊ー(超)重核領域を中心にー」(KEK Report, 2005).
- [13] 池添博, 基礎科学ノート Vol.6 No.1 (1999) p. 6-8.
- [14] 和田隆弘, 阿部恭久, 日本物理学会誌 **57** (2002) p. 383-390.
- [15] W. Loveland, Phys. Rev. C **76** (2007) 014612.
- [16] Yu. Ts. Oganessian, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **34** (2007) R165.
- [17] G. Münzenberg, S. Hofmann, F. P. Hessberger, W. Reisdorf, K.-H. Schmidt, J. H. R. Schneider, P. Armbruster, C.-C. Sahm and B. Thuma, Z. Phys. **A300** (1981) 107.
- [18] Yu. Ts. Oganessian, A.G. Demin, M. Hussonnois, S.P. Tretyakova, Yu.P. Kharitonov, V. K. Utyonkov, I. V. Shirokovsky, O. Constaninescu, H. Bruchertseifer and Yu. S. Korotkin, Z. Phys. **A319** (1984) 215.
- [19] G. Münzenberg, W. Reisdorf, S. Hofmann, Y. K. Agarwal, F. P. Heßberger, K. Poppensieker, J. R. H. Schneider, W. F. W. Schneider, K. H. Schmidt, H. J. Schött, P. Armbruster, C. C. Sahm and D. Vermeulen, Z. Phys. **A315** (1984) 145.
- [20] S. Hofmann, V. Ninov, F. P. Heßberger, P. Armbruster, H. Folger, G. Münzenberg, H. J. Schött, A. G. Popeko, A. V. Yeremin, A. N. Andreyev, S. Saro, R. Janik and M. Leino, Z. Phys. **A350** (1995) 277.
- [21] S. Hofmann, V. Ninov, F. P. Heßberger, P. Armbruster, H. Folger, G. Münzenberg, H. J. Schött, A. G. Popeko, A. V. Yeremin, A. N. Andreyev, S. Saro, R. Janik and M. Leino, Z. Phys. **A350** (1995) 281.

- [22] S. Hofmann, V. Ninov, F. P. Heßberger, P. Armbruster, H. Folger, G. Münzenberg, H. J. Schött, A. G. Popeko, A. V. Yeremin, A. N. Andreyev, S. Saro, R. Janik and M. Leino, *Z. Phys. A* **354** (1996) 229.
- [23] D. Kaji, Doctoral Dissertation, Niigata University, 2003.
- [24] N. Sato, H. Haba, T. Ichikawa, D. Kaji, Y. Kudou, K. Morimoto, K. Morita, K. Ozeki, T. Sumita, A. Yoneda, E. Ideguchi, H. Koura, A. Ozawa, T. Shinozuka, T. Yamaguchi and A. Yoshida, *J. Phys. Soc. Jpn.* **80** (2011) 094201.
- [25] K. Morita, K. Morimoto, D. Kaji, H. Haba, E. Ideguchi, R. Kanungo, K. Katori, H. Koura, H. Kudo, T. Ohnishi, A. Ozawa, T. Suda, K. Sueki, I. Tanihata, H. Xu, A. V. Yeremin, A. Yoneda, A. Yoshida, Y.-L. Zhao and T. Zheng, *Eur. Phys. J. A* **21** (2004) 257.
- [26] K. Morita, K. Morimoto, D. Kaji, H. Haba, E. Ideguchi, J. C. Peter, R. Kanungo, K. Katori, H. Koura, H. Kudo, T. Ohnishi, A. Ozawa, T. Suda, K. Sueki, I. Tanihata, H. Xu, A. V. Yeremin, A. Yoneda, A. Yoshida, Y.-L. Zhao, T. Zheng, S. Goto and F. Tokanai, *J. Phys. Soc. Jpn.* **73** (2004) 1738.
- [27] K. Morita, K. Morimoto, D. Kaji, T. Akiyama, S. Goto, H. Haba, E. Ideguchi, K. Katori, H. Koura, H. Kudo, T. Ohnishi, A. Ozawa, T. Suda, K. Sueki, F. Tokanai, T. Yamaguchi, A. Yoneda and A. Yoshida, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76** (2007) 043201.
- [28] T. Sumita, K. Morimoto, D. Kaji, H. Haba, K. Ozeki, R. Sakai, A. Yoneda, A. Yoshida, H. Hasebe, K. Katori, N. Sato, Y. Wakabayashi, S. Mitsuoka, Shin-ichi Goto, M. Murakami, Y. Kariya, F. Tokanai, K. Mayama, M. Takeyama, T. Moriya, E. Ideguchi, T. Yamaguchi, H. Kikunaga, J. Chiba and K. Morita, *J. Phys. Soc. Jpn.* **82** (2013) 024202.
- [29] K. Morita, K. Morimoto, D. Kaji, T. Akiyama, S. Goto, H. Haba, E. Ideguchi, R. Kanungo, K. Katori, H. Koura, H. Kudo, T. Ohnishi, A. Ozawa, T. Suda, K. Sueki, H. Xu, T. Yamaguchi, A. Yoneda, A. Yoshida and Y. Zhao, *J. Phys. Soc. Jpn.* **73** (2004) 2593.
- [30] K. Morita, K. Morimoto, D. Kaji, T. Akiyama, S. Goto, H. Haba, E. Ideguchi, K. Katori, H. Koura, H. Kikunaga, H. Kudo, T. Ohnishi, A. Ozawa, N. Sato, T. Suda, K. Sueki, F. Tokanai, T. Yamaguchi, A. Yoneda and A. Yoshida, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76** (2007) 045001.
- [31] K. Morita, K. Morimoto, D. Kaji, H. Haba, K. Ozeki, Y. Kudou, T. Sumita, Y. Wakabayashi, A. Yoneda, K. Tanaka, S. Yamaki, R. Sakai, T. Akiyama, S. Goto, H. Hasebe, M. Huang, T. Huang, E. Ideguchi, Y. Kasamatsu, K. Katori, Y. Kariya, H. Kikunaga, H. Koura, H. Kudo, A. Mashiko, K. Mayama, S. Mitsuoka, T. Moriya, M.

- Murakami, H. Murayama, S. Namai, A. Ozawa, N. Sato, K. Sueki, M. Takeyama, F. Tokanai, T. Yamaguchi and A. Yoshida, *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** (2012) 103201.
- [32] A. Ghiorso, T. Sikkeland, J. R. Walton and G. T. Seaborg, *Phys. Rev.* **1** (1958) 18.
- [33] A. Ghiorso, T. Sikkeland, A. E. Larsh and R. M. Latimer, *Phys. Rev.* **6** (1961) 473.
- [34] G.N. Flerov, Yu.Ts. Oganessian, Yu.V. Lobanov, V.I. Kuznetsov, V.A. Druin, V.P. Perelygin, K.A. Gavrilov, S.P. Tretiakova and V.M. Plotko, *Phys. Lett.* **13** (1964) 73.
- [35] A. Ghiorso, M. Nurmia, J. Harris, K. Eskola and P. Eskola, *Phys. Lett.* **22** (1969) 1317.
- [36] G. N. Flerov, Yu. Ts. Oganessian, Yu. V. Lobanov, Yu. A. Lazarev, S. P. Tretiakova, I. V. Kolesov and V. M. Plotko, *Nucl. Phys.* **A160** (1971) 181.
- [37] A. Ghiorso, M. Nurmia, K. Eskola, J. Harris and P. Eskola, *Phys. Rev. Lett.* **24** (1970) 1498.
- [38] A. Ghiorso, J. M. Nitschke, J. R. Alonso, C. T. Alonso, M. Nurmia, G. T. Seaborg, E. K. Hulet and R. W. Lougheed, *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1490.
- [39] Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, Yu. V. Lobanov, F. Sh. Abdullin, A. N. Polyakov, I. V. Shirokovsky, Yu. S. Tsyganov, G. G. Gulbekian, S. L. Bogomolov, A. N. Mezentsev, S. Iliev, V. G. Subbotin, A. M. Sukhov, A. A. Voinov, G. V. Buklanov, K. Subotic, V. I. Zagrebaev, M. G. Itkis, J. B. Patin, K. J. Moody, J. F. Wild, M. A. Stoyer, N. J. Stoyer, D. A. Shaughnessy, J. M. Kenneally and R. W. Lougheed, *Phys. Rev. C* **69** (2004) 021601.
- [40] Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, Yu. V. Lobanov, F. Sh. Abdullin, A. N. Polyakov, I. V. Shirokovsky, Yu. S. Tsyganov, G. G. Gulbekian, S. L. Bogomolov, B. N. Gikal, A. N. Mezentsev, S. Iliev, V. G. Subbotin, A. M. Sukhov, O. V. Ivanov, G. V. Buklanov, K. Subotic, M. G. Itkis, K. J. Moody, J. F. Wild, N. J. Stoyer, M. A. Stoyer and R. W. Lougheed, *Phys. Rev. C* **62** (2000) 041604.
- [41] Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, Yu. V. Lobanov, F. Sh. Abdullin, A. N. Polyakov, I. V. Shirokovsky, Yu. S. Tsyganov, G. G. Gulbekian, S. L. Bogomolov and B. N. Gikal, *Phys. Rev. C* **63** (2001) 011301.
- [42] Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, Yu. V. Lobanov, F. Sh. Abdullin, A. N. Polyakov, I. V. Shirokovsky, Yu. S. Tsyganov, A. N. Mezentsev, S. Iliev, V. G. Subbotin, A. M. Sukhov, O. V. Ivanov, A. A. Voinov, K. Subotic, V. I. Zagrebaev, M. G. Itkis, K. J. Moody, J. F. Wild, M. A. Stoyer, N. J. Stoyer, C. A. Laue, D. A. Shaughnessy, J. B. Patin and R. W. Lougheed, *JINR D7-2002-287* (2002).
- [43] Yu. Ts. Oganessian, F. Sh. Abdullin, P. D. Bailey, D. E. Benker, M. E. Bennett, S. N. Dmitriev, J. G. Ezold, J. H. Hamilton, R. A. Henderson, M. G. Itkis, Yu. V. Lobanov, A. N. Mezentsev, K. J. Moody, S. L. Nelson, A. N. Polyakov, C. E. Porter, A. V.

- Ramayya, F. D. Riley, J. B. Roberto, M. A. Ryabini, K. P. Rykaczewski, R. N. Sagaidak, D. A. Shaughnessy, I. V. Shirokovsky, M. A. Stoyer, V. G. Subbotin, R. Sudowe, A. M. Sukhov, Yu. S. Tsyganov, V. K. Utyonkov, A. A. Voinov, G. K. Vostokin and P. A. Wilk, *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 142502.
- [44] H. Geiger and J. M. Nuttall, *Phil. Mag.* **22** (1911) 613.
- [45] G. Gamow, *Z. Phys.* **52** (1928) 510.
- [46] R. W. Gurney and E. U. Conden, *Phys. Rev.* **33** (1929) 127.
- [47] V. E. Viola and G. T. Seaborg, *J. Inorg. Nucl. Chem.* **28** (1966) 741.
- [48] Z. Patyk, J. Skalskia, A. Sobiczewski and S. Ówiok, *Nucl. Phys. A* **502** (1989) 591c.
- [49] R. Smolańczuk, *Phys. Rev. C* **56** (1997) 812.
- [50] K. P. Santhosh, S. Sahadevan and R. K. Biju, *Nucl. Phys. A* **825** (2009) 159.
- [51] W. マーシャル編, 「原子炉技術の発展 (上)」 (裳華房, 1986).
- [52] W. Van Roosbroeck and W. Shockley, *Phys. Rev.* **94** (1954) 1558.
- [53] ニコラス ツルファニデイス, 「放射線計測の理論と演習 (下)」 (現代工学社, 1986).
- [54] C. Canali, M. Martini, G. Ottaviani, and A. Alberigi Quaranta, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-19**(4) (1972) 9.
- [55] R. A. Langley, *Nucl. Instr. Meth.* **113** (1973) 109.
- [56] C. A. Klein, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-15**(3) (1968) 214.
- [57] E. C. Finch and A. L. Rodgers, *Nucl. Instrum. Meth.* **113** (1973) 29.
- [58] B. D. Wilkins, M. J. Fluss, S. B. Kaufman, C. E. Gross, and E. P. Steinberg, *Nucl. Instrum. Meth.* **92** (1971) 381.
- [59] E. P. Steinberg, S. B. Kaufman, B. D. Wilkins, and C. E. Gross, *Nucl. Instrum. Meth.* **99** (1972) 309.
- [60] M. Ogihara, J. Nagashima, W. Galster, and T. Mikumo, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.* **A251** (1986) 313.
- [61] E. C. Finch, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.* **A257** (1987) 381.
- [62] E. C. Finch, M. Asgher, and M. Forte, *Nucl. Instrum. Meth.* **163** (1979) 467.

第3章 実験のセットアップ

本章では、超重元素合成実験の方法や、実験で用いる装置について述べる。

3.1 実験方法

反跳核分離装置を用いた超重元素合成実験は、以下の順序で行われる。その流れを図 3.1.1 に模式的に示す。

1. イオン源で多価イオンを生成する。
2. 加速器でイオンを核融合反応が起こる、クーロン障壁程度 (核子あたり約 5 MeV) のエネルギーに加速する。
3. 加速器からのビームと標的の核融合反応により、超重核が合成される。
4. 超重核は反跳によって標的から飛び出し、反跳核分離装置によって加速器からのビームやバックグラウンドとなる粒子から分離され、焦点面に設置された検出器へと輸送される。
5. 焦点面検出器で、超重核の到達や崩壊に関する情報 (エネルギー、位置、時間等) を測定し、電気信号に変換する。
6. 計算機を用いてデータ集録、解析を行う。

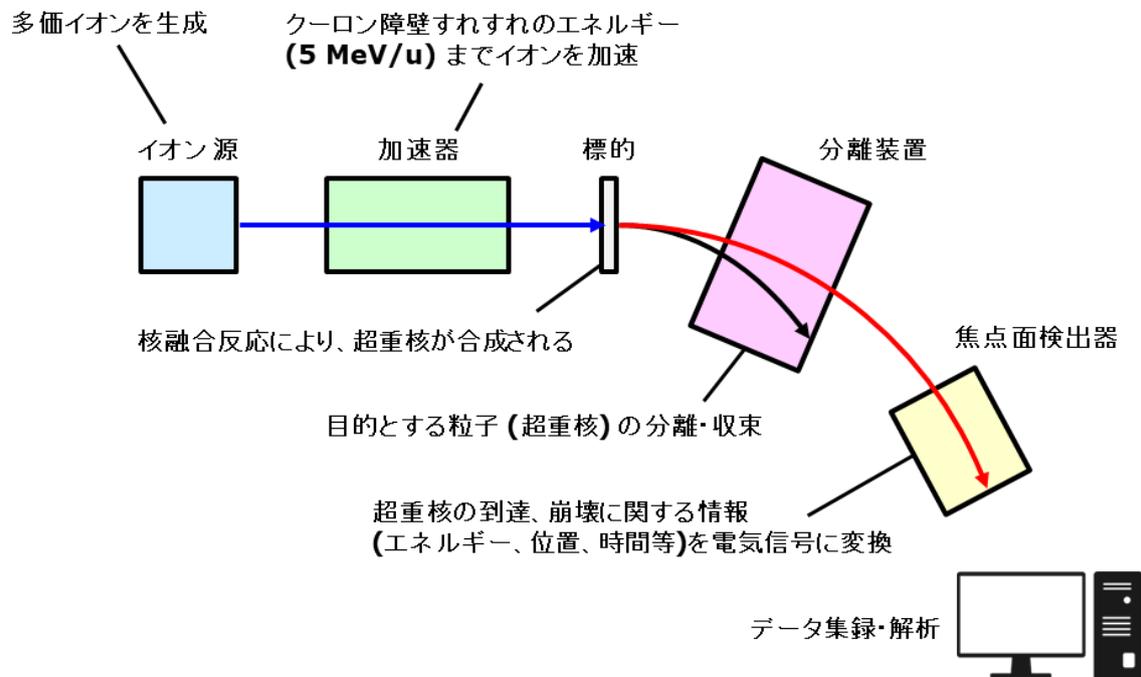


図 3.1.1 超重核合成実験の模式図。赤色は加速器からのビーム、青色は合成された超重核、黒色は電気信号を示す。

実験は理研仁科加速器研究センターの線形加速器 RILAC (RIKEN heavy ion linear accelerator) と回転式標的、ガス充填型反跳核分離装置 GARIS (Gas-filled recoil ion separator)、ならびに 2 台の飛行時間検出器と箱型に設置したシリコン半導体検出器 (Si-box) からなる焦点面検出器を用いて行った。以下で装置の説明を行う。

3.2 理研重イオン線形加速器 RILAC

超重核の合成に用いる重イオンビームは、理研 RIBF (RI beam factory) の初段加速器である RILAC によって供給される。RIBF と RILAC および GARIS が設置されている大照射室の全体図を図 3.2.1 および図 3.2.2 にそれぞれ示す。

18-GHz ECR (electron cyclotron resonance) イオン源から供給された重イオンは 37.75 MHz でバンチングされ、RFQ (radio frequency quadrupole) リニアックで初期加速された後に、6 台の RILAC 加速タンクと CSM (charge state multiplier) タンクで核子あたり最大 5.8 MeV まで加速される。加速された重イオンは 90 度偏向電磁石により曲げられて、GARIS の設置されているビームラインに導かれる。ビームのエネルギーは非接触式入射エネルギー測定装置 (フェーズプローブによるピックアップ型飛行時間検出器) によって測定される。ビームのトータルエネルギーの決定精度は ± 0.3 MeV である[1]。 ^{252}No 合成実験では ^{48}Ca ビームを 218.5 MeV (核子あたりおよそ 4.6 MeV) まで加速し、次節に示す回転式標的に照射した。

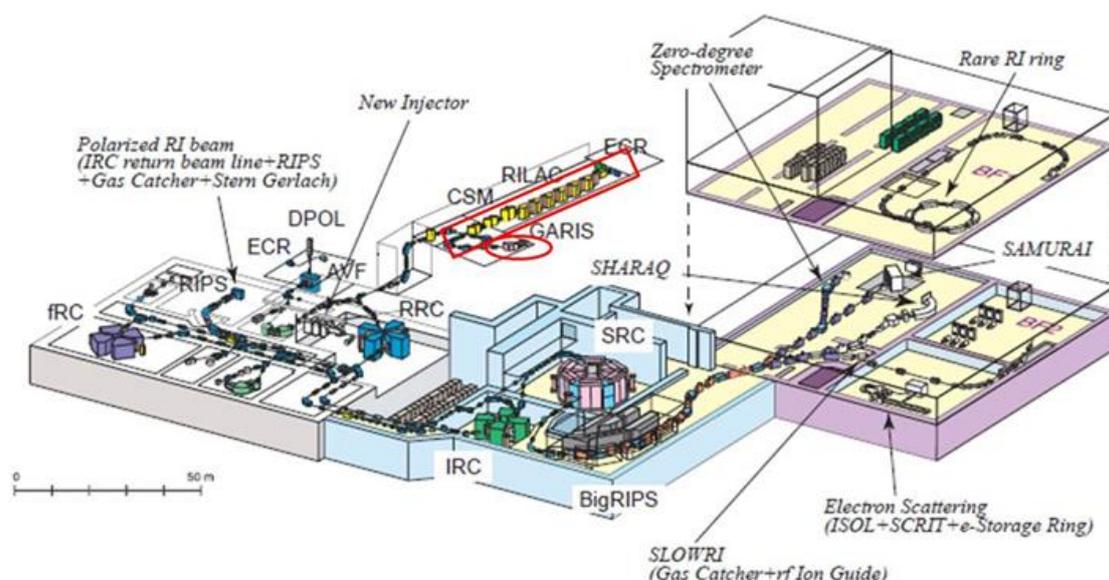


図 3.2.1 理研 RIBF の全体図。赤色の四角で示した装置が RILAC、丸で示した装置が GARIS である[1]。

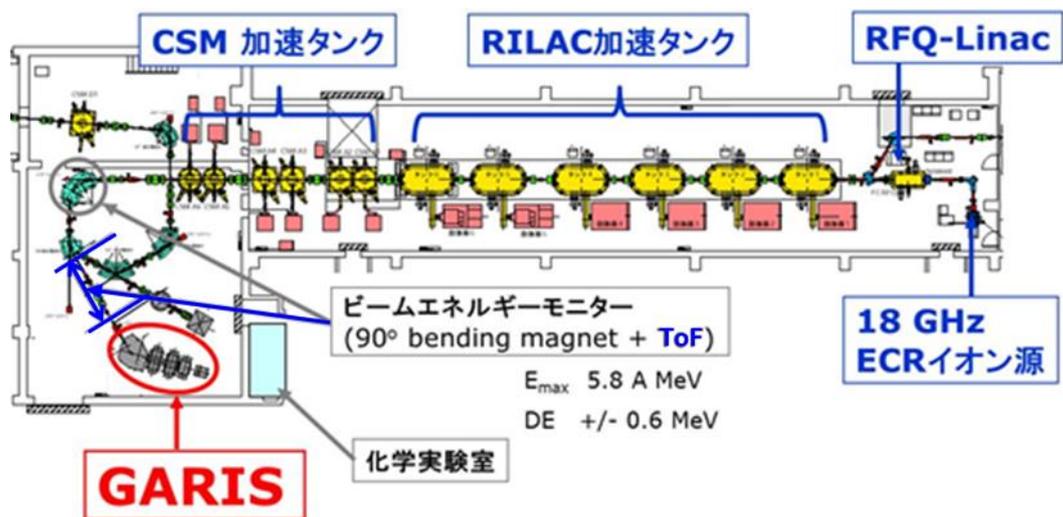


図 3.2.2 RILAC および大照射室の全体図。灰色で示した部分がビームエネルギーモニター、赤色で示した部分が GARIS である。

3.3 回転式標的

加速器からのビームは、図 3.3.1 に示す標的に照射され、超重核が合成される。標的を円盤に取り付けて高速回転させることで、大強度ビームと標的の相互作用による温度上昇を抑え、標的物質の熔融を軽減することができる。ビームが標的間のフレームに当たるのを防ぐため、円盤の外側の切り込みと光センサーを組み合わせたビーム停止機能が設けられている。²⁵²No 合成実験では直径 30 cm の円盤に ²⁰⁷Pb 標的を 16 枚セットし、回転速度を毎分 3000 回転に設定した。

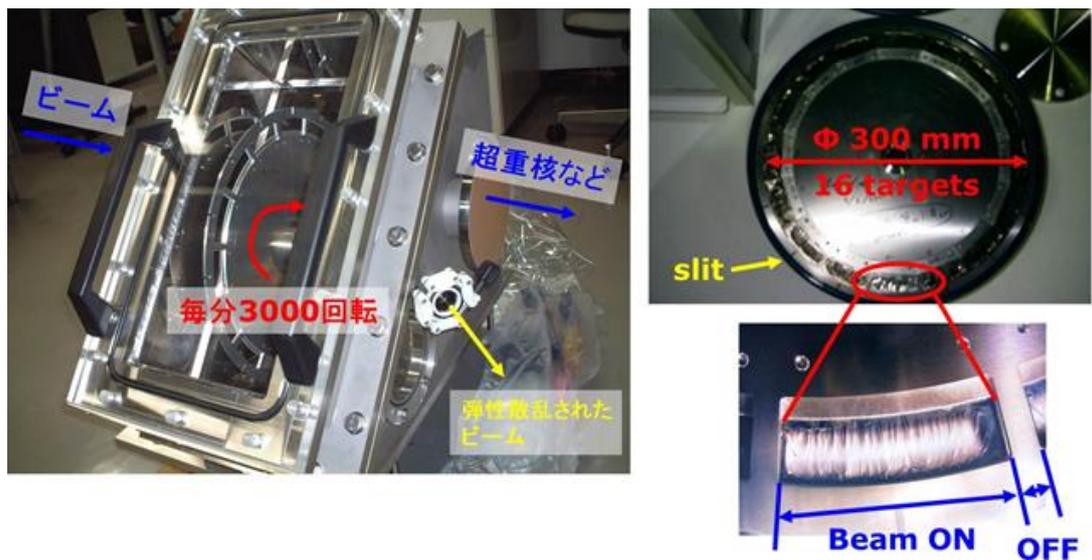


図 3.3.1 回転式標的の写真。左：標的チェンバーの全体図。右上：標的をつけた状態の回転円盤。右下：ビーム照射後の標的。ビームが当たったところが熱による損傷を受けて変色している。

標的に照射されるビームの強度は、ビームが標的によって弾性散乱された粒子数をビーム軸に対して 45° の方向にある PIN フォトダイオード (HAMAMATSU S1223) を用いてモニターした。ビームのエネルギーはクーロン障壁近傍なので、散乱されるビーム粒子はクーロン散乱によるものと考えられる。この断面積はラザフォード散乱の微分方程式より、次式のように表せる。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} = \left(\frac{Z_p Z_t e^2}{4E_{CM}}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta_{CM}/2)} \quad (3.3.1)$$

ここで CM は質量中心系 (center of mass)、 Z_p と Z_t はそれぞれ入射核と標的核の原子番号、 e は素電荷、 E_{CM} と θ_{CM} は CM 系での入射エネルギーと散乱角度である。 θ_{CM} に弾性散乱される粒子数 N はラザフォード散乱の微分断面積 $(d\sigma/d\Omega)_{CM}$ 、照射されるビーム粒子数 I 、単位面積当たりの標的粒子の個数 x ならびに検出器の立体角 $\Delta\Omega$ の積で与えられる。

$$N = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} \times I \times x \times \Delta\Omega \quad (3.3.2)$$

標的の厚みと検出器の立体角 $\Delta\Omega$ が分かっているので、ラザフォード散乱の微分断面積 $(d\sigma/d\Omega)_{CM}$ を一定とし、照射されるビーム強度 I を仮定した時の粒子数 N を計算できる。実験ではビーム粒子数を 1 μA ($= 6.2 \times 10^{12}$ particles/s) と仮定し、計算値と実測値の比からビーム強度 I を見積もった。 ^{252}No 合成実験ではビーム強度は 0.97 μA ($= 6.0 \times 10^{12}$ particles/s) であった。

$$I = \frac{N}{N_{1\mu\text{A}}} \quad (3.3.3)$$

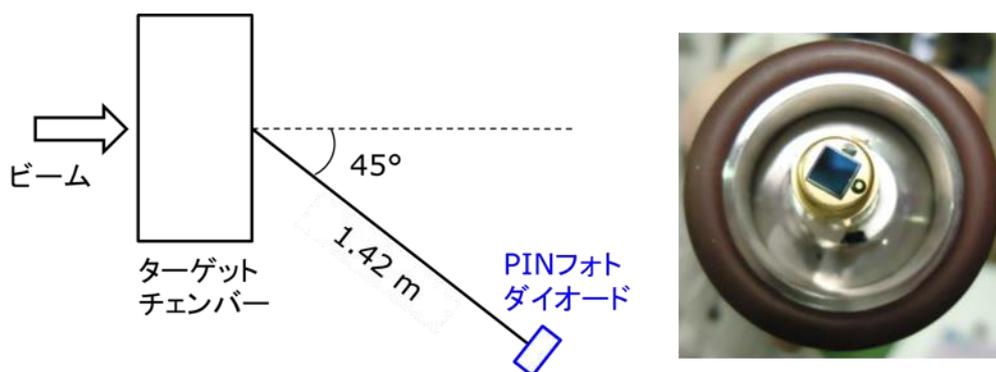


図 3.3.2 ビーム強度モニター。ビーム軸に対して 45°、ターゲットチェンバーから 1.42 m 下流に設置されている。

3.4 気体充填型反跳核分離装置 GARIS

超重核は生成断面積が非常に小さいため、合成された超重核を高効率で収集し、低バックグラウンド環境で測定を行うことが重要である。GARIS は、合成された超重核を加速器からのビームやバックグラウンドとなる粒子から分離・収集するための装置である。

理研の気体充填型反跳核分離装置 GARIS の平面図を図 3.4.1、写真を図 3.4.2 に示す。また、GARIS の電磁石の仕様とイオン光学的性質を表 3.4.1、3.4.2 にそれぞれ示す。GARIS は、双極電磁石を D 、四重極電磁石を Q で表すと、 D_1 - Q_1 - Q_2 - D_2 で構成されている。各電磁石の役割は以下の通りである。

- D_1 : 超重核をビームから分離する。タンタル製のビームストッパーや磁場の強度をモニターするホール素子が設置されている。
- Q_1 、 Q_2 : 二つの四重極電磁石を組み合わせることで、超重核を収束させる。
- D_2 : 検出器のバックグラウンドとなる軽粒子を除去する。

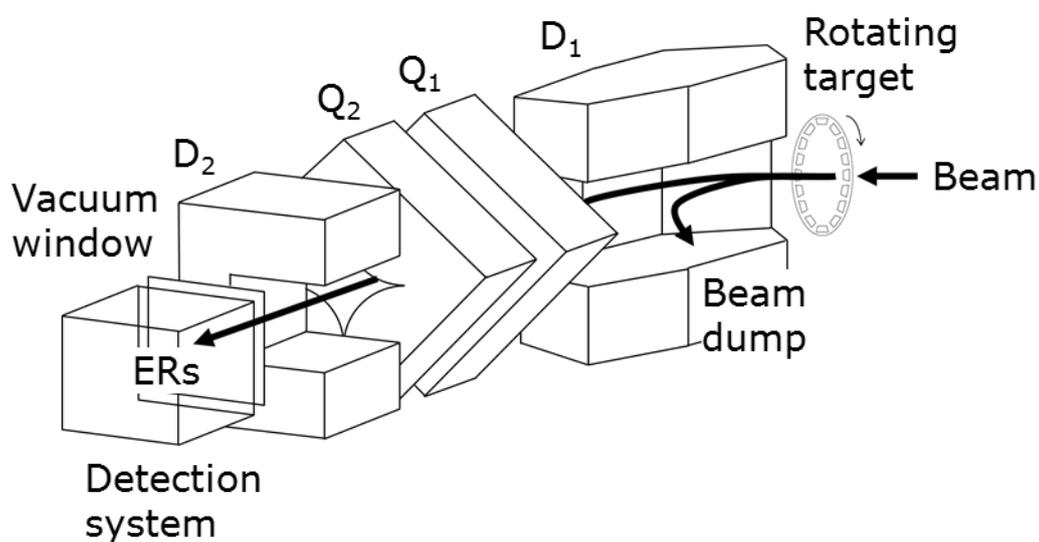


図 3.4.1 GARIS の概念図。



図 3.4.2 GARIS の写真。

加速器から供給されたビームは作動排気システムを通過し、標的に照射されて核融合反応により生成された超重核が合成される。超重核はビームとほぼ同じ運動量でビームと同じ方向に標的から飛び出す。その時、バックグラウンドとなるビーム粒子の大部分は D₁ によって曲げられ、ビームダンプで停止する。超重核はローレンツ力を受けながら磁場中を移動し、焦点面検出器に輸送される。超重核の収集効率を上げるため、GARIS には低圧のヘリウムガスが充填されており、ガス分子と超重核の衝突を繰り返させることで荷電交換反応を起こしている。荷電交換反応により、超重核の価数は平均価数付近に分布し、適切な磁気剛性を設定することで収束させることができるようになるため、焦点面検出器における収集効率を大きくすることが可能となる。以下に、GARIS における超重核の平均価数の半経験式および磁気剛性について示す。

表 3.4.1 GARIS の電磁石の仕様[2]。

D1	Bending angle	45°
	Pole gap	150 mm
	Radius of central ray	1200 mm
	Maximum field	1.54 T
	Radius of curvature (measured)	1.44 T
Q1, Q2	Pole gap	500 mm
	Bore radius	150 mm
	Maximum field gradient	5.2 T/m
D2	Bending angle	10°
	Pole gap	160 mm
	Pole length	400 mm
	Maximum field	1.04 T

表 3.4.2 GARIS のイオン光学的性質[2]。

Magnification (X)	-0.76
Magnification (Y)	-1.99
Dispersion	0.97 cm/%
Acceptance $\Delta\theta$	± 68 mrad
Acceptance $\Delta\phi$	± 57 mrad
Acceptance $\Delta\Omega$	12.2 msr
Total length	5.76 m

超重核は完全核融合反応で合成されるため、運動量保存の法則より、標的から飛び出す超重核は速度 v_{CN} を持つ。

$$v_{CN} = \frac{A_p}{A_p + A_t} v_p \quad (3.4.1)$$

ここで、 A_p および A_t はそれぞれビーム核と標的核の質量数、 v_p はビームのエネルギーを示す。標的から飛び出した超重核の荷電状態や速度はばらつきを持っており、質量 m (kg)、

荷電状態 q' (C)、速度 v (m/s) の超重核が磁束密度 B (T) の磁場中を通過する場合、運動方程式は

$$q'vB = \frac{mv^2}{\rho} \quad (3.4.2)$$

と表される。 ρ は超重核の曲率半径である。この時、磁気剛性 $B\rho$ (Tm) は

$$B\rho = \frac{mv}{q'} \quad (3.4.3)$$

となり、質量数 A (amu)、価数 q 、ボーア速度 v_0 とすると、 $1 \text{ amu} = 1.66 \times 10^{-27} \text{ kg}$ 、電気素量 $e = 1.60 \times 10^6 \text{ C}$ 、 $v_0 = 2.19 \times 10^6 \text{ m/s}$ とすると式(3.4.3)は

$$B\rho = 0.0227 \frac{v A}{v_0 q} \quad (3.4.4)$$

となる。 v_0 は水素原子の基底状態の電子の速度で定義され、微細構造定数 $e^2/\hbar = 1/137$ を用いて、 $v_0 = c/137 = 2.19 \times 10^6 \text{ m/s}$ と表せる。つまり磁場領域が真空の時、超重核は速度や荷電状態により異なる軌道を通り、焦点面検出器での収集効率が下がる。そのため理研では、第 1 章に示した 2 つの分離装置のうち気体充填型の分離装置を使用している。磁場領域に低圧ガスを充填すると超重核はガス分子と衝突を繰り返し、電子を捕獲したり失ったりする。その結果、超重核の荷電状態はガス中での平均価数 $q_{ave.}$ の周りに分布する。超重核の平均自由行程が電磁石の中心軌道半径に比べて十分小さい時、式(3.4.4)は

$$B\rho = 0.0227 \frac{v A}{v_0 q_{ave.}} \quad (3.4.5)$$

と書くことができ、最初の荷電状態に依存しないことが分かる。さらに Thomas-Fermi 模型を用いると、速度 v で原子番号 Z を持つ超重核の平均価数 $q_{ave.}$ は

$$q_{ave.} \approx \frac{v}{v_0} Z^{1/3} \quad (3.4.6)$$

で表せる[3]。式(3.4.6)を(3.4.5)に代入すると、

$$B\rho \approx 0.0227 \times A \times Z^{1/3} \quad (3.4.7)$$

であり、この場合、磁気剛性 $B\rho$ は超重核は質量数と原子番号に依存していることが分かる。図 3.4.3 に GARIS を用いたこれまでの実験結果における、 $(v/v_0)/Z^{1/3}$ に対する平均価数 $q_{ave.}$ を示す[3]。図中に実線で示した半経験式は

$$q_{ave.} = 0.625 \times \frac{v}{v_0} \times Z^{1/3} \quad (3.4.8)$$

であり、合成された超重核が標的から飛び出した時の速度 v と原子番号 Z からおおまかな平均電荷が分かる。半経験式によれば ^{278}Nh は 12 価、 ^{252}No は 10 価、 ^{292}Lv では 9 価の価数を持つ超重核が合成された。また上で述べたように、GARIS では安定な希ガスであるヘリウムを充填しているが、充填ガスについては研究が進められており、GARIS-II では水素とヘリウムの混合ガスを用いた超重核合成実験も行っている[4]。

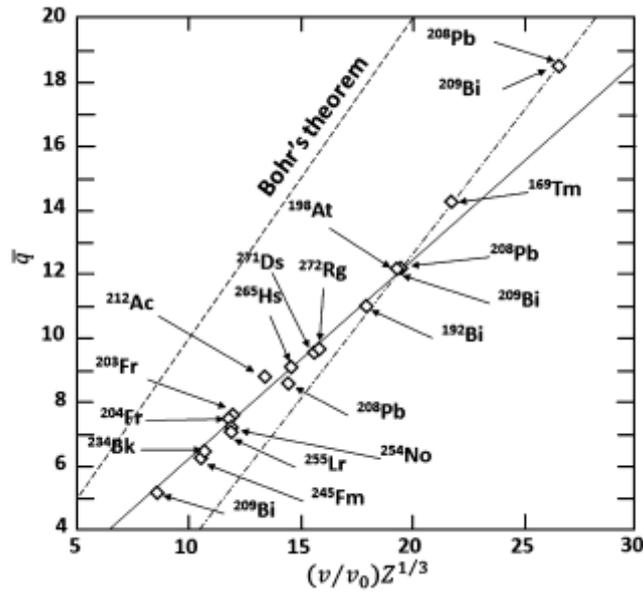


図 3.4.3 これまでの実験結果における、 $(v/v_0)Z^{1/3}$ に対する平均価数 q_{ave} [3]。

3.5 焦点面検出器

焦点面検出器の全体図を図 3.5.1 に示す。蒸発残留核 (ER : Evaporation residue) は GARIS によりバックグラウンドとなる粒子から分離された後、真空を仕切る厚さ $0.5 \mu\text{m}$ の MYLAR 膜と 295 mm の距離に置いた 2 台の飛行時間 (TOF : Time of flight) 検出器を通過し、焦点面に設置された箱型のシリコン半導体検出器 (Si-box) に打ち込まれる。

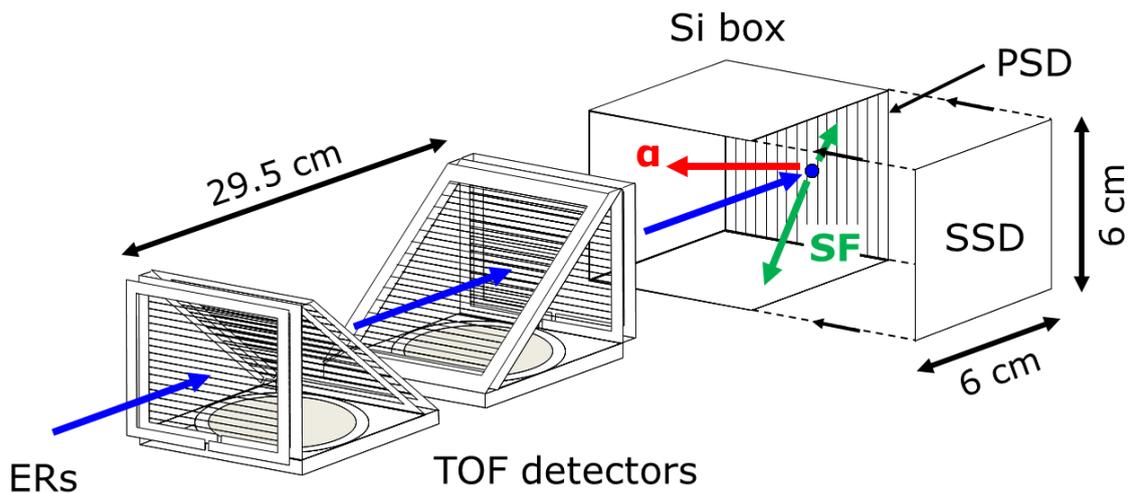


図 3.5.1 焦点面検出器の模式図。

3.5.1 飛行時間検出器

図 3.5.2 に TOF 検出器の概念図と写真を示す。TOF 検出器は、下記を組み合わせた装置 2 台から構成されている。

- 厚さ $0.5 \mu\text{m}$ の MYLAR 膜上に金 (Au) とヨウ化セシウム (CsI) を蒸着した、超重核通過部の直径 80 mm の二次電子放出用窓
- 二次電子を加速させ、引き出すための電場形成用ワイヤー電極
- 引き出した二次電子を反射させ、MCP (Micro channel plate) に入射させるための 2 枚のミラー電極
- 入射した二次電子を多段増幅するための MCP (有感部の直径 78 mm)

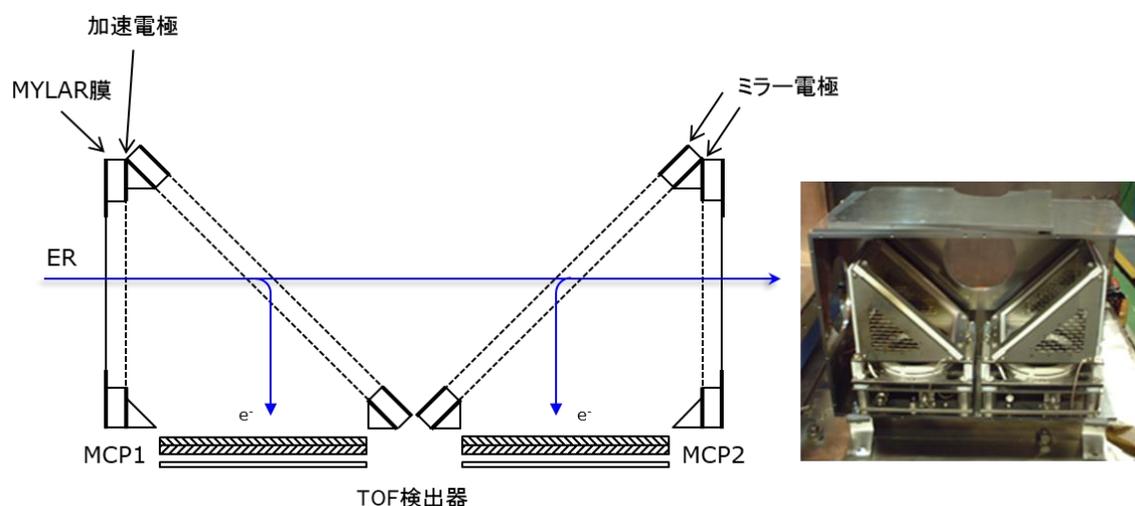


図 3.5.2 TOF 検出器の概念図 (左) と写真 (右)。

超重核が MYLAR 膜を通過すると、MYLAR 膜から二次電子が放出される。電子は MYLAR 膜から 5 mm 離れた場所にある加速電極に印加された電圧で加速され、電子の進行方向に対して 45° の角度で設置された、太さ $12 \mu\text{m}$ 、 2 mm 間隔のワイヤー電極で形成されるミラー電場によって下方向に曲げられ、MCP に入射する。図 3.5.2 右の青色の線で示したように電子は直角二等辺三角形の斜辺で反射されるため、MYLAR 膜のどの部分から放出されても MYLAR 膜から MCP に入射するまでに電子が通過する距離は一定であり、時間特性が良い。電子の数は MCP によって増幅され、超重核の通過を示す信号が取り出される。上流側・下流側に設置された装置で信号が観測された時間差から得られた粒子の飛行時間と PSD に打ち込まれたときのエネルギーからおおよその質量を見積もることができる。

TOF 検出器を超重核が通過する効率は 94% 、時間分解能は 0.5 ns 、 ^{241}Am 線源から放出される 5.486 MeV の α 粒子に対する検出効率は 99% 以上である[1]。TOF 検出器は通過した荷電粒子の質量数測定に加え、後述する Si-box で観測された事象が検出器内での崩壊事象なのか、あるいは検出器外から打ち込まれた事象なのか判断する重要な役割も果たす。

Si-box で検出された信号が 2 台の TOF 検出器を通過している場合、検出される粒子はビーム、標的、軽粒子、そして目的とする ER である。一方、TOF を通過していない場合は検出器に打ち込まれた ER から放出された α 線や自発核分裂片であると考えられる。

3.5.2 Si-box

ビームと標的との核融合反応により合成された超重核は GARIS や TOF 検出器を通過し、最終的に図 3.5.3 のような焦点面に設置された箱型の半導体検出器 (Si-box) に打ち込まれる。打ち込まれた超重核はその場で次々と α 崩壊を起こして娘核や孫核へと壊変していき、自発核分裂を起こす、または長寿命の既知核に到達して崩壊の連鎖を終了する。このときに放出される α 線や自発核分裂片を観測するのが Si-box である。

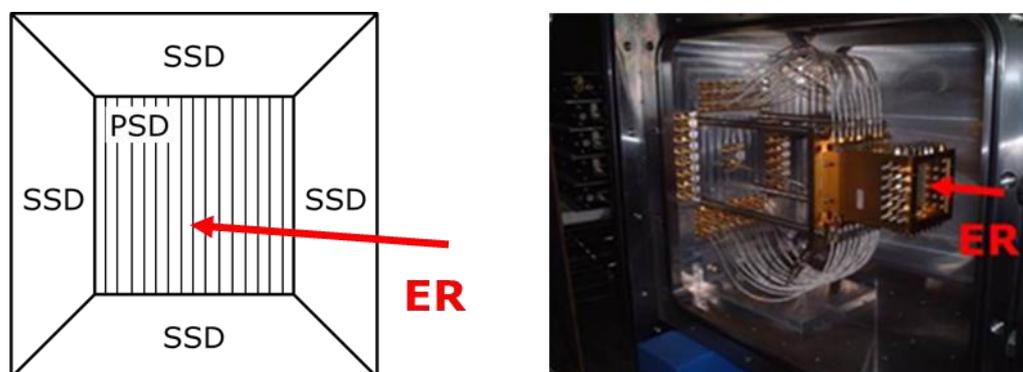


図 3.5.3 左: Si-box の模式図。打ち込まれた超重核からの α 粒子が PSD の外に放出されても、周囲の SSD によってエネルギーが測定できる。右: 焦点面検出器の写真。

Si-box は、有効面積 58 mm×58 mm、有効厚 300 μm の半導体検出器 (CANBERRA PF-16RT-58×58-300-EB) ならびに有効面積 58 mm×58 mm、有効厚 300 μm の半導体検出器 (CANBERRA PF-16CT-58×58-300-EB) を 4 枚組み合わせたもので構成されている。図 3.5.3 のように立方体の箱の蓋から超重核が入射したと考えると、底面にはエネルギー測定と位置検出が可能な PSD (Position sensitive detector) が、側面にはエネルギーのみを測定する SSD (Silicon strip detector) が設置されている。

PSD は横幅 3.75 mm、高さ 58mm のストリップを 16 本並べたものである。X 軸方向の位置はストリップの数 16 本、それぞれの幅 3.75 mm で分かり、Y 軸方向の位置は検出器の上下で検出された信号の大きさ E_{up} ならびに E_{down} (図 3.5.5) の比から求めることができる。

$$Y [\text{mm}] = \frac{E_{\text{up}}}{E_{\text{up}} + E_{\text{down}}} \times 58 \quad (3.5.1)$$

SSD は PSD から飛び出した α 線や自発核分裂片のエネルギーを測定するために使用されている。

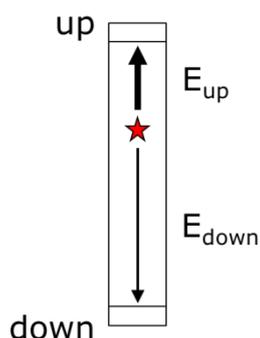


図 3.5.4 PSD の各ストリップにおける位置の検出法。粒子が打ち込まれた位置は検出器の上下で検出された信号の比によって求められる。

3.6 データ収集システム

データ収集には Linux OS および CAMAC を用いて、ER の飛行時間・エネルギー・位置情報、 α 線や自発核分裂片のエネルギー・位置・崩壊時間情報をイベントごとに記録している。 α 線ならびに自発核分裂片のエネルギーは図 3.6.1 に示すようにそれぞれアンプのゲインを変えて計測している。本実験では、 α 崩壊に対しては 0-40 MeV の high gain (HG) で、ER や自発核分裂に対しては 0-400 MeV の low gain (LG) で計測した。HG のエネルギー校正はパルスジェネレーターと ^{241}Am 線源 (5.486 MeV)、合成した ^{254}No (8.093 MeV) およびその娘核の ^{250}Fm (7.430 MeV) の α 線を用いて行った。LG のエネルギー校正は HG の校正結果を外挿することによって行った。詳細は付録に記した。

短寿命核の崩壊が続いて起こった場合、1 台の ADC (Analog to Digital Converter) では CAMAC のデータ処理の不感時間に重なり、イベントが記録されないため、2 台の ADC を使用している。時間構造を図 3.6.2 に示す。1st ゲート、2nd ゲートを設定することで、不感時間を短くしている。

また、1 MHz、1 kHz、10 Hz、0.1 Hz のクロックを用いて各イベントが起こった時間を記録し、イベントの時間差、つまり崩壊時間を求めている。

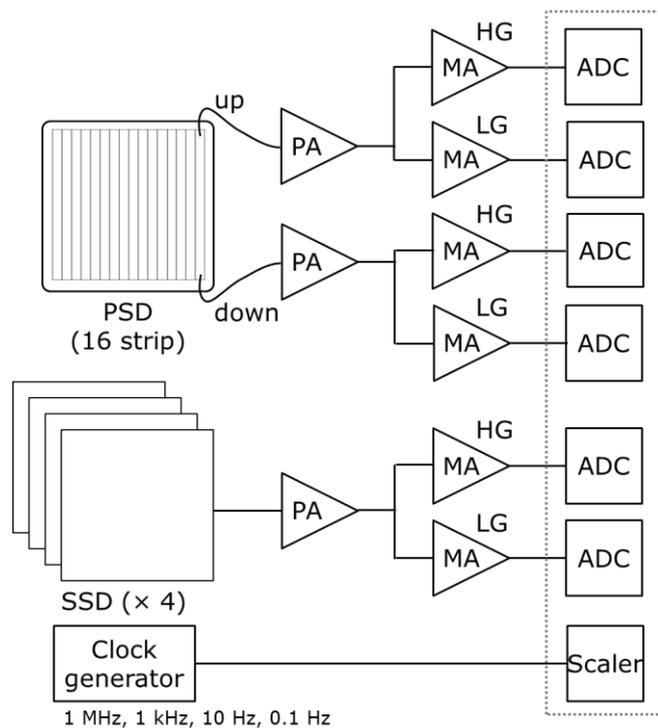


図 3.6.1 エネルギー領域の分別。Si-box からの信号はプリアンプ (PA) で増幅された後、signal divider によって 2 つに分けられる。1 つは HG (high gain) : α 線のエネルギー領域、もう 1 つは LG (low gain) : 自発核分裂のエネルギー領域である。分けられた信号はそれぞれのメインアンプで増幅された後、ADC に記録される。また、1 MHz、1 kHz、10 Hz、0.1 Hz のクロックを用いて時間を記録している。破線内は CAMAC モジュールである。

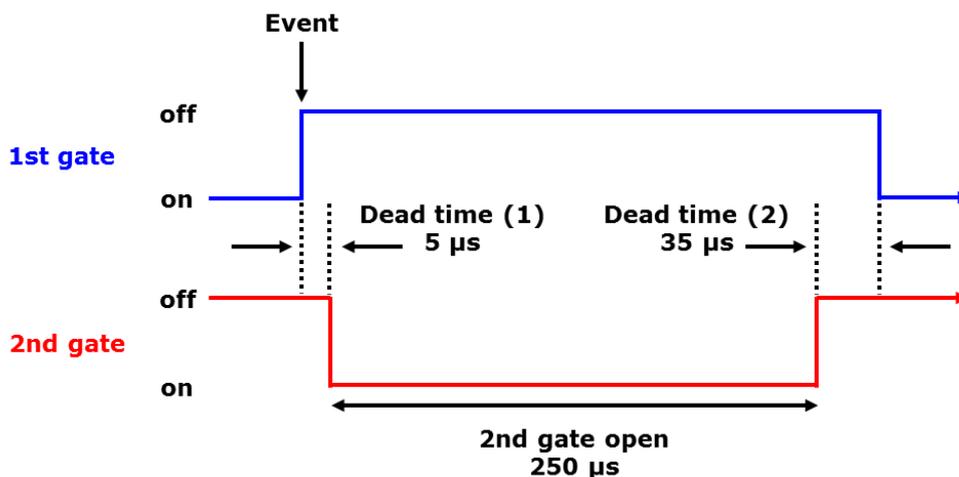


図 3.6.2 1st ゲートと 2nd ゲートの時間構造。前のイベント間隔が 5-255 μs のときは 2 台目の ADC に記録される。しかし、5 μs 以内または 255-290 μs のときはどちらの ADC も不感時間のため、記録されない。dead time (1) : 超重核もしくは崩壊の可能性のあるイベントが PSD で観測されると、5 μs 後に 2nd ゲートが開く。dead time (2) : 2nd ゲートが閉じてから、CAMAC がデータを読み込み、再び 1st ゲートを開くまでに 35 μs 要する [5]。

参考文献

- [1] N. Sato, Doctoral Dissertation, Tohoku University, 2008.
- [2] 森田浩介, 日本物理学会誌 **60** (2005) p.698-707.
- [3] K. Morita, Nucl. Phys. A**944** (2015) 30–61.
- [4] D. Kaji, K. Morimoto, H. Haba, Y. Wakabayashi, M. Takeyama, S. Yamaki, K. Tanaka and K. Morita, RIKEN Accel. Prog. Rep. **48** (2015) 214.
- [5] D. Kaji, Doctoral Dissertation, Niigata University, 2003.

第 4 章 半導体検出器の自発核分裂に対する高度検出法と

その応用

熱い核融合反応では中性子過剰核が合成され、観測されるイベントの崩壊チェーンが α 崩壊によって既知核に到達する前に自発核分裂 (SF : Spontaneous fission) で終わる確率が高くなる。実際にこれまでに報告されている崩壊の連鎖はすべて自発核分裂で終了している。核分裂片の運動エネルギーは幅広く分布するため運動エネルギーの測定による核種同定は出来ず、崩壊チェーンの核種同定の確度を上げるため、SF に対する高度検出技術の開発が重要な研究課題の一つとなっている。本章では、SF を起こす ^{252}No を合成して PSD に打ち込み、PSD およびそれを取り囲む 4 台の SSD からなる焦点面検出器 (Si-box) の SF イベントに対する検出応答を調べた。解析方法と実験結果、また新たに開発した高度検出法について示し、その後この手法を用いて解析を行った $Z=116$ 番元素合成実験について述べる。

4.1 ^{252}No を用いたビーム実験の詳細

核種を PSD に打ち込んで SF イベントに対する検出応答を詳しく調べる必要があることから、SF を起こす核種を合成して実験を行った。SF の分岐比が高く (26.9%[1])、続けて行った他核種の合成実験に影響のない短寿命 (2.3 s[1]) であることから核種は ^{252}No を用いた。 ^{252}No の崩壊様式を図 4.1.1 に示す。

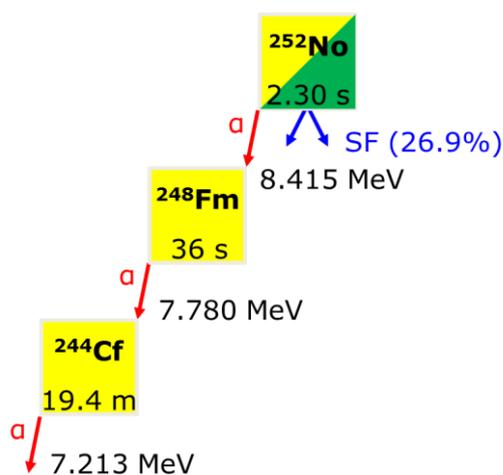


図 4.1.1 ^{252}No の崩壊様式[1]。

^{252}No は ^{48}Ca ビームを ^{206}Pb 標的に照射して、 $^{206}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{252}\text{No}$ 反応によって合成した。表 4.1.1 に $^{206}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{252}\text{No}$ 反応の実験条件を示す。この時、 ^{48}Ca のビームエネルギー

は 218.5 MeV に設定し、ビーム強度は 6.0×10^{12} particles/s (0.97 μA) であった。 ^{206}Pb 標的はホイールに取り付けた 16 枚の平均の厚さが $360 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ で、 $60 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ のカーボンバックキング上に真空蒸着したものを使用し、標的ホイールを毎分 3000 回転させた。Ca ビームのドーズ量は合計 1.6×10^{17} particles で、生成断面積は 310 nb であった。

表 4.1.1 $^{206}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{252}\text{No}$ 反応の実験条件。

MYLAR 膜	ビームタイム [h]	ビームエネルギー [MeV]	ビーム強度 [μA]	ドーズ量 [particles]	標的厚 [$\mu\text{g}/\text{cm}^2$]
なし	2	218.5	0.97	3.6×10^{16}	360
1.5 μm	2.2	218.5	0.97	3.9×10^{16}	360
3.0 μm	1.9	218.5	0.97	3.9×10^{16}	360
5.5 μm	2.2	218.5	0.97	4.4×10^{16}	360
	8.3	218.5	0.97	1.6×10^{17}	360

合成した ^{252}No は GARIS を用いて入射ビームやバックグラウンドとなる荷電粒子から分離し、PSD およびそれを取り囲む 4 台の SSD からなる焦点面検出器 (Si-box) で収集した。表 4.1.2 に ^{252}No に合わせた実験時の GARIS のパラメータを示す。磁気剛性は 2.064 Tm、ヘリウムガスの圧力は 73 Pa に設定した。収集した ^{252}No の解析方法については次節で説明する。

表 4.1.2 実験時の GARIS のパラメータ。

Magnetic rigidity	2.064 Tm
He-gas pressure	73 Pa

4.2 イベントの解析方法

PSD に打ち込まれた ^{252}No は α 崩壊または自発核分裂を起こす。GARIS で分離しきれなかったバックグラウンドと Si-box で検出された ^{252}No に起因する α 線、SF イベントを選別するために、GARIS の焦点面検出器 (2 台の TOF 検出器と Si-box) で

- 蒸発残留核 (ER : evaporation residue) の飛行時間とエネルギー
- ER と α 線または SF イベントが検出された時間の差 (崩壊時間)
- ER と α 線または SF イベントが検出された位置の差
- α 線、SF イベントのエネルギー

を用いて解析を行った。それぞれの解析方法を以下に示す。

ERの飛行時間とエネルギー

図 4.2.1 に 2 台の飛行時間 (TOF : time of flight) 検出器で測定した粒子の飛行時間と PSD で測定した粒子のエネルギーの 2 次元プロットを示す。この図から軽粒子、ビーム由来の粒子、標的由来の粒子および ^{252}No の ER が観測されていることが分かる。ビーム由来の粒子や標的由来の粒子は弾性散乱等の影響により、幅広いエネルギー分布を示す。赤線で囲んだ部分がこれまでの実験結果から期待される ^{252}No の ER であり、飛行時間を 62-73 ns、ER のエネルギー範囲を 5-25 MeV として選択した。選択した領域における ER のエネルギースペクトルを図 4.2.2 に示す。選択した ER には標的由来の粒子も含まれる可能性があるため、図 4.2.2 のエネルギースペクトルをガウス関数でフィッティングし、計算した 3σ の値 ($E_{\text{ER}}=11.6\text{-}19.5\text{ MeV}$) を ER を選択するためのエネルギー範囲とした。

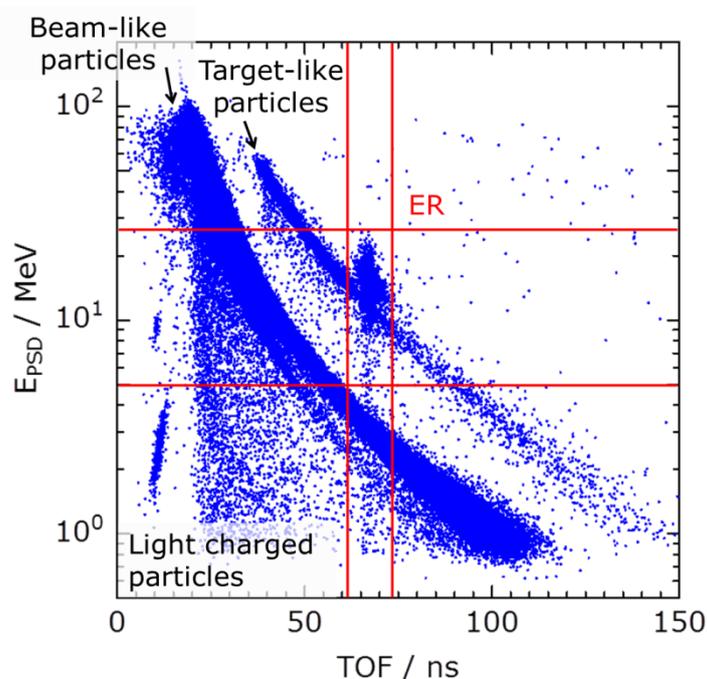


図 4.2.1 TOF 検出器で測定した飛行時間と PSD で測定したエネルギーの 2 次元プロット。図中に ^{252}No の ER、標的由来の粒子、ビーム由来の粒子、軽粒子を示す。

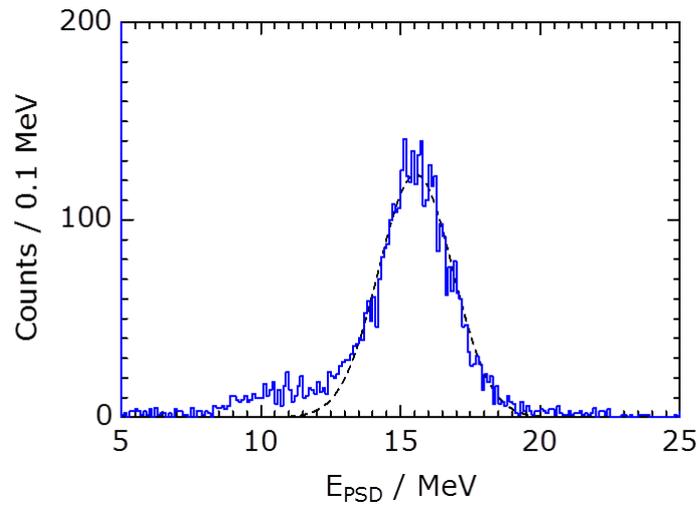


図 4.2.2 飛行時間：62-73 ns、 E_{PSD} ：5-25 MeV における ER のエネルギースペクトル。点線はガウス関数でのフィッティング結果である。

ER から放出される α 線のイベント選択

^{252}No の ER から放出される α 線のイベントを選択するために、上記で選択した ER と α 線が観測された時間の差を 23 s (^{252}No の 10 半減期) 以下とした。さらに α 線のエネルギーおよび ER と α 線が検出された位置の差の範囲を決めて、イベントの選択を行った。以下に α 線のエネルギー範囲の選択について記す。図 4.2.3 に HG (high gain) で測定した 6-10 MeV の範囲における PSD と SSD で検出されたエネルギー、PSD で検出されたエネルギー、SSD で検出されたエネルギーのスペクトルを示す。PSD に打ち込まれた粒子に起因する崩壊イベントを選択するために、TOF 検出器を通過していない (MCP off) 条件を加えた。

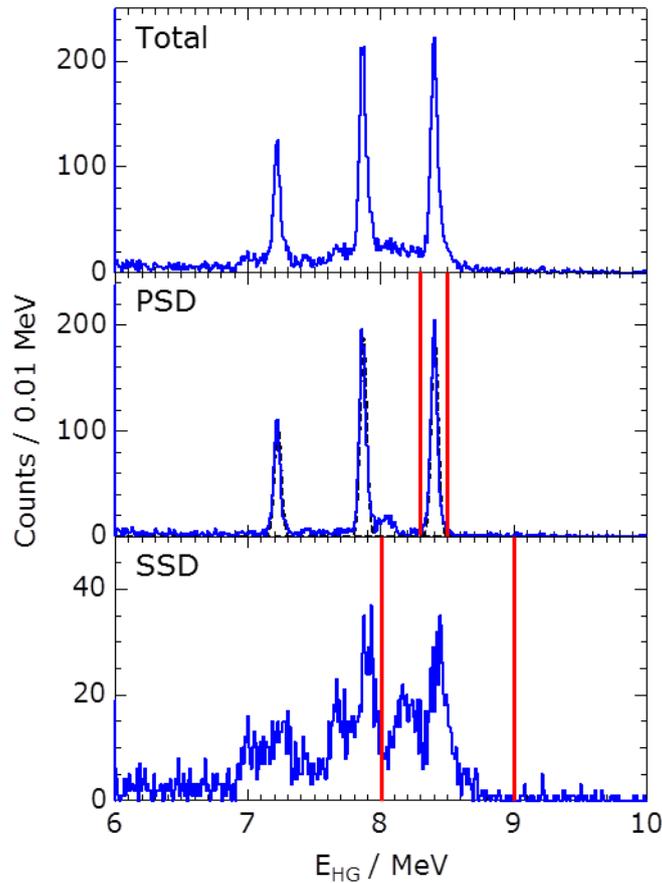


図 4.2.3 HG で測定したエネルギースペクトル (上から横軸: PSD と SSD で検出されたエネルギー、PSD で検出されたエネルギー、SSD で検出されたエネルギー)。3 本のピークは右から順に ^{252}No とその娘核 ^{248}Fm 、孫核 ^{244}Cf である。赤線は 8.3-8.5 MeV (PSD)、8.0-9.0 MeV (SSD) を示す。

上図中段の PSD で検出されたエネルギースペクトルにおいて 3 つのピークが観測され、それぞれに対してガウス関数でフィッティングしたところ、それぞれの中心値は 8.41、7.87、7.22 MeV であった。これらは ^{252}No とその娘核 ^{248}Fm 、孫核 ^{244}Cf の α 線の文献値 8.42、7.87、7.21 MeV[1] と良い一致を示した。下段の SSD で検出されたエネルギースペクトルにおいても同様のエネルギーに 3 本のピークが観測された。これらのエネルギースペクトルより ^{252}No の α 線のエネルギー範囲を PSD でフルデポジットしたイベントに対しては 8.3-8.5 MeV とし、 α 線が PSD から飛び出して SSD でも検出されたイベントについては 8.0-9.0 MeV とした。

次に ^{252}No の ER と α 線が検出された位置の差の範囲について記す。図 4.2.4 に PSD (HG) で検出された α 線のエネルギーに対する ER と α 線が検出された位置の差のプロット、ならびに ER と α 線が検出された位置の差のヒストグラムを示す。

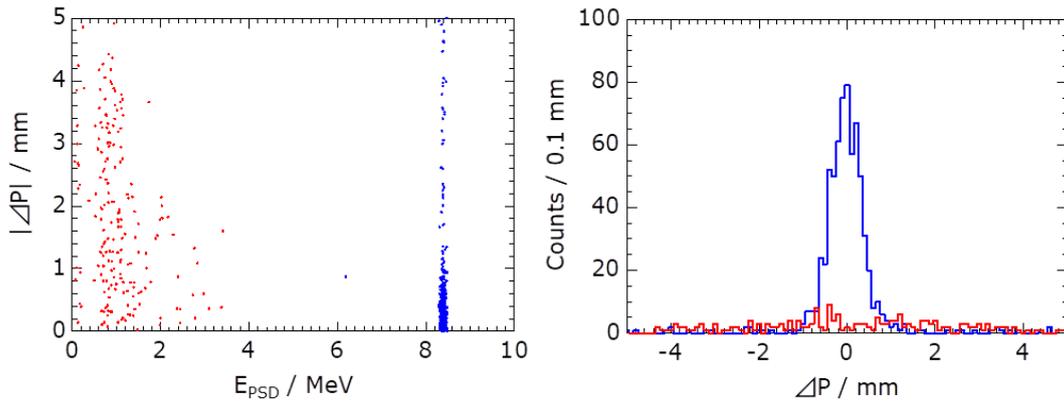


図 4.2.4 左：PSD (HG) で検出された ^{252}No の α 線のエネルギーに対する ER と α 線が検出された位置の差（絶対値）のプロット。右：ER と α 線が検出された位置の差のヒストグラム。

図 4.2.4 の左に青色で示した 8.3-8.5 MeV に見られるイベントは ^{252}No の α 線が PSD でフルデポジットしたものであり、赤色で示した低エネルギー側にみられるイベントは PSD から飛び出して SSD でも検出された α 線である。右に示したヒストグラムを見ると ER と α 線が検出された位置の差は α 線が PSD でフルデポジットした場合にはおよそ 90% のイベントが ± 2 mm に収まっているが、PSD から飛び出して SSD でも検出された場合はさらに広く分布している。そこで、前者の場合には位置の条件を ± 2 mm、後者の場合には ± 5 mm とした。

図 4.2.5 に横軸を PSD のストリップ番号、縦軸をストリップの up 側と down 側で検出されたエネルギーの比から求めた位置を 2 次元プロットとして示す。左側に ER、右側に α 線の検出された位置を示す。

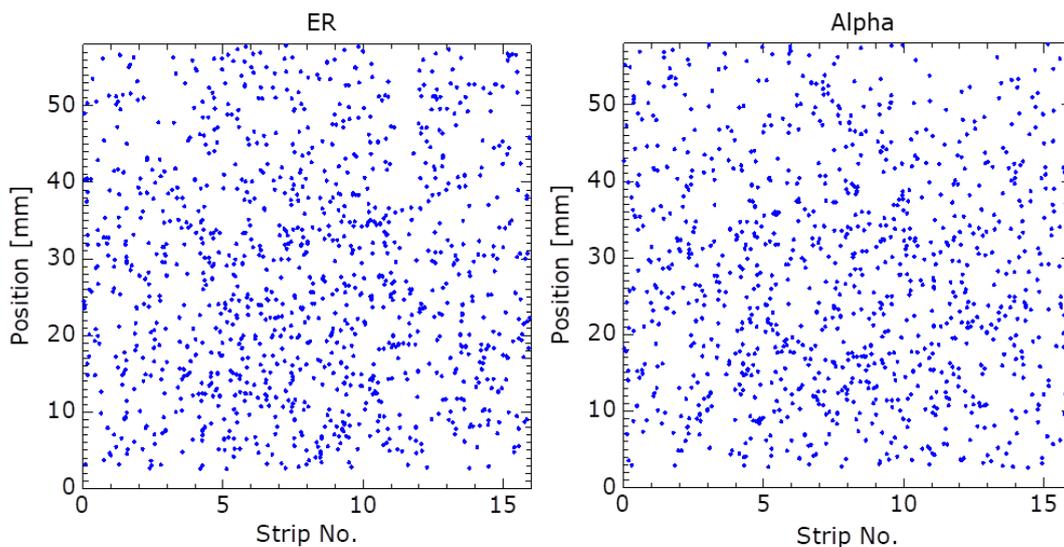


図 4.2.5 選択したイベントの PSD における検出位置。横軸は PSD のストリップ番号、縦軸はストリップの up 側と down 側で検出されたエネルギーの比から求めた位置である。左：ER、右側： α 線。

上図より、PSD の広い範囲に ^{252}No が打ち込まれ、 ^{252}No の ER に起因する α 線が検出されていることが分かった。

ER に起因する自発核分裂 (SF) のイベント選択

^{252}No の ER に起因する SF イベントを選択するために、上記で選択した ER と SF イベントが観測された時間の差を 23 s (^{252}No の 10 半減期) 以下とした。さらに SF イベントのエネルギーおよび ER と SF イベントが検出された位置の差の範囲を決めて、イベントの選択を行った。以下に SF イベントのエネルギー範囲の選択について記す。図 4.2.6 に LG (low gain) で測定した 0-300 MeV の範囲における PSD と SSD で検出されたエネルギー、PSD で検出されたエネルギー、SSD で検出されたエネルギーのスペクトルを示す。PSD に打ち込まれた粒子に起因する崩壊イベントを選択するために、MCP off の条件を加えた。

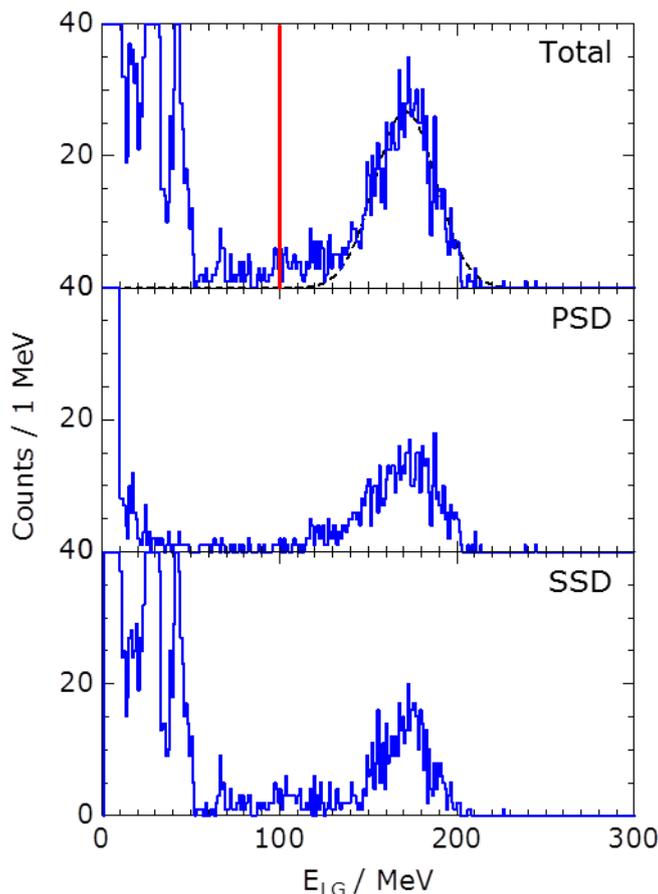


図 4.2.6 LG のエネルギースペクトル (上から横軸 PSD と SSD で検出されたエネルギー、PSD で検出されたエネルギー、SSD で検出されたエネルギー)。赤線は 100 MeV (Total) を示す。

これらのエネルギースペクトルにおいて 100-250 MeV にピークが見えていることが分かる。これらのピークは SF イベントの核分裂片が Si-box 内でエネルギーを付与した成分である。

PSD と SSD で検出されたエネルギーのスペクトルより、SF のエネルギー範囲を 100 MeV 以上とした。

SF によって生じた 2 つの核分裂片の全運動エネルギー (TKE : total kinetic energy) は原子核の原子番号や質量数に依存し、 ^{252}No の TKE は 194.3 MeV[2]である。図 4.2.6 上段の横軸が PSD と SSD で検出されたエネルギーにおけるスペクトルのピークをガウス関数でフィッティングしたところ、中心値は 171.0 MeV となり $194.3 - 171.0 = 23.3$ MeV の差があった。この差は検出器の不感層や波高欠損 (弾性散乱、不完全な電荷収集、電子正孔対の再結合) の影響によると考えられており [3]、検出器自体の性能や原子核の埋め込み深さ、核分裂片の放出される角度、エネルギーによってその影響は異なる。この影響を調べることによって、自発核分裂で終わる崩壊連鎖の同定の確度を上げることが可能となる。次節以降でこの方法について述べる。

次に ^{252}No の ER と SF イベントが検出された位置の差の範囲について記す。図 4.2.7 に PSD (LG) で検出された SF イベントのエネルギーに対する ER と SF イベントが検出された位置の差のプロット、ならびに ER と SF イベントが検出された位置の差のヒストグラムを示す。

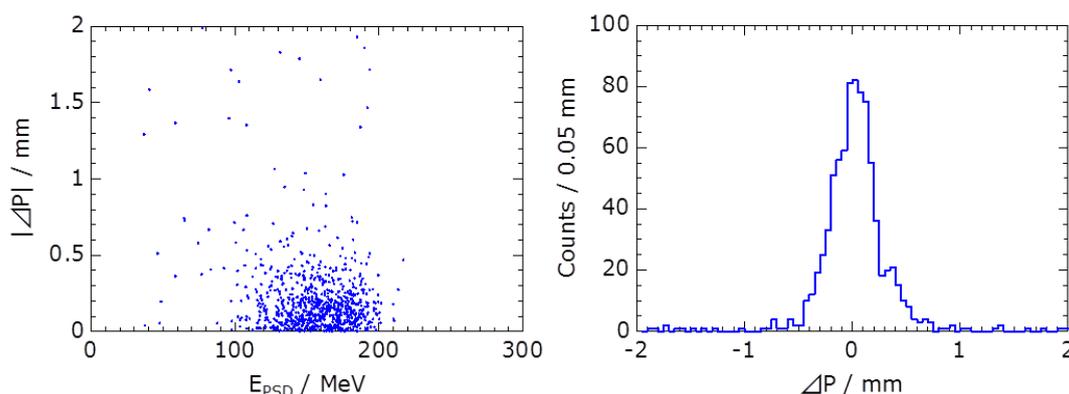


図 4.2.7 左 : PSD (LG) で検出された ^{252}No の SF イベントのエネルギーに対する ER と SF イベントが検出された位置の差 (絶対値) のプロット。右 : ER と SF イベントが検出された位置の差のヒストグラム。

図 4.2.7 に示した ER と SF イベントが検出された位置の差より、位置の条件は ± 2 mm とした。

図 4.2.8 に横軸を PSD のストリップ番号、縦軸をストリップの up 側と down 側で検出されたエネルギーの比から求めた位置を 2 次元プロットとして示す。左側に ER、右側に SF イベントの検出された位置を示す。PSD の広い範囲に ^{252}No が打ち込まれ、 ^{252}No の ER に起因する SF イベントが検出されていることが分かった。SF の分岐比は 48.2% であり、文献値 (26.9%[1]) より大きかった。原因として、SSD では位置が測定できないため、PSD から飛び出した α 線が SSD で検出された場合に、ER と α 線の位置の差の選択範囲から外れてしまったことが考えられる。

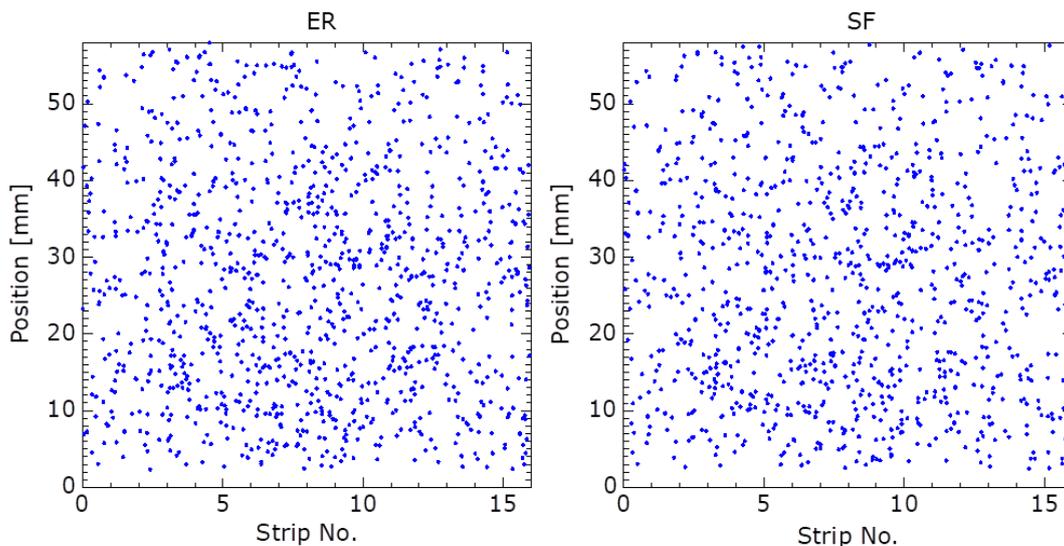


図 4.2.8 選択したイベントの PSD における検出位置。横軸は PSD のストリップ番号、縦軸はストリップの up 側と down 側で検出されたエネルギーの比から求めた位置である。左：ER、右側：SF イベント。

選択した ^{252}No から放出された α 崩壊および SF イベントの半減期

選択した ^{252}No から放出された α 線ならびに SF イベントの崩壊時間は、ER が PSD に打ち込まれた時間 (^{252}No が検出された時間) を $t = 0$ とし、そこから ^{252}No から放出された α 線または SF イベントが検出された時間差として求めた。図 4.2.9 に ^{252}No から放出された α 線 (左) および SF イベント (右) の崩壊時間をそれぞれ示す。

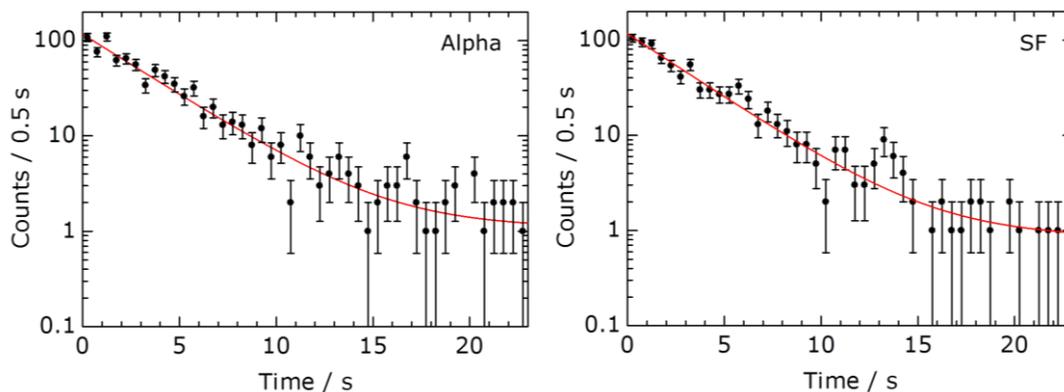


図 4.2.9 ^{252}No の崩壊時間 (左： α 崩壊、右：SF)。参考文献[4]をもとに赤線で表す二重指数関数 $y = Ae^{-Bx} + Ce^{-Dx}$ によるフィッティングから半減期を求めた。

それぞれの半減期は二重指数関数 $y = Ae^{-Bx} + Ce^{-Dx}$ によるフィッティング[4]から求めた。式中の A、B、C、D はパラメータである。得られた半減期は α 崩壊に対して 2.3 ± 0.1 s、SF に対して 2.2 ± 0.1 s であり、文献値[5-9]と良い一致を示した。

4.3 核分裂片の検出方法

SFによって分裂した2つの核分裂片が互いに180度方向に飛び出す性質を利用し、PSDとSSDで検出された核分裂片のエネルギーの相関関係を調べた。この相関関係より、前述の検出器の不感層や波高欠損による影響を調べるために、検出方法を図4.3.1のように三つの場合に分けたモデル化を行った[3,10]。

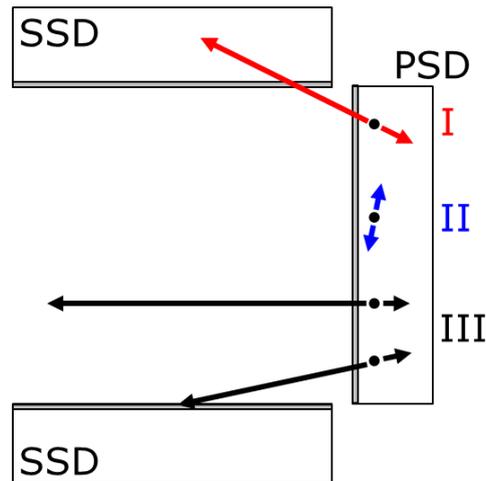


図 4.3.1 核分裂片の検出方法。Si-box を横から見た時、PSD に打ち込まれた ER が自発核分裂すると、核分裂片は図のような挙動を示すと考えられる。I：片方の核分裂片が PSD、もう一方が SSD で検出される場合、II：両方の核分裂片が PSD で検出される場合、III：（上）片方の核分裂片が PSD で検出され、もう一方がエスケープする場合、（下）片方の核分裂片が PSD で検出され、もう一方が SSD の不感層までしか埋め込まれず、SSD でのエネルギーが検出されない場合やごく表面で止まってしまい、SSD でのエネルギーのしきい値以下で検出されない場合。各検出器の表面の灰色の部分は不感層を示す。

- I) 片方の核分裂片が PSD、もう一方が SSD で検出される場合である。この時、SSD で検出される核分裂片は PSD と SSD の不感層でエネルギーを損失する。
- II) 両方の核分裂片が PSD で検出される場合である。ER の埋め込みの深さが PSD における核分裂片の飛程に比べて十分深い、または核分裂片が放出される角度がビーム軸に対して垂直に近く両方の核分裂片が PSD の中で止まる時、図中に灰色で示した不感層の影響は受けない。
- III) 片方の核分裂片が PSD で検出されてもう一方がエスケープする場合、もしくはもう一方が SSD の不感層までしか埋め込まれず SSD でのエネルギーが検出されない場合やごく表面で止まってしまい SSD でのエネルギーのしきい値以下で検出されない場合である。ER の埋め込みの深さが PSD における核分裂片の飛程に比べて浅い、または核分裂片が放出される角度がビーム軸に対して水平に近い場合に起こりうる。前者では、PSD の不感層でエネルギーを損失し、後者では PSD と SSD の不感層でエネルギーを損失する。波高欠損については、エネルギーに依存するので、すべての場合に影響がある。

図 4.3.2 に PSD と SSD で検出された核分裂片のエネルギーの相関関係を示す。

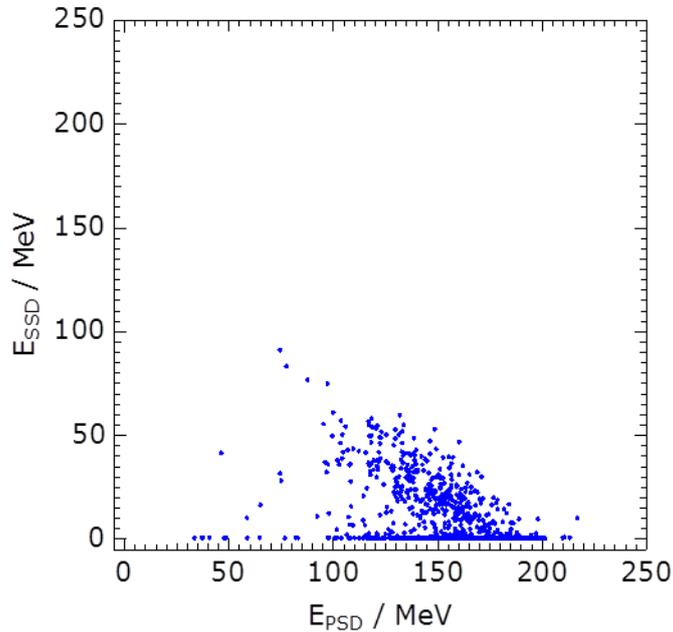


図 4.3.2 PSD と SSD で検出された核分裂片のエネルギーの相関関係。

図 4.3.2 において、片方の核分裂片が PSD、もう一方が SSD で検出される I の場合のイベントは、左斜め上方向に分布している。埋め込み型の検出器を使用していることと、自発核分裂の質量分布が広がりを持ち、さらに核分裂片のエネルギーにも広がりがあるため、II と III の場合のイベントは横軸の E_{PSD} が広く分布している。そのため、本研究では PSD と SSD の両方で検出されたイベント (I の場合) と PSD のみで検出されたイベント (II および III の場合) の 2 つに分けて考えた。以下では、PSD と SSD の両方で検出されたイベントを PSD+SSD イベント、PSD のみで検出されたイベントを PSD only イベントと定義する。図 4.3.3 に検出方法による場合分けをしたエネルギースペクトルを示す[11]。

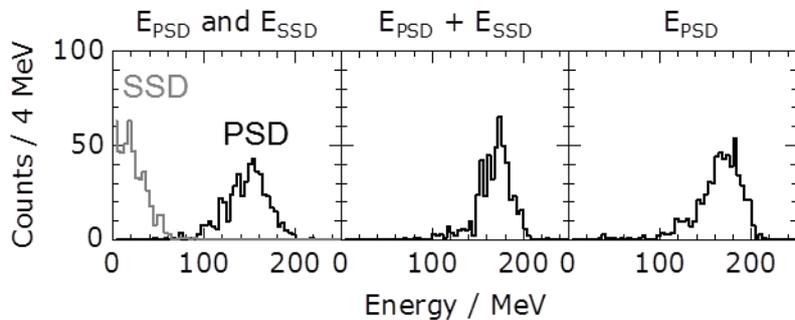
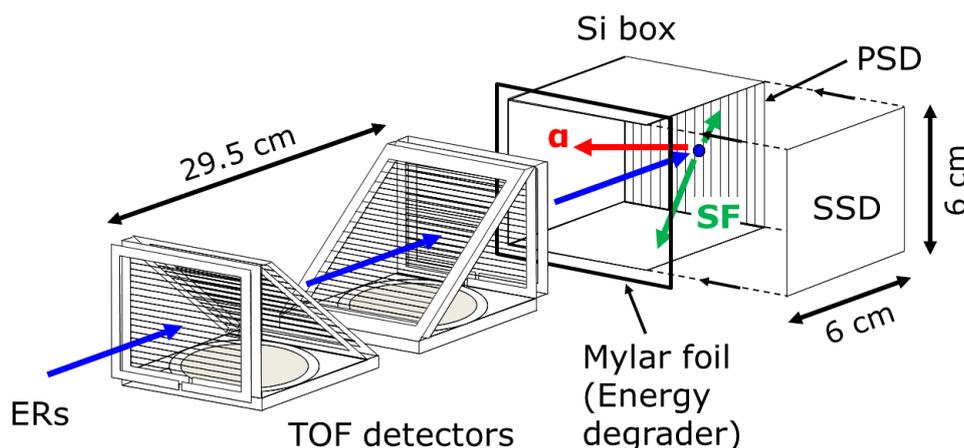


図 4.3.3 検出方法による場合分けをしたエネルギースペクトル。左：I の場合の、PSD と SSD それぞれのエネルギースペクトル。灰色が SSD、黒色が PSD を示す。中央：I の場合に PSD と SSD を足し合わせたエネルギースペクトル。右：II と III の場合の PSD のエネルギースペクトル[11]。

上図左に PSD+SSD イベントの PSD (黒色) と SSD (灰色) それぞれのエネルギースペクトルを示す。この時のエネルギーを足し合わせたものが中央のエネルギースペクトルである。このピーク中心のエネルギーはガウス関数でフィッティングした結果、171.7 MeV であった。文献値 $194.3 - 171.7 = 22.6$ MeV がこの場合の補正值となり、測定されたエネルギーに 22.6 MeV を足したものが TKE となる。右は PSD のみで検出された時のエネルギースペクトルである。低エネルギー側のテールは III で定義した片方の核分裂片が PSD で検出されてもう一方がエスケープする場合、もしくはもう一方が SSD の不感層までしか埋め込まれず SSD でのエネルギーが検出されない場合やごく表面で止まってしまい SSD でのエネルギーのしきい値以下で検出されない場合のイベントだと考えられる。このピーク中心のエネルギーも同様にガウス関数でフィッティングした結果、168.0 MeV であった。こちらの場合も同様に、 $194.3 - 168.0 = 26.3$ MeV が TKE を求めるための補正值となる。このように PSD+SSD イベントと PSD only イベントでは補正值が異なるため、場合分けを行いそれぞれの補正值を求めることで正確な TKE を求めることが可能となる。

4.4 ER の深さ方向による SF イベントの応答性

超重元素合成実験で合成する核種は様々であり、合成された核種のエネルギーが異なるため PSD に打ち込まれる ER の深さが異なる。そこで MYLAR 膜を設置し、そこを通過する ^{252}No の ER の運動エネルギーを低減させ、PSD に打ち込まれる ER の深さ方向の距離を調整し、ER の深さ方向に対する SF イベントの検出応答をより詳しく調べた。実験のセットアップを図 4.4.1 に示す。MYLAR 膜は Si-box の 65 mm 前にセットした。



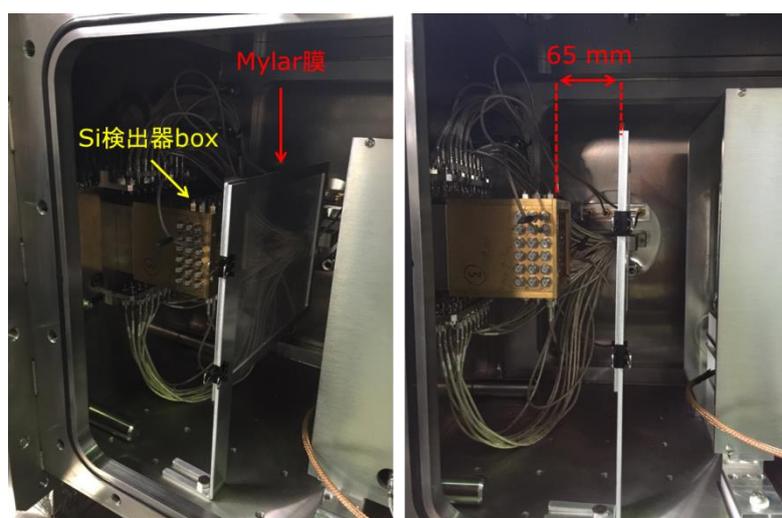


図 4.4.1 MYLAR 膜を Si-box の前に置いた時のセットアップ。 ^{252}No の ER は 2 台の TOF 検出器の後、MYLAR 膜を通過し、PSD に打ち込まれる。Si-box から MYLAR 膜までの距離は 65 mm である。

使用した MYLAR 膜の厚さは 1.5、3.0 ならびに 5.5 μm である。実験に使用した MYLAR 膜の写真を図 4.4.2 に示す。

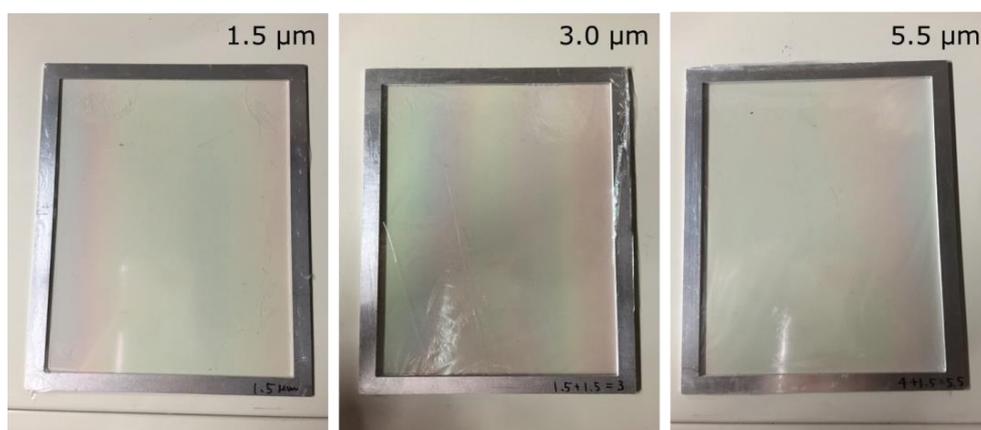


図 4.4.2 実験に使用した MYLAR 膜の写真。左より、1.5、3.0、5.5 μm 。

MYLAR 膜を設置した時としない時の実験結果を比較するために、前節で示した膜を設置していない時の実験結果を 0 μm と定義した。図 4.4.3 に MYLAR 膜の厚みを変化させた時に TOF 検出器で得られた粒子の飛行時間と PSD で検出された粒子のエネルギーの 2 次元プロットを示す。

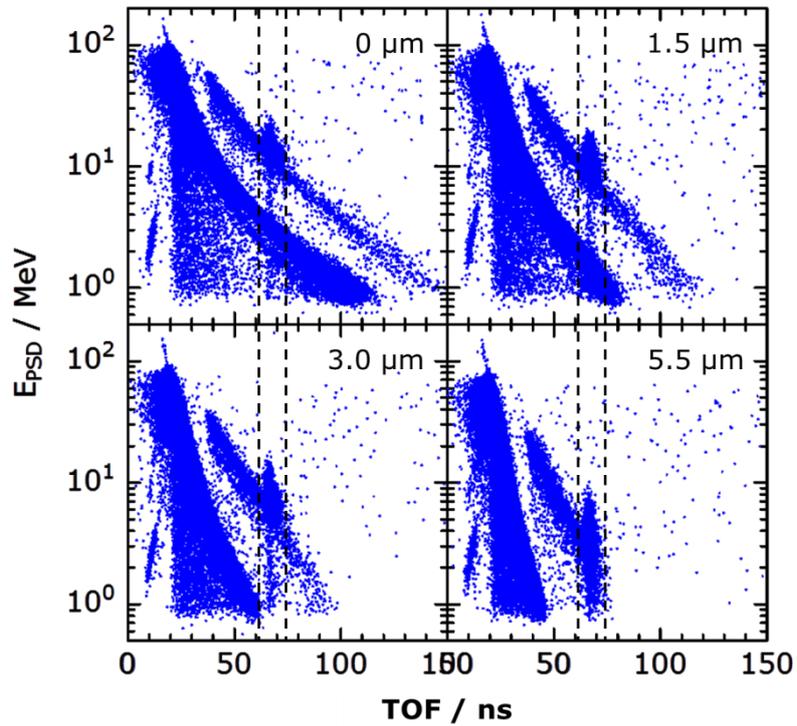


図 4.4.3 飛行時間と PSD で検出された粒子のエネルギーの 2 次元プロット。左上から順に、0、1.5、3.0、5.5 μm の MYLAR 膜を設置した場合を示す。点線は 62-73 ns を示す。

MYLAR 膜の厚さによって飛行時間に変化はないが、PSD で検出された ^{252}No の ER のエネルギーが低エネルギー側に変化していることが分かる。そこで飛行時間の条件は前節で求めた 62-73 ns とし、膜厚ごとの PSD で検出されたエネルギーのスペクトルを図 4.4.4 に示す。

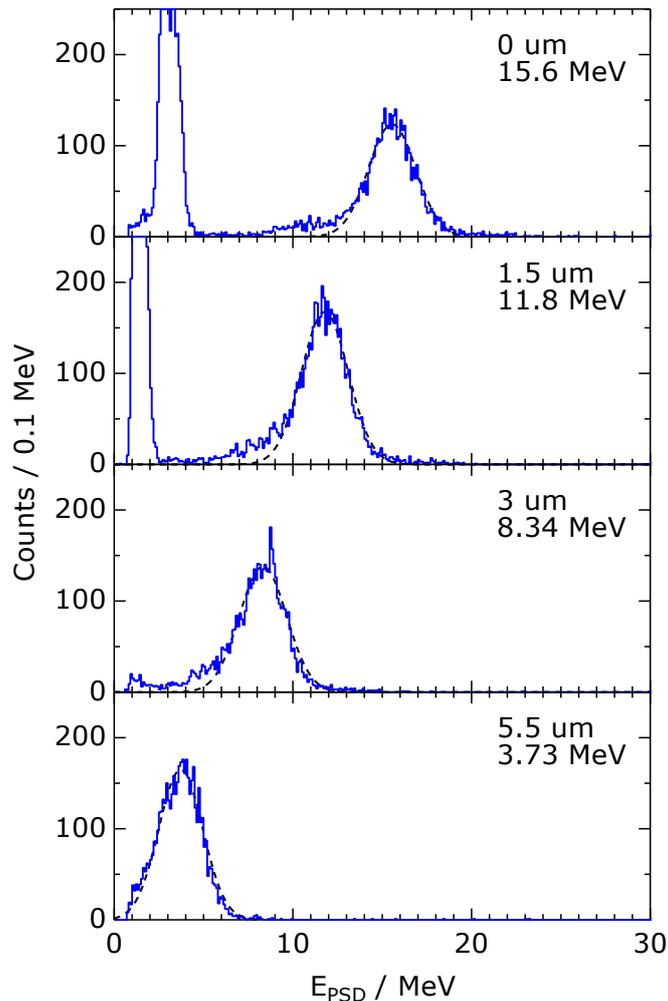


図4.4.4 飛行時間62-73 chにおける PSDで検出されたエネルギーのスペクトル。上から順に膜厚0、1.5、3.0、5.5 μm 。図中の値はガウス関数でフィッティングした時のピークの中心値のエネルギーである。

図 4.4.4 において 0、1.5 μm の時に右側に見えるピークは飛行時間の条件だけでは除くことのできない標的由来の粒子である。ER のエネルギーピークは膜厚が厚くなるにつれて MYLAR 膜によるエネルギー損失が増えるため、低エネルギー側にシフトしていくことが分かる。膜なし（膜厚 0 μm ）の場合と同様にそれぞれのエネルギースペクトルをガウス関数でフィッティングし、中心値から $\pm 3\sigma$ の範囲（膜厚 1.5 μm では $E_{\text{ER}}=7.79\text{-}15.8$ MeV、3.0 μm では $E_{\text{ER}}=4.35\text{-}12.3$ MeV、5.5 μm では $E_{\text{ER}}=0\text{-}7.45$ MeV）を ^{252}No の ER のエネルギーの条件とした。図 4.4.5 に飛行時間および ER のエネルギーについての条件を用いた場合の LG でのエネルギースペクトルを示す。ER と SF イベントの崩壊時間・位置は 4.2 で決めた条件（崩壊時間：23 s、位置： ± 2 mm）を使用した。

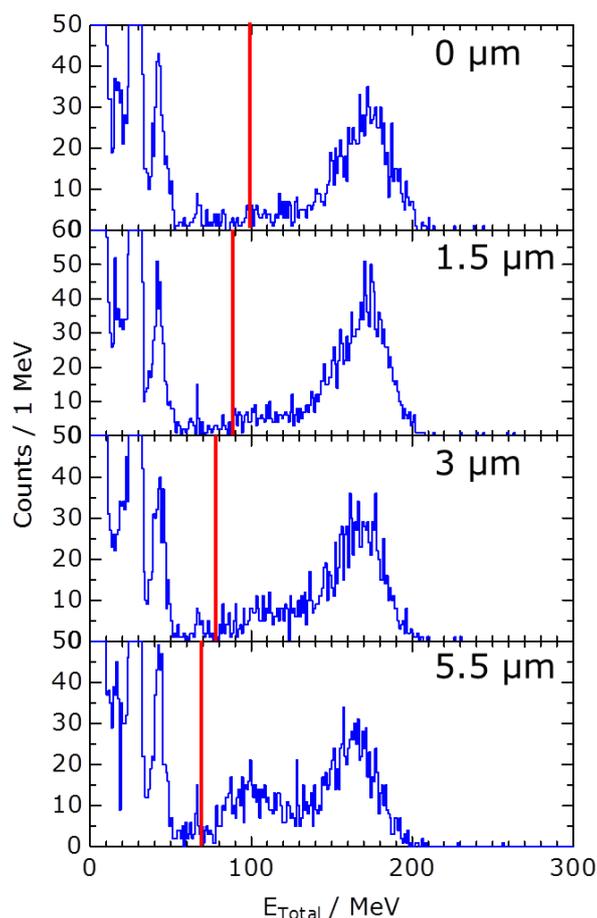


図 4.4.5 LG でのエネルギーのスペクトル。上から順に膜厚 0、1.5、3.0、5.5 μm 。赤線は 100、90、80、70 MeV を示す。

この図より、膜厚が厚くなるにつれて SF イベントのエネルギーピークが低エネルギー側にシフトしていることが分かる。SF イベントのエネルギー条件は膜厚 1.5 μm では 90 MeV、3.0 μm では 80 MeV、5.5 μm では 70 MeV 以上とした。図 4.4.6 に膜厚を変えた場合の PSD と SSD で検出されたエネルギーの相関関係を示す[11]。

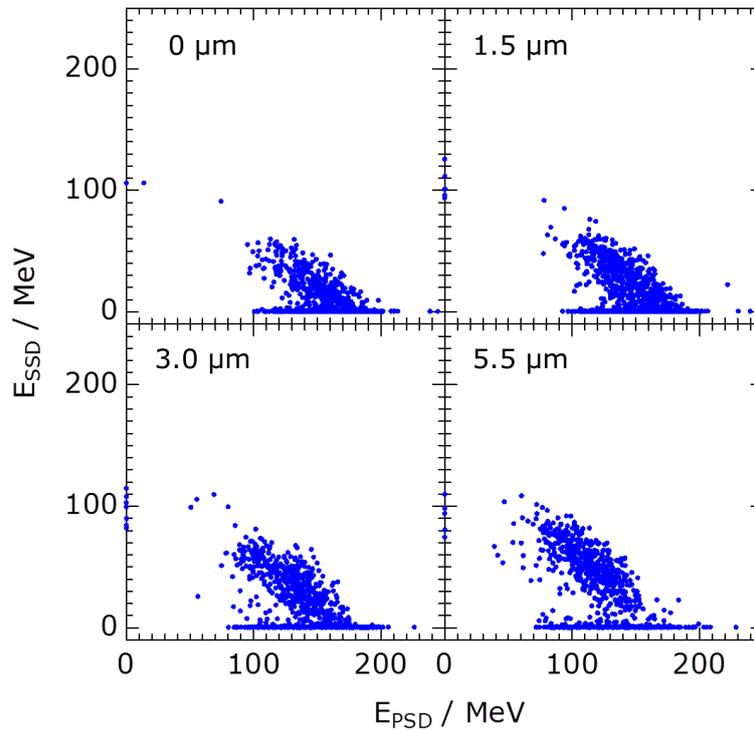


図 4.4.6 膜厚を変えた時の PSD と SSD で検出されたエネルギーの相関関係。左上から膜厚 0、1.5、3.0、5.5 μm の場合を示す[11]。

PSD only イベントは縦軸の E_{SSD} が 0 MeV で横軸の E_{PSD} は広く分布しており、MYLAR 膜を厚くするにつれて E_{PSD} の分布が低エネルギー側にシフトしていることがわかる。この結果は図 4.4.5 のエネルギースペクトルにも表れている。PSD+SSD イベントは左斜め上方向に広く分布しており、MYLAR 膜が厚くなるにつれて左上方向に移動しているのが見てとれる。これは以下に示す PSD+SSD イベントの影響によると考えられる。MYLAR 膜が厚くなるにつれて PSD に入射する ^{252}No の ER のエネルギーが低くなり、PSD 内での ER の埋め込み深さが浅くなる。埋め込みの浅い位置から放出された核分裂片の一つは、十分なエネルギーを PSD に付与せず飛び出して SSD で検出されるため、MYLAR 膜が厚くなると PSD へのエネルギー付与が小さく SSD へのエネルギー付与が大きい PSD+SSD イベントとなり、PSD と SSD で検出されたエネルギーの相関関係は左上方向にシフトする。図 4.4.7 に膜厚を変えた場合のエネルギーのスペクトルを示す[11]。

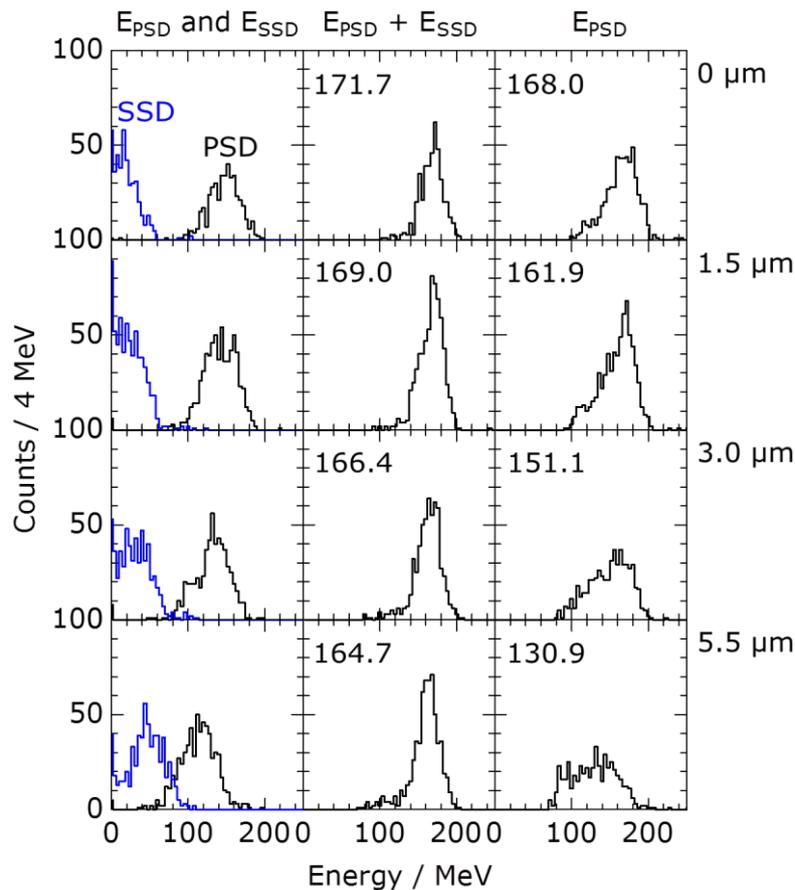


図 4.4.7 膜厚を変えた時のエネルギースペクトル。上から順に膜厚 0、1.5、3.0、5.5 μm 。図中の値はガウス関数のフィッティングによって得られたピークの中心値で、単位は MeV[11]。

左側は ^{252}No の PSD+SSD イベントについて PSD (黒色) および SSD (青色) で得られたエネルギースペクトルである。膜厚が厚くなるにつれて、左側に示した SSD のピークが高エネルギー側に、PSD のピークが低エネルギー側にシフトしていくのが分かる。中央は左側に示した PSD と SSD のエネルギーを足したスペクトルである。ピークの中心値にほとんど変化は見られない。右側は PSD のみで検出されたエネルギーのスペクトルである。膜厚が厚くなるにつれて、ピークの中心値が低エネルギー側にシフトしていき、またピークが広がっていることが分かる。これは核分裂片の核種やエネルギーのばらつきに加えて、膜厚が厚くなるにつれて ER の運動エネルギーが小さくなり PSD での埋め込み深さが浅くなるためエスケープイベントが増えること、検出器の不感層の影響が大きくなることが原因として考えられる。

図 4.4.8 に膜厚ごとの検出された SF イベントにおける PSD+SSD イベントの割合を示す。エラーバーはイベント数の統計誤差である。膜厚が厚くなるにつれて検出された SF イベントのうち、PSD+SSD イベントの割合が増加し、膜厚 0 μm の時 43.8%、1.5 μm の時 48.9%、3.0 μm の時 51.9%、5.5 μm の時 55.6%であった。図 4.4.6 や 4.4.7 から分かるように、

膜厚が厚くなるにつれて ER の運動エネルギーが小さくなることで核分裂片の PSD 内での飛程に比べて ER の埋め込み深さが浅くなり、PSD+SSD イベントが増加すると考えられる。

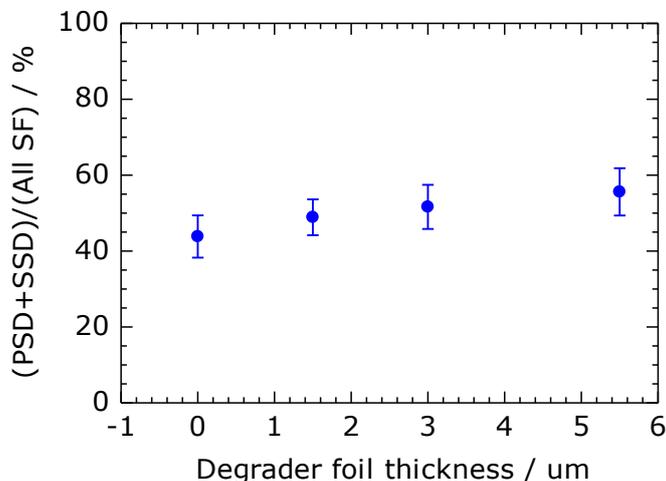


図 4.4.8 膜厚ごとの検出された SF イベントにおける PSD+SSD イベントの割合。

GSI の Hoffman 等のグループは、 ^{252}No からの自発核分裂片を STOP 検出器 (GARIS の PSD に対応) と BOX 検出器 (GARIS の SSD に対応) の双方で検出されたイベント (GARIS でいう PSD+SSD イベント)、または STOP 検出器だけで検出されたイベント (GARIS でいう PSD only イベント) それぞれのエネルギースペクトルをガウス関数でフィッティングし、このピークの中心値を ^{252}No の文献値からそのピーク値を差し引いた値を用いて自発核分裂の TKE 補正值の定義を行った[3]。図 4.4.9 に文献[3]と同じ手法を用いて求めた自発核分裂片の TKE 補正值の PSD+SSD イベントを左図に、PSD only イベントを右図に示す。エラーバーは ER がビーム方向に対して標的の上流、下流と中心で合成された場合の差である。

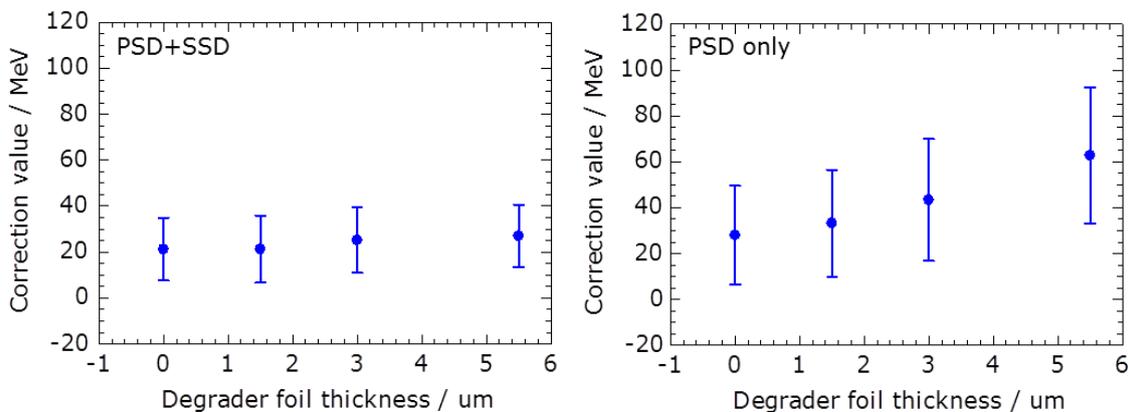


図 4.4.9 MYLAR 膜の厚さに対する TKE の補正值。左: PSD+SSD イベント、右: PSD only イベント。エラーバーは ER がビーム方向に対して標的の上流、下流と中心で合成された場合の差。

PSD+SSD イベントでは TKE 補正值の変化は見られないが、PSD only イベントでは膜厚が厚くなるにつれて補正值が大きくなっていることが分かる。他の核種ではもとの運動エネルギーが異なり PSD に打ち込まれる深さも異なるため、横軸が膜厚ではこの補正值を用いることができない。そこで他の核種にも対応するように横軸を埋め込み深さにすることが重要である。そのため、SRIM (The stopping and range of ions in matter) [12]を用いて合成された ER のエネルギーを求め、次にその ER が検出器に打ち込まれるまでに損失するエネルギー、そして検出器に打ち込まれた時の埋め込み深さを求めた。

まずは、合成された ER のエネルギーを求める。2 章で述べたように ER のエネルギーは

$$E_{ER} = \frac{A_t}{A_p + A_t} E_{lab} \quad (4.4.1)$$

より求めることができる。 A_t は Pb 標的の質量数 (206)、 A_p は Ca ビームの質量数 (48)、 E_{lab} は入射ビームのエネルギー (218.5 MeV) である。入射ビームは標的中でエネルギーを失い、また合成された原子核は標的中、真空隔壁および TOF 検出器の入射窓でエネルギーを失う。入射ビームの標的中でのエネルギー損失として、ビーム方向に対して標的の上流、中心、下流の 3 つの場合を考え、SRIM で図 4.4.10 に示すように 218.5 MeV の ^{48}Ca が 0.27 μm の C-backing を通過したあとのエネルギー (上流)、218.5 MeV の ^{48}Ca が 0.27 μm の C-backing と 0.16 μm の ^{206}Pb を通過したあとのエネルギー (中心)、218.5 MeV の ^{48}Ca が 0.27 μm の C-backing と 0.32 μm の ^{206}Pb を通過したあとのエネルギー (下流)、それぞれの地点におけるビームのエネルギーを計算した。

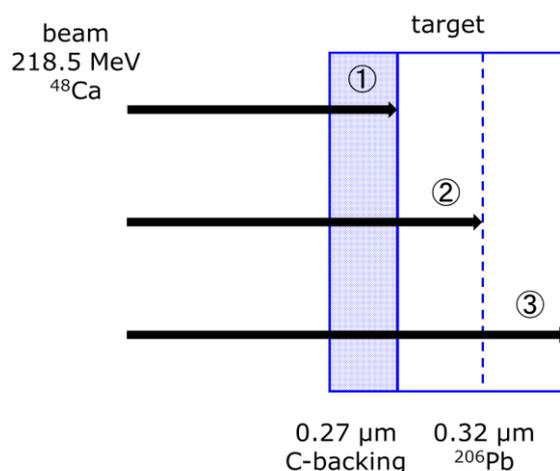


図 4.4.10 入射ビームの標的中におけるエネルギー損失の計算概要。① : 218.5 MeV の ^{48}Ca が 0.27 μm の C-backing を通過したあとのエネルギー (上流)、② : 218.5 MeV の ^{48}Ca が 0.27 μm の C-backing と 0.16 μm の ^{206}Pb を通過したあとのエネルギー (中心)、③ : 218.5 MeV の ^{48}Ca が 0.27 μm の C-backing と 0.32 μm の ^{206}Pb を通過したあとのエネルギー (下流)。

この結果、標的上流側では 217.3、中心では 215.9、下流側では 214.5 MeV となり、この値を式(4.4.1)に代入するとそれぞれの地点で合成された ^{252}No の ER のエネルギーは 41.1、

40.8、40.5 MeV と求められる。SRIM で計算が可能なのは原子番号 92 の U までなので、式(4.4.2)を用い、 ^{238}U に ^{252}No のエネルギーと質量数の比を外挿して計算した[3]。

$$\frac{E_{ER(\text{No})}}{252} = \frac{E_{ER(\text{U})}}{238} \quad (4.4.2)$$

次に合成された後、PSD に打ち込まれるまでのエネルギー損失を求めた。図 4.4.11 に標的の上流、中心、下流で合成された ^{252}No が PSD に打ち込まれるまでに損失するエネルギーの計算概要を示す。

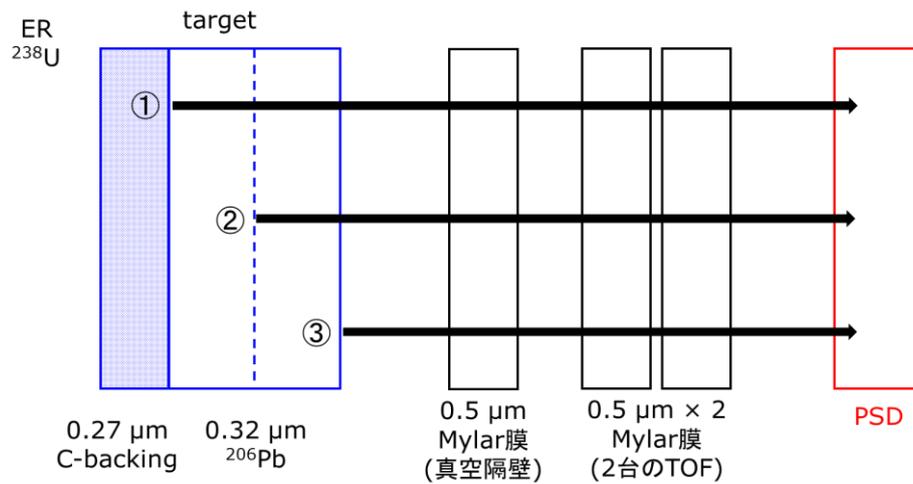


図 4.4.11 合成後、PSD に打ち込まれるまでのエネルギー損失の計算概要。①： E_{ER} (上流) が $0.32 \mu\text{m}$ の ^{206}Pb 、真空隔壁および TOF 検出器を通過したあとのエネルギー、②： E_{ER} (中心) が $0.16 \mu\text{m}$ の ^{206}Pb 、真空隔壁および TOF 検出器を通過したあとのエネルギー、③： E_{ER} (下流) が真空隔壁および TOF 検出器を通過したあとのエネルギー。

ER の運動エネルギーを低減させるための MYLAR 膜を入れた場合については、PSD の前に真空隔壁と TOF 検出器に使用している $0.5 \times 3 = 1.5 \mu\text{m}$ の他に厚さを追加し、 $3.0 \mu\text{m}$ ($0.5 \times 3 + 1.5$)、 $4.5 \mu\text{m}$ ($0.5 \times 3 + 3.0$)、 $7.0 \mu\text{m}$ ($0.5 \times 3 + 5.5$) として同様の計算を行った。図 4.4.12 に ^{252}No に対する膜厚と埋め込みの深さの関係を示す。

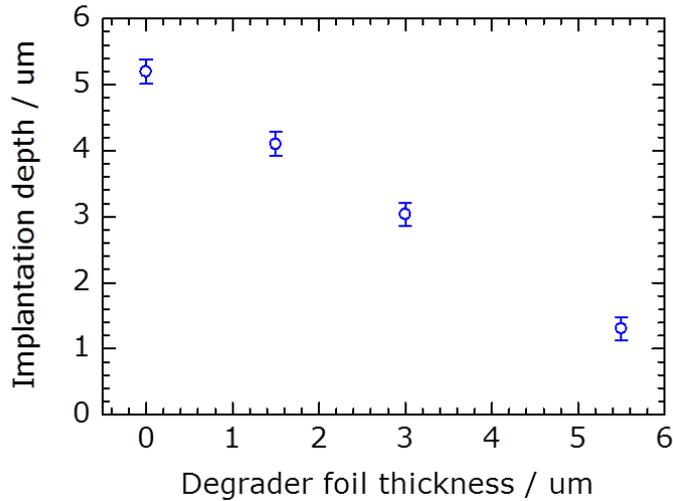


図 4.4.12 MYLAR 膜の厚さと SRIM で計算した ^{252}No の Si 中 (PSD) での埋め込み深さの関係。

この結果、膜厚 $0 \mu\text{m}$ の時 Si 中 (PSD) に埋め込まれる深さは $5.2 \mu\text{m}$ (計算される ER のエネルギーは 31.4 MeV)、 $1.5 \mu\text{m}$ の時 $4.1 \mu\text{m}$ (24.4 MeV)、 $3.0 \mu\text{m}$ の時 $3.0 \mu\text{m}$ (17.8 MeV)、 $5.5 \mu\text{m}$ の時 $1.5 \mu\text{m}$ (7.2 MeV) となった。エラーバーは ER が標的の上流、下流と中心で合成された場合の差である。他の核種についても同様の計算によりエネルギー損失が求められ、PSD での埋め込み深さを導出することができる。

求めた PSD での埋め込み深さをを用いて、図 4.4.9 の TKE 補正値の横軸を埋め込み深さとした結果を図 4.4.13 に示す。

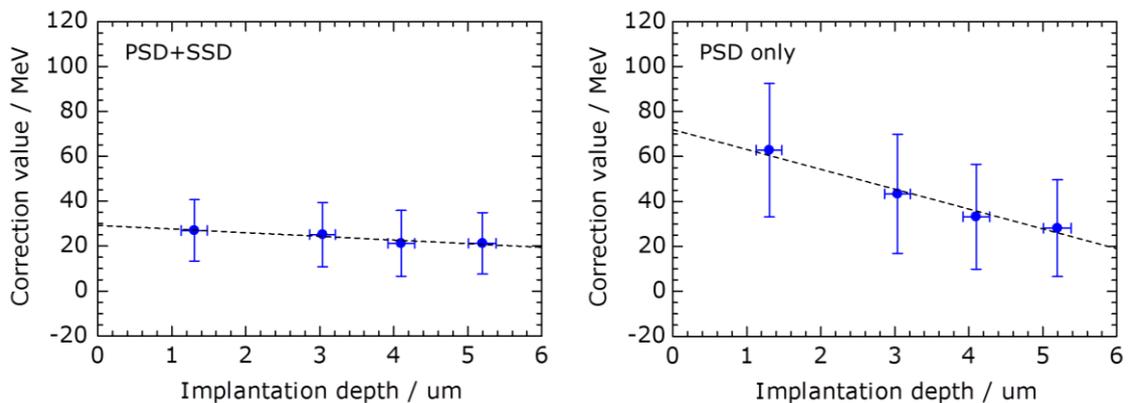


図 4.4.13 横軸を PSD での埋め込み深さとした時の TKE 補正値。左: PSD+SSD イベント、右: PSD only イベント。点線は一次関数でのフィッティング結果を表している。

横軸のエラーバーは標的の中心から上流または下流で合成された場合の ER エネルギーの差であり、縦軸のエラーバーは SF のエネルギーピーク (図 4.4.7) の 1σ の値とした。PSD+SSD イベント、PSD only イベントそれぞれについて一次関数 $y=-ax+b$ でフィッティングを行い、

PSD+SSD イベントについて、

$$\text{TKE 補正值} = -1.815x + 32.52 \quad (4.4.3)$$

$$\text{誤差} = -0.238x + 14.81 \quad (4.4.4)$$

PSD only イベントについて、

$$\text{TKE 補正值} = -9.397x + 73.31 \quad (4.4.5)$$

$$\text{誤差} = -2.616x + 33.29 \quad (4.4.6)$$

の補正式を得た。式(4.4.3)、(4.4.5)は補正值の式であり、式(4.4.4)、(4.4.6)は 1σ の値を一次関数 $y=-ax+b$ でフィッティングした誤差の式である。埋め込み深さを代入することによって、現在使用している Si-box における SF イベントの TKE 補正值ならびにその誤差を求めることができる。GSI による先行研究では、PSD における ^{252}No の ER の埋め込み深さが 4~5 μm の時、PSD+SSD イベントの補正值は 35.7 MeV、PSD only イベントの補正值は 24.9 MeV となっており [3]、本実験で求めた補正值とは異なる。この違いは使用している Si 検出器が異なるためだと考えられ、正確な TKE を導出するためには検出器ごとの補正值を求める必要があることが分かった。次章では理研で行った Z=116 元素合成実験で観測された SF イベントについて、本実験で求めた式(4.4.3)~(4.4.6)を用いて TKE を求め、他研究機関での実験結果や理論値との比較を行う。

4.5 ER の波高欠損

SF イベントに加え、ER についても詳しく調べることによって観測される崩壊チェーンの始まりと終わりが分かるため、核種同定の精度をあげることが可能になる。そこで、前節で行ったように SRIM[12]を使用して ER の入射エネルギーを計算し、本実験[11]ならびに理研でこれまでに実験を行った Z=108 番元素 ($^{263-265}\text{Hs}$) [13]、Z=110 番元素 (^{271}Ds) [14]、Z=111 番元素 (^{272}Rg) [15]、Z=112 番元素 (^{277}Cn) [16]、Z=113 番元素 (^{278}Nh) [17-19] について ER の計算値と測定結果の関係から波高欠損の影響を調べた。図 4.4.9 の②に示した方法でターゲット中心におけるビームのエネルギーを SRIM を用いて計算し、式(4.4.1)より合成された ER のエネルギーを求めた。次に図 4.4.10 の②に示した方法で求めた ER が真空隔壁や TOF 検出器の MYLAR 膜によって損失するエネルギーを SRIM で計算し、ER が検出器に打ち込まれる時のエネルギーを導出した。SRIM で実験に使用したビームやターゲットの元素、質量数、エネルギーを入力し、U より大きい原子番号を持つ ER は式(4.4.2)を用い、 ^{238}U と求める核種のエネルギーおよび質量数の比を外挿して計算した。上述の方法で計算した ER の入射エネルギーと PSD で検出されたエネルギーの関係を図 4.5.1 に示す。

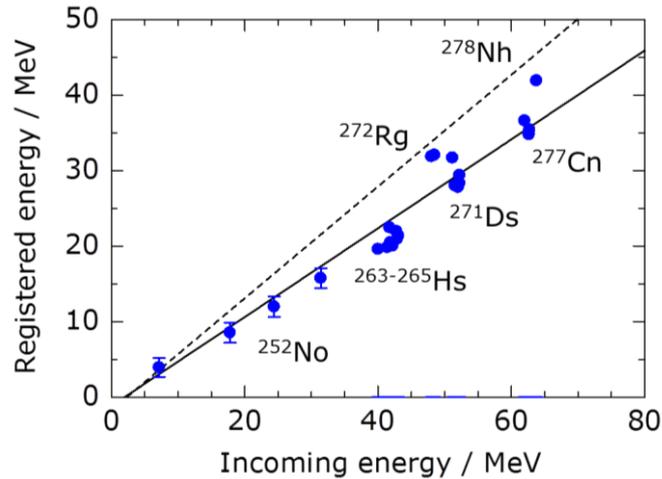


図 4.5.1 SRIM を用いて計算した ER の入射エネルギーと PSD で検出されたエネルギーの関係。点線は Tsyganov による一次関数でのフィッティング結果[20]、実線は理研でこれまでに得られたデータ [11,13-19]を同様に一次関数でフィッティングした結果である。

一次関数 $y = -ax + b$ でのフィッティングを行い、理研における波高欠損の半経験式

$$y = 0.5884x - 1.157 \quad (4.5.1)$$

が得られた。Tsyganov による先行研究[20]で示された式

$$y = 0.74x - 1.7 \quad (4.5.2)$$

よりも傾きが小さく、波高欠損の影響が大きいことが分かった。計算の詳細が公開されていないため分からないが、これは計算手法の違いまたは使用している検出器や合成された ER が検出器に運ばれてくる過程の充填ガスの違い等によると考えられる。

ER の波高欠損の関係式は核種同定に有効であり、実際に GSI で行われた Z=112 元素合成実験では観測された ER[21]が式(4.5.2)から大きくはずれていたために、再解析の結果イベントから除外された[22]。次章では理研で行った Z=116 元素合成実験で観測された ER のエネルギーについて、式(4.5.1)を用いて整合性を確認する。

4.6 Si-box の SF イベントに対する検出応答の評価

原子核研究分野で一般的に使われる SRIM はイオンの阻止能や飛程の計算などではできるが、3次元体系をふまえたシミュレーションはできないため、超重元素合成実験で用いられる Si-box の幾何学的配置を取り込んで SF イベントに対する検出応答を評価するには適さない。しかし、日本原子力開発機構が開発を進めている粒子輸送計算コードである PHITS (Particle and Heavy Ion Transport code System) [23]を用いて 3次元体系内における放射線挙動を解析することができる。そこで、PHITS と SRIM による飛程の比較し、PHITS が Si-box の応答性を評価するために適用できるか評価を行った。まず、PHITS が Si-box の応答性を評価するために適用できるかを確認するために PHITS と SRIM による飛程の比較を行った。線源は ^{252}No の核分裂片を仮定して約半分の原子番号・質量数で安定核である

^{120}Sn とし、エネルギーも ^{252}No の TKE の約半分の 100 MeV とした。線源から放出された粒子が Si 中で止まった位置情報(x,y,z)から飛程を計算した。図 4.6.1 に PHITS において、100 MeV の ^{120}Sn を 10000 個、Si に入射させた時の計算の概要を示す。

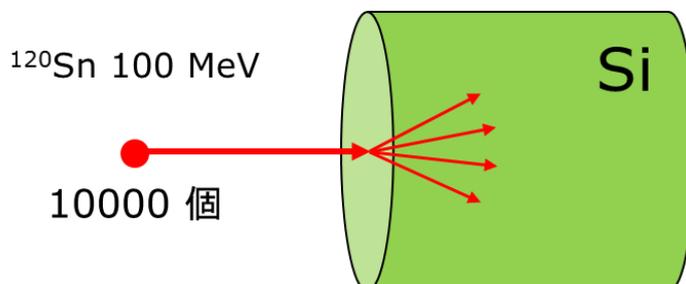


図 4.6.1 PHITS を用いて 100 MeV の ^{120}Sn を 10000 個、Si に入射させた時の計算の概要。

SRIM でも同じ線源を用いて計算を行い、Si 中での飛程を求めた。粒子を 10000 個入射させた時の PHITS および SRIM で求めた飛程のヒストグラムを図 4.6.2 に示す。

ピークを中心値および誤差 1σ の値をガウス関数のフィッティングによって求めた結果、PHITS では $16.3 \pm 0.3 \mu\text{m}$ 、SRIM では $16.8 \pm 0.5 \mu\text{m}$ となった。この差はエネルギー損失やクーロン散乱などを考慮する計算過程によるものと考えられるが、差は 3.1%であり、SRIM と同程度に PHITS がシミュレーションに適していることが分かった。

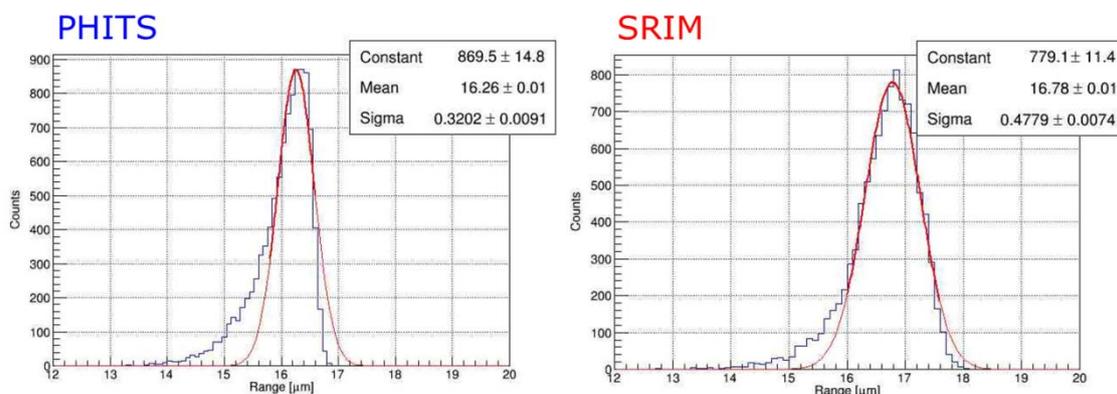


図 4.6.2 100 MeV の ^{120}Sn を 10000 個、Si に入射させた時の Si 中での飛程分布。左：PHITS、右：SRIM による計算結果。得られた飛程の平均値はヒストグラムをガウス関数でフィッティングし、その中心値から求めた。

次に、実験に使用した Si-box の幾何学的配置を取り込み SF に対する検出応答を詳しく調べるために、線源を ^{252}No の核分裂片に仮定し、核分裂片の検出方法について PHITS を用いてシミュレーションを行った。図 4.6.3 に PHITS でのシミュレーションに用いた Si-box の体系を示す。

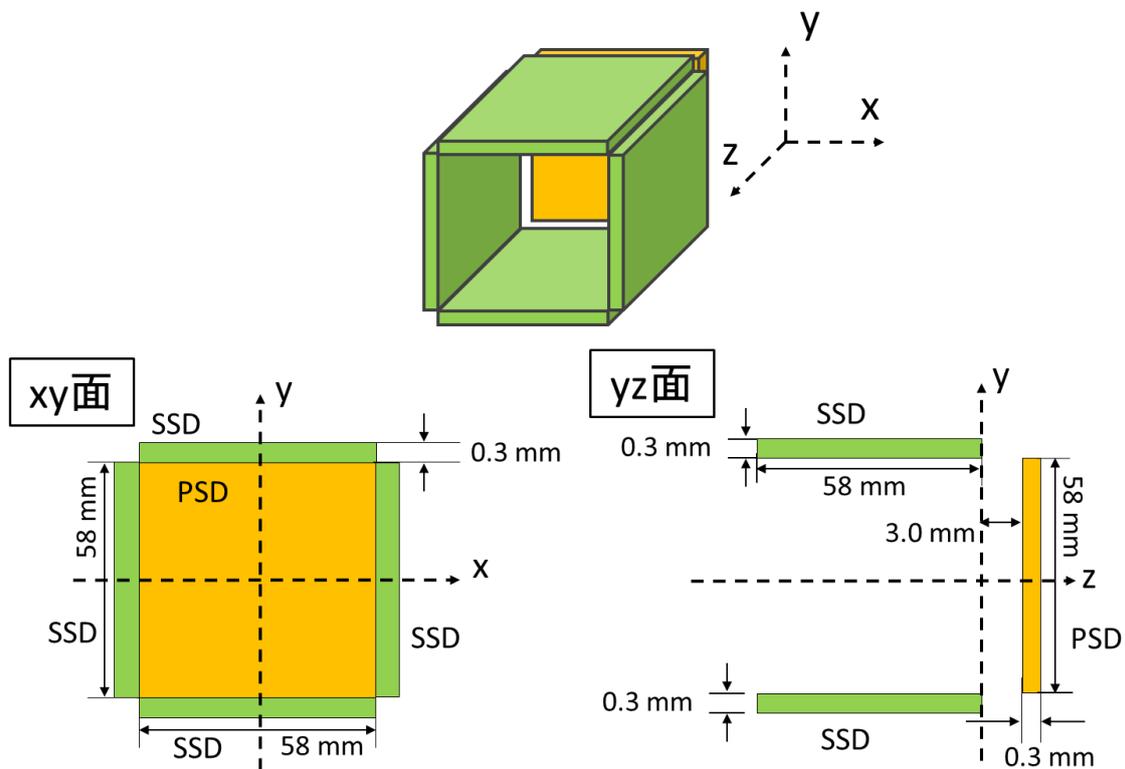


図 4.6.3 PHITS でのシミュレーションで使用した Si-box の体系。

ビーム軸方向を z 軸とし、 xy 平面に Si (PSD) を置き、それを囲むように 4 枚の Si (SSD) を配置した。実験のセットアップと同じく、PSD と SSD の間は 3 mm 離し、検出器の大きさは PSD、SSD の有感面積 $58 \times 58 \text{ mm}^2$ とした。また、PSD と SSD のスペックより、各検出器の表面から深さ 80 nm の層を不感層として定義した。線源は飛程の計算と同様に ^{252}No の SF イベントを模擬し、 ^{252}No の約半分の原子番号・質量数で安定核である ^{120}Sn を使い、エネルギーも TKE の約半分の 100 MeV とした。この 100 MeV の ^{120}Sn を PSD と同じ面からランダムに放出させ、自発核分裂と同じく 1 回で 2 つの ^{120}Sn を互いに 180 度方向に飛び出させるようにした。

線源を PSD の表面から深さ $5 \mu\text{m}$ とし、粒子を 15 個放出させた場合の飛跡を図 4.6.4 に示す。続いて、設定した線源の模式図を図 4.6.5 に示す。

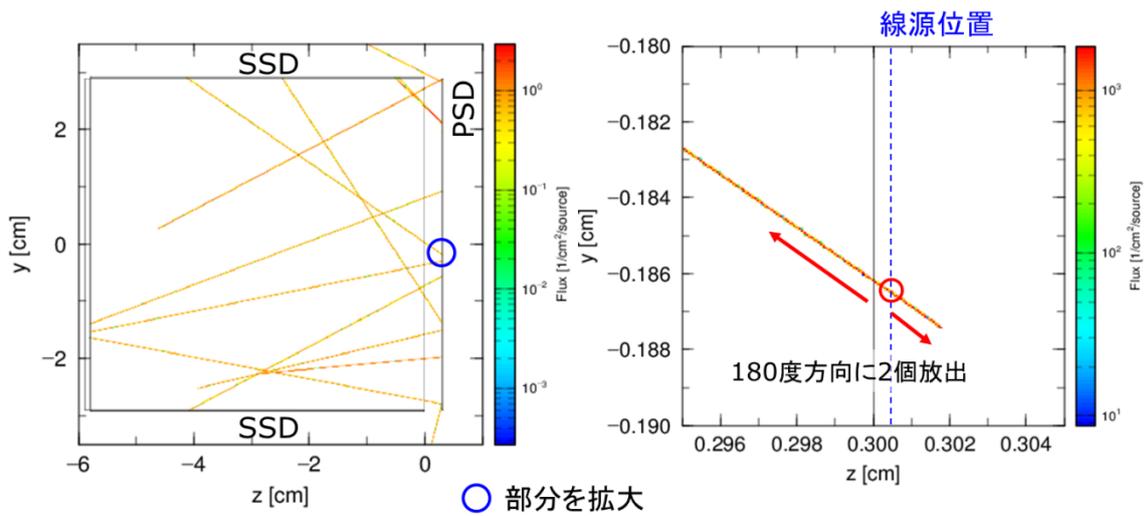


図 4.6.4 線源を PSD の表面から深さ 5 μm とし、粒子を 15 個放出させた場合の飛跡 (yz 方向)。左：Si 検出 box 全体の図、右：青丸を拡大した図。

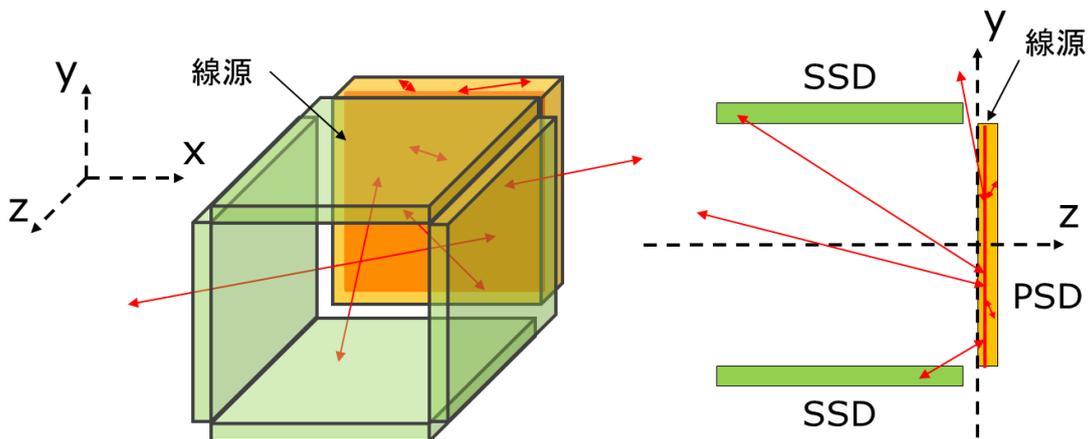


図 4.6.5 線源を 100 MeV の ^{120}Sn とし、PSD と同じ面から放出させた時の模式図。線源が放出される様子を赤い矢印で示す。線源位置から 1 回で 2 つの粒子が 180 度方向に放出される。

図 4.6.4 の右図は左図の青丸の部分拡大した図である。この図より、図 4.6.5 の右図に示すように xy 平面に設置した線源の位置から 180 度方向に ^{120}Sn が 2 つ放出されているのが分かる。図中では放出された方向を赤色の矢印で示した。図 4.6.4 左図では、図 4.6.5 の右図に示すように PSD および SSD が箱型に設置されており、PSD と同じ xy 平面から粒子が放出されているのが分かる。また、PSD+SSD イベントのほか、PSD と SSD の隙間から飛び出しているイベントおよび開口部から飛び出しているエスケープイベントが確認できる。

この線源を用いて、PSD 内での ^{252}No の ER の埋め込み深さを 1-5 μm まで 1 μm 間隔に設定しシミュレーションを行った。それぞれの深さで 100 MeV のエネルギーを持つ ^{120}Sn を

180度方向に2発、合計10000イベント放出させた時にPSDおよびSSDで検出されたエネルギーの相関関係を図4.6.6に示す。

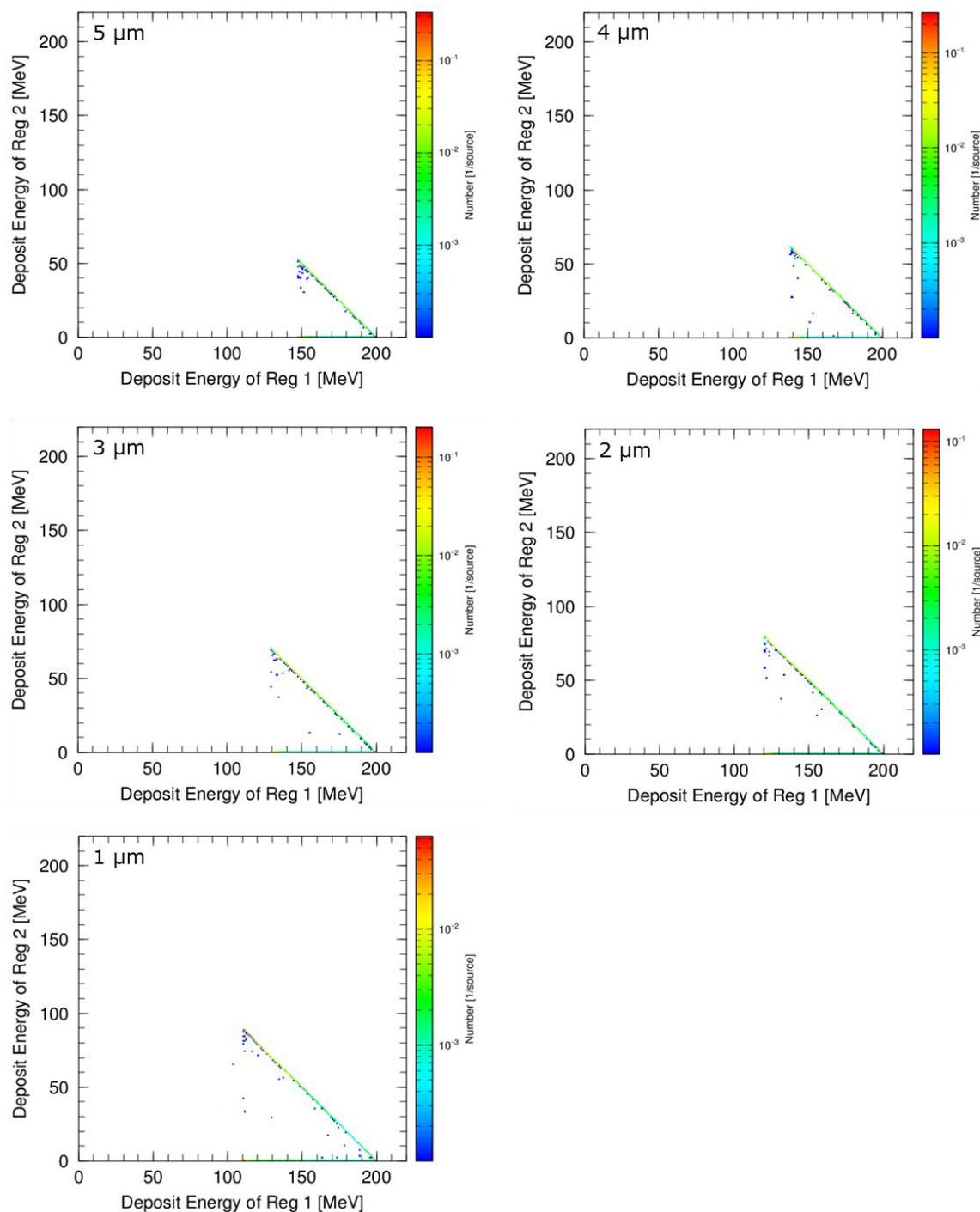


図 4.6.6 PSD の埋め込み深さを変えた時の PSD (横軸) および SSD (縦軸) で検出されたエネルギーの相関関係。左上から埋め込み深さ 5、4、3、2、1 μm におけるシミュレーションで得られた結果である。

この図より、横軸上に PSD only イベントを示す横軸の E_{PSD} が広く分布しており、PSD+SSD イベントが左斜め上方向に分布していることが分かる。また、線源を設置した位置（ER の PSD における埋め込み深さ）が浅くなるにつれて PSD only イベントは低エネルギー側にシフトしており、PSD+SSD イベントは左上方向にシフトしている。これは ER の埋め込み深さが浅くなるにつれて SF によって生じた核分裂片の一つが PSD 内を進む距離が短くなり、十分なエネルギーを PSD に付与せずに飛び出して SSD で検出されるため PSD+SSD イベントが増加するからであると考えられる。シミュレーションでは線源位置や核分裂片の核種・エネルギーを固定しているため、図 4.4.6 に示した実験結果のようにばらつきは見られないが、PSD と SSD で検出されたエネルギーの相関関係は実験結果と同じ傾向を示していることが分かった。

同様のシミュレーションから得られた PSD ならびに SSD で検出されたエネルギースペクトルを図 4.6.7 に示す。

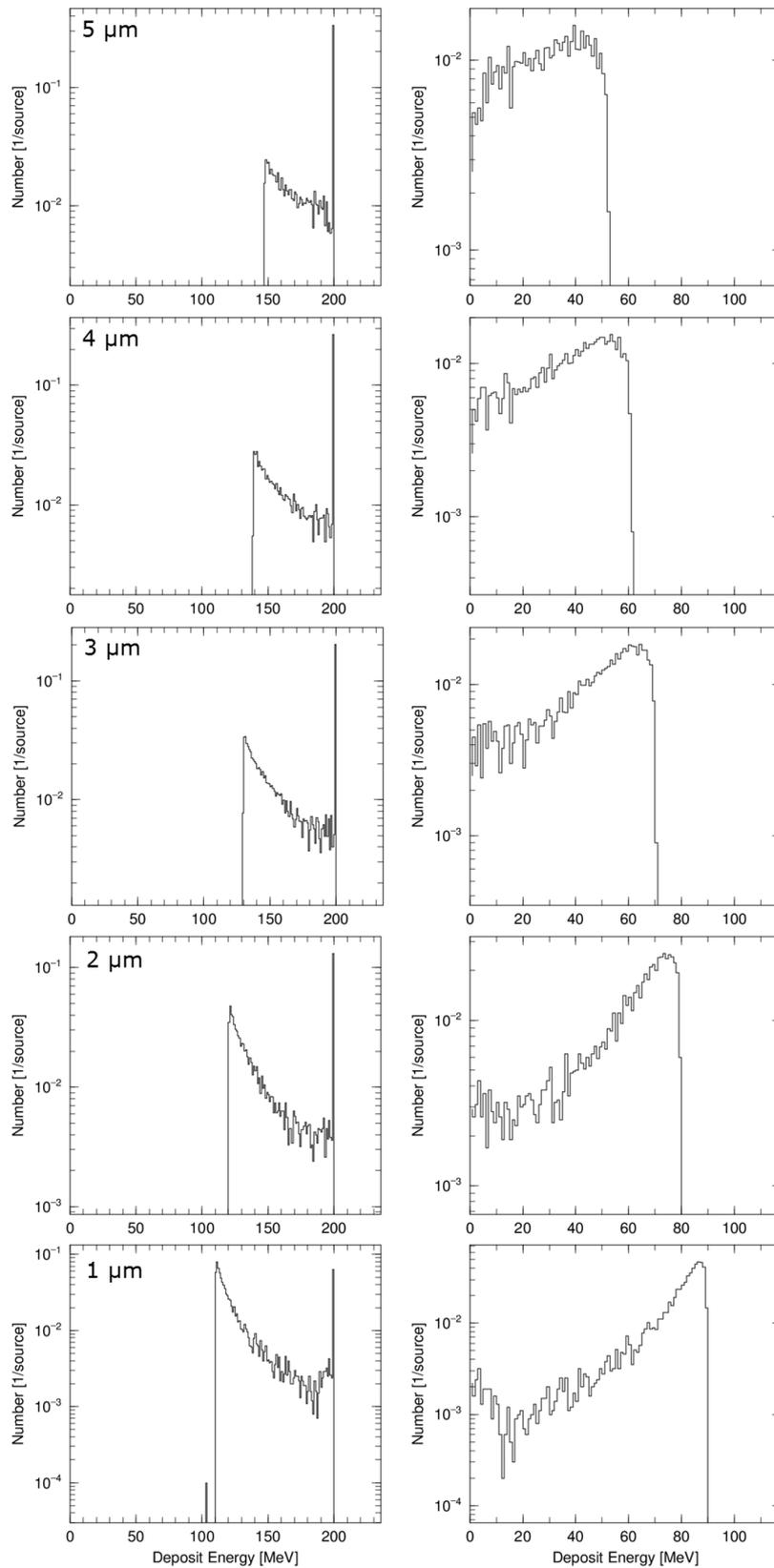


図 4.6.7 PSD での埋め込み深さを変えた時の PSD (左) および SSD (右) で検出されたエネルギースペクトル。上から埋め込み深さ 5、4、3、2、1 μm におけるシミュレーションで得られた結果。縦軸は線源 1 発あたりのイベント数である。

左図の PSD の 200 MeV のピークは PSD で 100 MeV の ^{120}Sn が 2 つともフルデポジットした場合のイベントを示す。このピークより低エネルギー側は PSD+SSD イベント、エスケープイベントまたは PSD と SSD の間から飛び出したイベントであると考えられる。埋め込み深さが浅くなるにつれて PSD では低エネルギー側のイベントが増えており、右図の SSD では高エネルギー側のイベントが増えていることが分かる。図 4.4.7 の左側に示した PSD と SSD のエネルギースペクトルからも ^{252}No の ER の埋め込み深さが浅くなるにつれて PSD で検出されたエネルギーが低エネルギー側にシフトしており、SSD で検出されたエネルギーが高エネルギー側にシフトしていることが分かり、シミュレーション結果は ^{252}No 合成実験の結果と同じ傾向を示した。

次に、PSD での埋め込み深さを変えた時の 1 μm ごとのシミュレーション結果から全ての SF イベントに対する PSD+SSD イベントの割合を計算し、実験結果（図 4.4.8 に示した ^{252}No の ER が標的中心で合成された時の値）との比較を行った。図 4.6.8 に埋め込み深さに対する全 SF イベントに対する PSD+SSD イベントの割合を示す。実験結果の埋め込み深さに対するエラーバーは図 4.4.12 に示した ER が標的の上流・下流で合成された時の差である。各結果における割合のエラーバーはイベント数の統計誤差である。

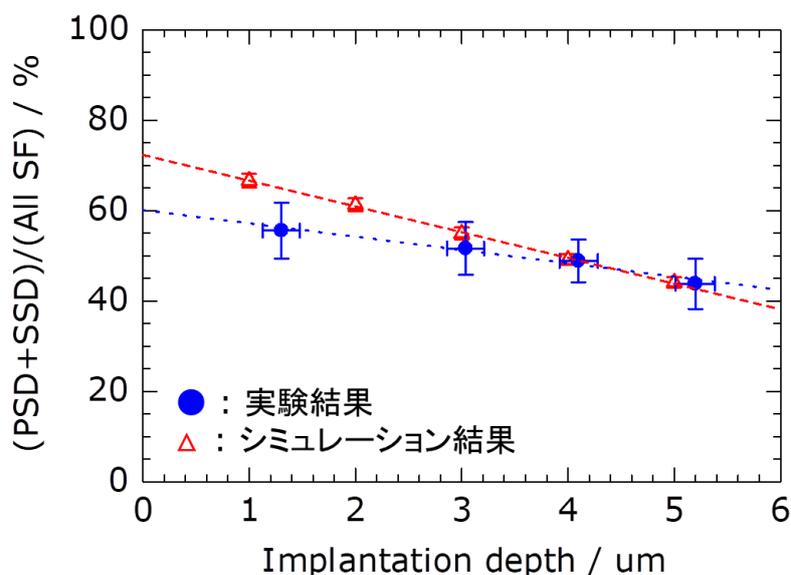


図 4.6.8 全ての SF イベントに対する PSD+SSD イベントの割合。赤丸が実験結果、青の点線がシミュレーション結果である。

シミュレーションでは全ての SF イベントのうち、PSD+SSD イベントの割合は ER の埋め込み深さが 1 μm の時 66.7%、2 μm の時 61.3%、3 μm の時 55.0%、4 μm の時 49.2%、5 μm の時 44.1%であった。それぞれの結果を一次関数 $y=ax+b$ でフィッティングした結果、実験結果は

$$y = -2.942x + 60.13 \quad (4.6.1)$$

となり、シミュレーション結果は

$$y = -5.699x + 72.34 \quad (4.6.2)$$

であった。埋め込み深さが深い部分については実験結果とシミュレーション結果が良い一致を示したが、浅い部分ではシミュレーション結果が実験結果に比べて(PSD+SSD)/All SFが高い割合を示した。Si-boxの配置上、PSDとSSDの隙間から抜け出すイベントがあり、片方の核分裂片がPSDとSSDの隙間から抜け出した場合、SFイベントはPSDだけで検出される。この抜け出す割合はPSDにおける埋め込み深さが浅い方が多くなり、実際のPSDとSSDの隙間とシミュレーションの設定値(3 mm)の違いがこの差に表れている可能性がある。また、本研究で行ったシミュレーションでは ^{252}No の自発核分裂片として2つの ^{120}Sn -100 MeVを仮定したが、実際は自発核分裂片の質量数とエネルギー分布に広がりがあるため、実験結果との差が表れた可能性がある。

^{252}No の合成実験より、超重核のSFイベントに対するPSDおよびSSDで検出されたエネルギーの相関関係によるイベントの判別方法やTKEの補正方法、ERの波高欠損についての関係式を求めることによってSi-boxにおけるSFイベントの応答性を詳しく調べた。次にこの手法を、熱い核融合反応を用いて行ったZ=116番元素(リバモリウム:Lv)の合成実験に応用した結果について述べる。

4.7 理研におけるZ=116合成実験の結果

理研では次の目標である119・120番新元素実験に向けて、現在準備を進めている。第1章で述べたように原子番号が大きくなるにつれて生成率が減少していくことから冷たい核融合反応による元素合成は難しく、119番元素以降では熱い核融合反応を用いた合成実験が計画されている。理研ではこれまでに $^{248}\text{Cm}_2\text{O}_3$ 標的に酸素(^{18}O)、フッ素(^{19}F)、ネオン(^{22}Ne)、ナトリウム(^{23}Na)ビームを照射して、熱い核融合反応によりZ=104(Rf:ラザホージウム)[24]、105(Db:ドブニウム)[25]、106(Sg:シーボーギウム)[26]、107番元素(Bh:ボーリウム)[25]の合成に成功している。その次の段階として、実験システムの性能評価と報告されている実験結果の検証のために、熱い核融合反応によって合成された超重元素としてよく知られている中性子過剰核Z=116番元素(Lv:リバモリウム)の合成実験を行った[31]。Lvは2000年にロシア・アメリカの共同研究チームが[27-29]、2012年にドイツの研究チームが[30]合成に成功した。本実験では、 ^{48}Ca ビームを $^{248}\text{Cm}_2\text{O}_3$ 標的に照射して、 $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca},\text{xn})^{296-x}\text{Lv}$ 反応によって合成実験を行った。 $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca},\text{xn})^{296-x}\text{Lv}$ 反応の実験条件を表4.7.1に示す。

表 4.7.1 $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca},\text{xn})^{296-x}\text{Lv}$ 反応の実験条件。

ビームタイム [days]	ビームエネルギー [MeV]	ビーム強度 [pμA]	ドーズ量 [particles]	標的厚 [μg/cm ²]
9.1	261.8	0.68-0.92	4.3×10^{18}	290
14.2	258	0.68-0.92	5.0×10^{18}	290

実験はビームエネルギーを 261.6 MeV に設定し、この時のビーム強度は 5.7×10^{12} particles/s (0.92 pμA) であった。続いてビームエネルギーを 258.0 MeV に設定し、この時のビーム強度は 5.7×10^{12} particles/s (0.92 pμA) であった。図 4.7.1 に $^{248}\text{Cm}_2\text{O}_3$ 標的の写真を示す。 $^{248}\text{Cm}_2\text{O}_3$ 標的には直径 100 mm のホイールを使用している。標的はホイールに取り付けた 8 枚の平均の厚さが $290 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ で、 $2 \mu\text{m}$ のチタンバックキング上に電着されている。この標的ホイールを毎分 1000 回転させた。 ^{248}Cm は半減期 3.48×10^5 年で崩壊し、分岐比は α 崩壊が 91.61%、SF が 8.39% である。そのため、標的から飛び出して PSD に打ち込まれた ^{248}Cm が自発核分裂を起こし、バックグラウンドイベントとして検出される。ドーズ量はビームエネルギーが 261.6 MeV の時 4.3×10^{18} particles で、 ^{292}Lv に対する生成断面積は 3.1 pb、 ^{293}Lv に対する生成断面積は 1.0 pb であった。258.0 MeV の時ドーズ量は 5.0×10^{18} particles で、 ^{293}Lv に対する生成断面積は 1.8 pb であった。合成した Lv は GARIS を用いて入射ビームやバックグラウンドとなる荷電粒子から分離し、PSD およびそれを取り囲む 4 台の SSD からなる焦点面検出器 (Si-box) で収集した。表 4.7.2 に Lv に合わせた実験時の GARIS のパラメータを示す。磁気剛性は 2.174 Tm、ヘリウムガスの圧力は 73 Pa に設定した。

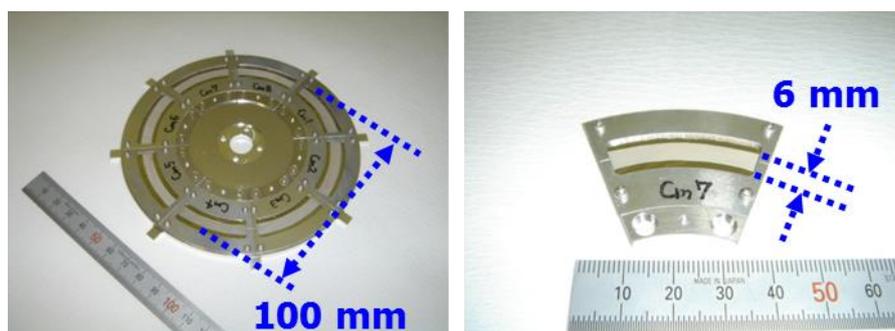


図 4.7.1 $^{248}\text{Cm}_2\text{O}_3$ 標的の写真。左は標的ホイールに 8 つの標的をセットした右はホイールにセットする前の標的の写真[32]。

表 4.7.2 実験時の GARIS のパラメータ。

Magnetic rigidity	2.174 Tm
He-gas pressure	73 Pa

ほかのセットアップについては第 3 章で示したものと同一である。

図 4.7.2 にビームエネルギー 261.8 MeV で 2.5 時間ビームを照射した時の PSD で得られたエネルギースペクトルを示す。

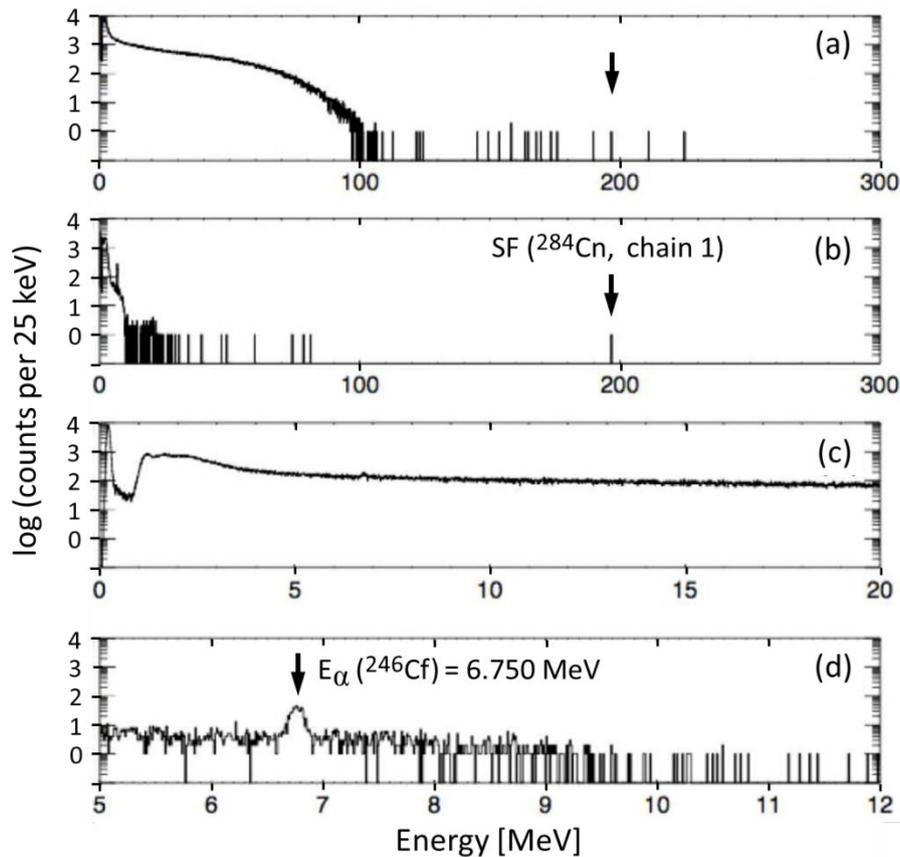


図 4.7.2 ビームエネルギー261.8 MeV で 2.5 時間ビームを照射した時の PSD で得られたエネルギースペクトル。(a)および(b)は LG でのエネルギースペクトルであり、(a)は TOF 検出器の条件なし、(b)は MCP off の場合。(b)の 197 MeV 付近のイベントは ^{284}Cn の SF イベントである。(c)および(d)は HG でのエネルギースペクトルであり、(c)は TOF 検出器の条件なし、(d)は MCP off の場合。(d)のピークは ^{246}Cf の α 線である[31]。

図(a)および(b)は LG で測定した 0-300 MeV のエネルギースペクトルであり、(a)は TOF 検出器の条件なし、(b)は粒子が MCP off の場合を示す。飛行時間と PSD で検出されたエネルギーの相関関係から(a)における 100-250 MeV のイベントはビーム由来の粒子、100 MeV 以下のイベントはビームならびに標的由来の粒子であると考えられる。これらの焦点面検出器で観測されたバックグラウンドとなる粒子は MCP off のイベントのみを選択することによって(b)に示すように除去できていることが分かる。(b)に示す MCP off の 197 MeV 付近のイベントは Lv の崩壊過程の ^{284}Cn の SF イベントであり、その崩壊チェーンを図 5.2.4 に示す。(c)および(d)は HG で測定したエネルギースペクトルであり、(c)は横軸を 0-20 MeV とし、TOF 検出器の条件がない場合、(d)は横軸を 5-12 MeV とし、こちらも MCP off のイベントのみを選択することによってバックグラウンドとなる粒子を除去できた。また、Z=116 合成実験の前に検出器のエネルギー校正のために行った $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{254}\text{No}$ 合成実験で合成された ^{254}No の長寿命な孫核 ^{246}Cf ($T_{1/2}=35.7$ h) の α 線 (6.750 MeV) が観測されており、Si-box が正常に動作していることが確認できた。

これまでに観測された $Z=116$ 番元素の崩壊チェーンはすべて SF で終わっていることから、前述の PSD および SSD で検出されたエネルギーの相関関係を用いて SF イベントを判別し、そこから崩壊チェーンを逆に辿ることによって合成された $Z=116$ 番元素の核種同定を行った。

図 4.7.3 に MCP off の条件における PSD と SSD で検出されたエネルギーの相関関係を示す。図(a)はビームエネルギーを 216.6 MeV とした時、(b)は 258.0 MeV とした時、(c)は実験終了後に行ったバックグラウンド測定時の PSD と SSD で検出されたエネルギーの相関関係である。

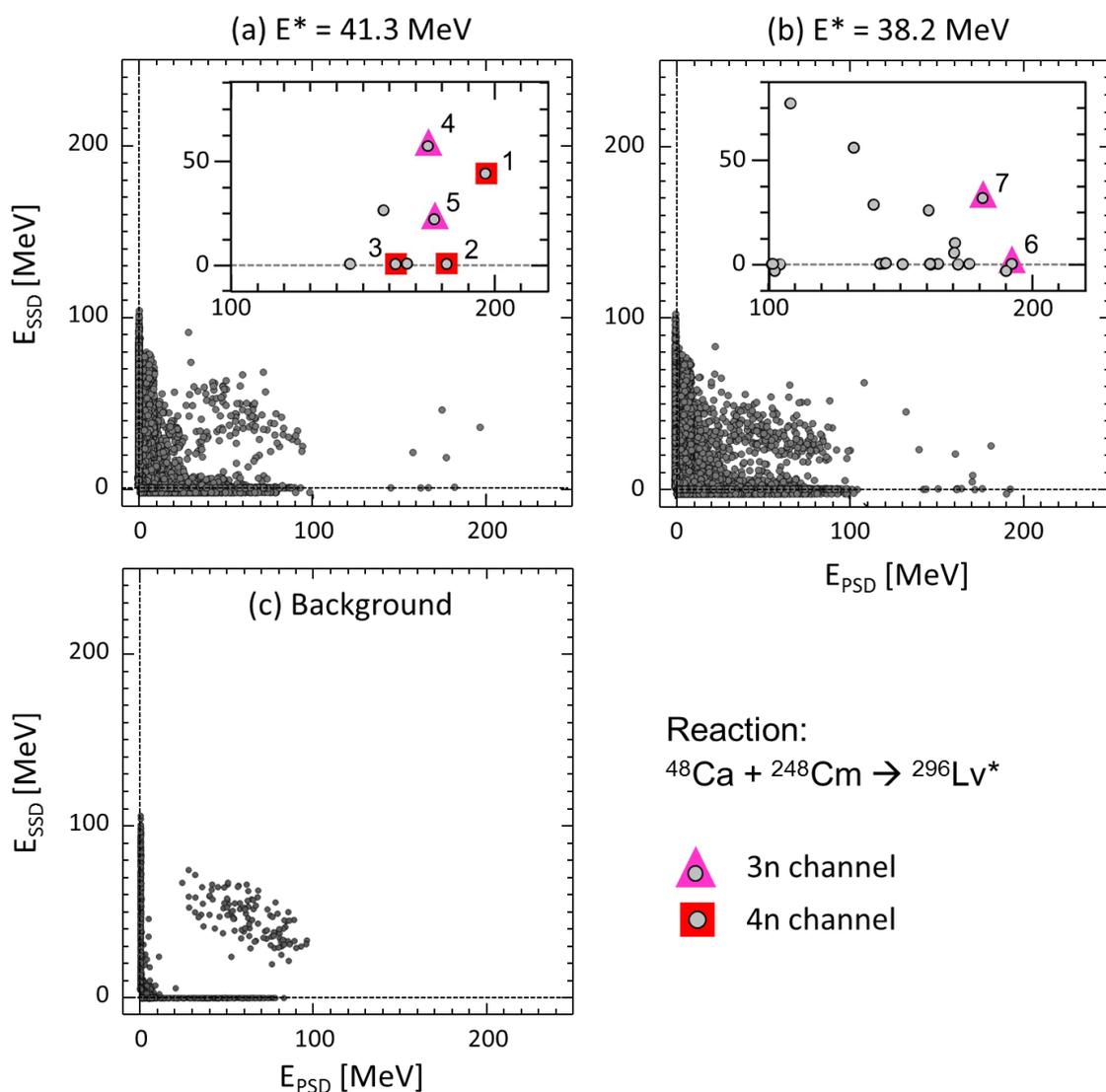


図 4.7.3 MCP off の条件における PSD と SSD で検出されたエネルギーの相関関係。(a)はビームエネルギーを 216.6 MeV とした時、(b)は 258.0 MeV とした時、(c)は実験終了後に行ったバックグラウンド測定時の結果である。印のついているイベントは核種を同定した SF イベントであり、数字は図 4.7.4 に示した崩壊チェーンの番号である [31]。

図(c)に示した実験終了後のバックグラウンド測定において PSD のエネルギーが 60 MeV、SSD のエネルギーが 50 MeV 付近にイベントのかたまりがあることがわかる。これらは SSD で検出されたエネルギーが大きいことから PSD のごく表面から放出された核分裂片であり、弾性散乱した ^{248}Cm 標的や多核子移行反応による分裂片であると考えられる。いずれも GARIS 中のヘリウムガスや真空隔壁、TOF 検出器の MYLAR 膜によって散乱され、エネルギーを落としたのちに Si-box へ打ち込まれるため、PSD での埋め込み深さが浅くなる。図(a)および(b)では、(c)に比べてエネルギーの大きな領域にイベントが観測されている。これらのイベントはバックグラウンドに比べてエネルギーが高く、また PSD で検出されたエネルギーが大きいものに対して SSD で検出されたエネルギーが小さいことから PSD での埋め込み深さが深いと考えられる。これまでの実験結果から Z=116 番元素に起因する SF イベントのエネルギーが大きいことが報告されており、図(a)および(b)で PSD のエネルギーが 100 MeV 以上のイベントが Z=116 番元素に起因する SF イベントあると考えた。それぞれの図中に 100 MeV 以上の領域を拡大して示した。図(a)では 8 つ、図(b)では 19 の候補イベントが観測されており、それぞれのイベントについて崩壊連鎖を遡り、親核となる 116 番元素 Lv を探した。崩壊連鎖を遡る条件は、これまでの実験結果をもとに PSD に打ち込まれた ER のエネルギーを 10-20 MeV、 α 線のエネルギーを 0.5-12 MeV とし解析を行った。ER と続いて起こる α 崩壊の位置の差は ± 1 mm、 α 崩壊と続いて起こる SF の位置の差は ± 5 mm 以内とした。ビームエネルギーを 261.6 MeV とした時、8 つの候補イベントのうち、5 つのイベントは対応する $^{292,293}\text{Lv}$ が見つかったが、3 イベントは対応する Lv が見つからなかった。この 3 のイベントは TOF の条件では除外できなかったビーム由来のバックグラウンドイベントだと考えられる。一方ビームエネルギーを 258.0 MeV とした時、19 の候補イベントのうち、2 つのイベントは対応する ^{293}Lv が見つかったが、17 イベントは対応する Lv が見つからなかった。この 17 イベントは同様に TOF の条件では除外できなかったビーム由来のバックグラウンドイベントだと考えられる。図 4.7.4 に本実験で観測した 7 つの崩壊チェーンを示す。

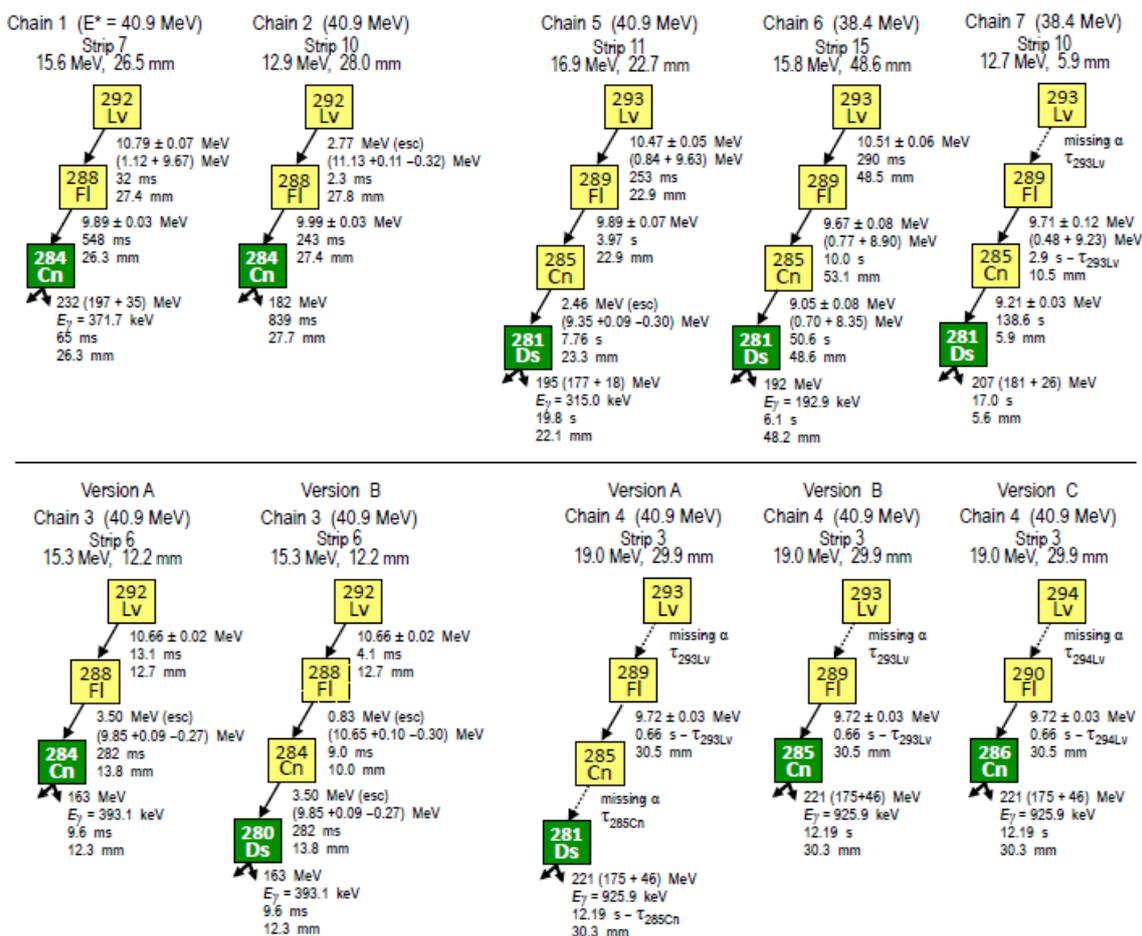


図 4.7.4 $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca},3n)^{293}\text{Lv}$ 実験で得られた崩壊チェーン[31]。PSD の strip 番号、ER のエネルギーおよび位置、崩壊ごとのエネルギーや崩壊時間、検出された位置を示す。黄色は α 崩壊、緑色は自発核分裂を表す。Chain1-5 はビームエネルギーを 261.6 MeV、Chain6, 7 は 258.0 MeV の時観測された。Chain3, 4 については同定が可能な核種が複数あるため、それらについても記した。 α 崩壊において括弧内の非対称な誤差は WKB 法によって求めた[30]。

Chain 1, 2, 5, 6

Chain 1, 2 は Si-box への入射の後、2 回の連続した α 崩壊を繰り返したのちに自発核分裂を起こして崩壊の連鎖を終了し、核種は $^{292}\text{Lv} \rightarrow ^{288}\text{Fl} \rightarrow ^{284}\text{Cn}$ と同定した。Chain5, 6 は 3 回の連続した α 崩壊を繰り返したのちに自発核分裂を起こして崩壊の連鎖を終了し、核種は $^{293}\text{Lv} \rightarrow ^{289}\text{Fl} \rightarrow ^{285}\text{Cn} \rightarrow ^{281}\text{Ds}$ と同定した。ともに親核と娘核のエネルギーおよび寿命は今までに報告された実験結果と一致した。 ^{292}Lv および ^{293}Lv の判別には続く孫核が重要となるが、こちらは今までに報告された実験結果と良い一致を示した。

Chain 3

^{292}Lv の α 線エネルギーおよび寿命とよく一致した核種から始まり、その後エスケープイベント、SF へと続く崩壊チェーンである。 ^{292}Lv と SF の間に 2 つのエスケープイベントが観測されたが、 ^{284}Cn および ^{280}Ds の SF の分岐比より、図の A と B、2 つの場合が考えら

れる。観測された粒子が MCP off のイベントであることや PSD で検出された位置が近いこと、 ^{292}Lv の ER と SF イベントが観測された時間差から考えるとエスケープイベントが偶然事象である確率は非常に小さい。しかし、 ^{280}Ds が新しい同位体であることから、どちらの崩壊チェーンが正しいかを現時点で決定することは困難であり、確実な同定にはさらなる実験が必要である。下記の SF イベントに対する考察には図中の version B を用いる。

Chain 4

この崩壊チェーンは ER と 1 回の α 崩壊、SF からなる。SF の寿命から ^{292}Lv の可能性は除外でき、 ^{293}Lv および ^{294}Lv の可能性が考えられる。 ^{289}Fl と ^{281}Ds の寿命は、Chain 5 および 6 や他の研究機関における文献値と良い一致を示した。しかし α 線エネルギーは 100 keV 程度小さく、3n ではなく αxn チャンネルであり直接 ^{289}Fl が合成された場合も考えられるが、超重元素領域で偶数の原子番号を持つ元素では観測された例がないことからこの可能性は除外した。これにより、図に示した A、B ならびに C の 3 つの場合が考えられる。A は $^{293}\text{Lv} \rightarrow ^{289}\text{Fl} \rightarrow ^{285}\text{Cn} \rightarrow ^{281}\text{Ds}$ (SF) で、Lv および Cn の α 崩壊が検出されなかった場合である。Chain 5 や 6 から分かるように ^{285}Cn が長寿命であることからこの崩壊チェーンで観測された ^{281}Ds の寿命は比較的短いと考えられるが、統計的には同定が可能な範囲内にある。B は $^{293}\text{Lv} \rightarrow ^{289}\text{Fl} \rightarrow ^{285}\text{Cn}$ (SF) で、Lv の α 崩壊が検出されなかった場合である。 ^{285}Cn の SF の分岐比は非常に小さいため、これは除外できると考えられる。C は 2n チャンネルを示し、 $^{294}\text{Lv} \rightarrow ^{290}\text{Fl} \rightarrow ^{286}\text{Cn}$ (SF) で、Lv の α 崩壊が検出されなかった場合である。この崩壊チェーンは未だ観測されたことがないが、 ^{290}Fl の α 線エネルギーならびに半減期は理論値に良く一致している。偶-偶核 ^{286}Cn の SF の分岐比は 3.1% と非常に低いことが予想されているが、Cn の偶-偶核である同位体 ^{282}Cn および ^{284}Cn において半減期の理論値と実験値が異なり、実験値から予想される分岐比は 33% である。このことから ^{284}Cn で SF が起こり得ると考えられる。 α 線エネルギーについては FLNR で $^{244}\text{Pu}(^{48}\text{Ca},\text{xn})^{292-x}\text{Fl}$ 反応により観測された 9.71 MeV の α 線が ^{290}Fl ではないかと考えられたが、半減期の長さが理論値と異なることから同定には至らなかった。しかし、半減期の問題は ^{290}Fl または ^{286}Cn の電子捕獲を考慮すると解決できる。これらの結果から 3 つの解釈が可能であり、確認にはさらなる実験データが必要である。

Chain 7

2 つ目以降の α 崩壊 $^{289}\text{Fl} \rightarrow ^{285}\text{Cn} \rightarrow ^{281}\text{Ds}$ については文献値と一致したが、ER から α 崩壊した ^{293}Lv を観測できなかった。原因の一つは α 粒子が Si-box 外にエスケープした場合で、PSD で検出された信号がディスクリミネーターのしきい値以下では観測されない。Si-box のジオメトリから α 粒子がエスケープする確率は 10% 程度であると考えられる。もう一つの原因は検出器の不感時間に α 崩壊が起こった場合である。この確率は 0.32% 程度と非常に低い。また、Chain 4 と同様に 3n ではなく αxn チャンネルであり直接 ^{289}Fl が合

成された場合も考えられるが、超重元素領域で偶数の原子番号を持つ元素では観測された例がないことからこの可能性は除外した。結論として、Chain 7は $^{289}\text{Fl} \rightarrow ^{285}\text{Cn} \rightarrow ^{281}\text{Ds}$ であり、これまでの測定結果での ^{293}Lv の寿命から、不感時間で検出されたのではなく、 α 線がエスケープしたと考えられる。

複数の解釈が可能な Chain 3については Version B ($^{292}\text{Lv} \rightarrow ^{298}\text{Fl} \rightarrow ^{284}\text{Cn} \rightarrow ^{280}\text{Ds}$)、Chain 4については Version C ($^{294}\text{Lv} \rightarrow ^{290}\text{Fl} \rightarrow ^{286}\text{Cn}$) に対しての補正を行った。

4.8 Z=116 番元素の TKE 導出および考察

本研究で開発した補正方法をもとに、Z=116 実験で用いられたビームのエネルギー、ビームならびに標的の質量数 (ビーム: 48、標的: 248) から深さを求め、補正式(4.4.3)~(4.4.6) を用いて TKE を導出した。図 4.8.1 に Lv の ER の標的および真空隔壁、TOF 検出器の MYLAR 膜におけるエネルギー損失の計算概要を示す。

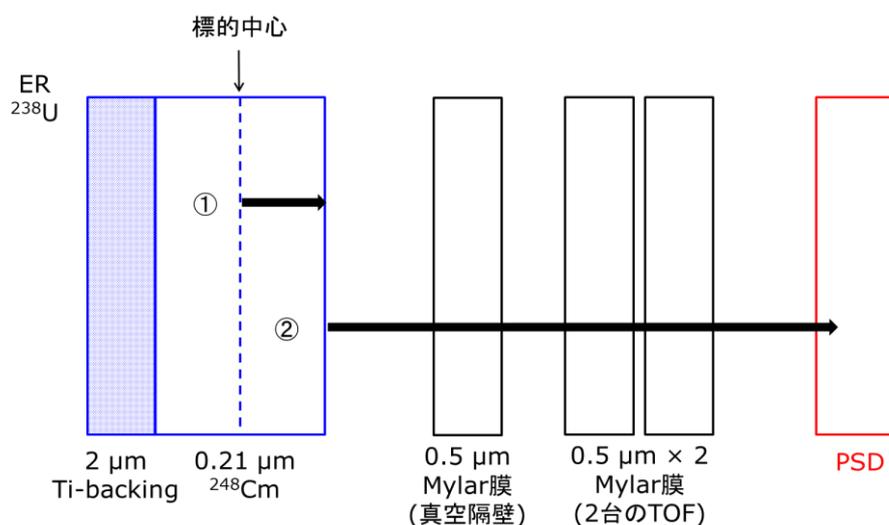


図 4.8.1 合成後、検出器に打ち込まれるまでのエネルギー損失の計算概要。①: E_{ER} が $0.11 \mu\text{m}$ の ^{248}Cm を通過したあとのエネルギー、②: ①の E_{ER} が真空隔壁および 2 台の TOF 検出器を通過したあとのエネルギー。

入射ビームのエネルギーは 261.6 MeV ならびに 258.0 MeV で、Ti-backing を通過後、 ^{248}Cm 標的の中心では 249.5 MeV、245.8 MeV となる [30]。前者のビームエネルギーでは図 4.7.4 の Chain 1~5 が観測されており、合成された核種は $^{292-294}\text{Lv}$ であった。後者では Chain 6、7 が観測されており、合成された核種は ^{293}Lv であった。ビームのエネルギーと Lv の質量数の違いにより、PSD での埋め込み深さが異なるため

- 1) 入射ビームのエネルギー 261.6 MeV (標的中心: 249.5 MeV) で合成された ^{292}Lv
- 2) 入射ビームのエネルギー 261.6 MeV (標的中心: 249.5 MeV) で合成された ^{293}Lv
- 3) 入射ビームのエネルギー 261.6 MeV (標的中心: 249.5 MeV) で合成された ^{294}Lv

4) 入射ビームのエネルギー258.0 MeV (標的中心 : 245.8 MeV) で合成された ^{293}Lv の4つの場合についてそれぞれ計算を行った。

1) 入射ビームのエネルギー261.6 MeV (標的中心 : 249.5 MeV) で合成された ^{292}Lv

まず、式(4.4.1)に Ca ビームの質量数 (48) 、 Cm 標的の質量数 (248) 、標的中心におけるビームのエネルギー (249.5 MeV) を代入して ER のエネルギーを求める。

$$E_{ER} = \frac{48}{48 + 248} \times 249.5 \quad (4.8.1)$$

次に図 4.8.1 ①に示した ER の標的中のエネルギー損失を求める。 ^{252}No で行った計算では SRIM を用いたが、Lv では ER と Cm 標的の両方が SRIM で計算が可能な U (Z=92) を超えており、計算が困難である。そこで、Cm 標的中のエネルギー損失を Northcliffe-schilling の stopping power table[33]を使用して計算した。この表は $1 \leq Z \leq 103$ のイオンの 24 種類の物質に対する阻止能と飛程をまとめたものである。ER は式(4.4.2)を用い、 ^{238}U に ^{292}Lv のエネルギーと質量数の比を外挿して計算した。

$$\frac{E_{ER(Lv)}}{292} = \frac{E_{ER(U)}}{238} \quad (4.8.2)$$

^{238}U に対する ^{248}Cm の阻止能 dE/dx は載っていないため、 $dE/dx \propto 1/Z$ として、表にある Au (Z=79) および U の阻止能から求める[13]。

$$\frac{dE}{dx}(Cm) = \frac{dE}{dx}(Au) + \left(\frac{dE}{dx}(U) - \frac{dE}{dx}(Au) \right) \times \frac{Z_{Cm} - Z_{Au}}{Z_U - Z_{Au}} \quad (4.8.3)$$

さらに図 4.8.1 ②に示した標的を通過した後の ER が PSD に打ち込まれるまでのエネルギー損失を求める。ここは ^{252}No と同様に SRIM で ^{238}U が厚さ 1.5 μm の MYLAR 膜で損失するエネルギーを計算した。これらの計算の結果、PSD に打ち込まれる ER のエネルギーは 30.7 MeV であった。また Si 中 (PSD) での埋め込み深さは 4.4 μm であった。

他の3つの場合に対しても同様の計算を行った結果、2) では Si 中 (PSD) に埋め込まれる深さは 4.4 μm (計算される ER のエネルギーは 30.7 MeV) 、3) では 4.4 μm (30.7 MeV) 、4) では 4.3 μm (30.1 MeV) となった。

求めた深さを補正式(4.4.3)~(4.4.6)に代入し、PSD の埋め込み深さが 4.4 μm の時、PSD+SSD イベントに対して 25 ± 14 MeV、PSD only イベントに対して 32 ± 22 MeV、4.3 μm の時、PSD+SSD イベントに対して 25 ± 14 MeV、PSD only イベントに対して 33 ± 22 MeV の補正值を得た。そして、観測された7つの崩壊チェーンの自発核分裂の TKE を求めた。結果を表 4.8.1 に示す。

表 4.8.1 観測された崩壊チェーンの TKE 補正結果。

崩壊チェーン番号 (図 4.8.4)	自発核分裂した核種	検出された SF の エネルギー [MeV]	TKE [MeV]
1	^{284}Cn	232 (197+35)	257 ± 14
2	^{284}Cn	182	214 ± 22
3 (Version B)	^{280}Ds	163	195 ± 22
4 (Version C)	^{286}Cn	221 (175+46)	246 ± 14
5	^{281}Ds	195 (177+18)	220 ± 14
6	^{281}Ds	192	225 ± 22
7	^{281}Ds	207 (181+26)	232 ± 14

Chain 1、4、5 は PSD での埋め込み深さが $4.4 \mu\text{m}$ における PSD+SSD イベントであり、かっこ内に PSD で検出されたエネルギーおよび SSD で検出されたエネルギーを示す。Chain 2、3 は埋め込み深さが $4.4 \mu\text{m}$ における PSD only イベントである。Chain 6 は PSD での埋め込み深さが $4.3 \mu\text{m}$ における PSD+SSD イベントであり、かっこ内に PSD で検出されたエネルギーおよび SSD で検出されたエネルギーを示す。Chain 7 は埋め込み深さが $4.3 \mu\text{m}$ における PSD only イベントである。自発核分裂した核種ごとの TKE の平均値は重み付き平均[34]を用いて計算した結果、 ^{284}Cn : $245 \pm 19 \text{ MeV}$ 、 ^{280}Ds : $195 \pm 22 \text{ MeV}$ 、 ^{281}Ds : $226 \pm 4 \text{ MeV}$ 、 ^{286}Cn : $246 \pm 14 \text{ MeV}$ であった。また、全 SF イベントのうち PSD+SSD イベントの確率は 57% であり、図 4.6.8 に示したシミュレーション結果に良い一致を示した。次に、これらの値が妥当であるか調べるために他研究機関による実験結果ならびに文献値との比較を行った。

4.8.1 他研究機関による実験結果との比較

前節でも述べたように Z=116 番元素の合成実験は他研究機関でも行われており、TKE も求められている。そこで、理研と他研究機関における TKE の値の比較を行い、求めた値が妥当か調べた。

2000 年に 116 番元素はロシア・アメリカの共同研究チームによって初めて合成された [26]。実験は $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca},\text{xn})^{296-x}\text{Lv}$ 反応によって行われた。実験の結果、イベントの Lv が観測され、SF のエネルギー $E_{\text{SF}} \sim 210 \text{ MeV}$ 、 ^{252}No 合成実験から求めた TKE 補正值がおおよそ 20 MeV とされ、TKE は $\sim 230 \text{ MeV}$ であった [28]。核種ごとの TKE は求められていないため詳しい考察はできないが、この値と比較して理研で観測された Lv の TKE は妥当であることが分かった。

続いて 2012 年にドイツの研究チームによって合成された [35]。実験は $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca},\text{xn})^{296-x}\text{Lv}$ 反応によって行われた。5 イベントの Lv が観測され、自発核分裂した核種ごとの TKE は PSD+SSD イベントの補正値を 35.7 MeV 、PSD only イベントにつ

いて 24.9 MeV とし[36]、 ^{281}Ds : 226 ± 20 MeV、 ^{284}Cn : 207 ± 20 、 220 ± 20 、 218 ± 20 、 206 ± 20 MeV とされた[35]。この結果は理研における実験結果 ^{281}Ds : 224 ± 9 MeV、 ^{284}Cn : 242 ± 12 MeV と良い一致を示した。

4.8.2 文献値との比較

TKE の値は核種の原子番号 Z や質量数 A に依存し、fissility parameter ($Z^2/A^{1/3}$) に対する半経験式として示される。そこで、本実験で求めた TKE と Viola らによってまとめられた文献値の比較を行った。図 4.8.1 に fissility parameter に対する TKE の値を示す[37]。

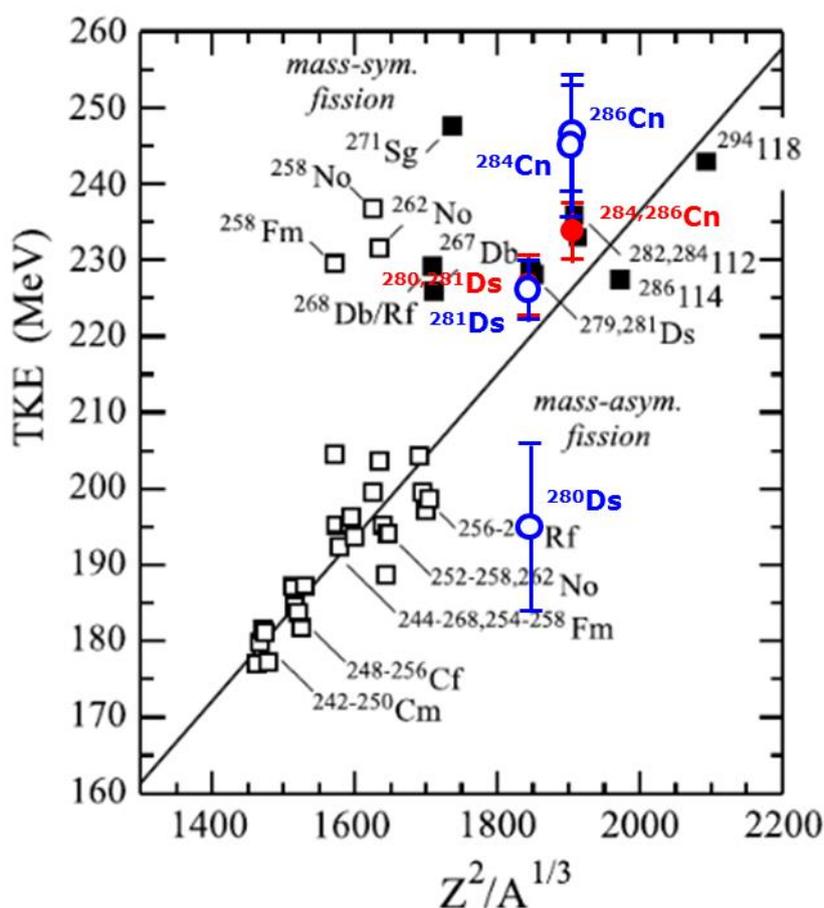


図 4.8.1 Fissility parameter に対する TKE の値[37]。

Viola らによって求められた TKE のフィッティング関数[37]

$$\overline{TKE} [\text{MeV}] = (0.1189 \pm 0.0011)Z^2/A^{1/3} + 7.3(\pm 1.5) \quad (4.8.4)$$

に自発核分裂した核種 $^{284,286}\text{Cn}$ ($Z=112$)、 $^{280,281}\text{Ds}$ ($Z=110$) の原子番号 Z と質量数 A を代入した結果を図中に赤丸で示す。また fissility parameter に対する本実験で求めた TKE を青丸で示す。 ^{280}Ds についてはエネルギーが低くなっており、原因として PSD only イベントであることから、片方の核分裂片がエネルギーをすべてデポジットせずにエスケープ

したイベントであった可能性が考えられる。他のイベントについては、実験結果と文献値は良い一致を示した。

本実験で求めた TKE の値が他研究機関における値ならびに文献値と良い一致を示したことから、本研究で開発した PSD での埋め込み深さや TKE の導出方法は今後の熱い核融合反応を用いた超重核実験にも応用可能であることが分かった。

4.9 Z=116 番元素の ER の波高欠損

前述の理研におけるこれまでの実験結果と SRIM[12]による ER の入射エネルギーの計算値から ER の波高欠損の半経験式(4.5.1)を求めた。ここでは SRIM を用いて計算した ER の入射エネルギーに対して実際に本実験において PSD で検出された ER のエネルギーをプロットして整合性を確認する。図 4.9.1 に ER の入射エネルギーと PSD で検出されたエネルギーの関係を示す。

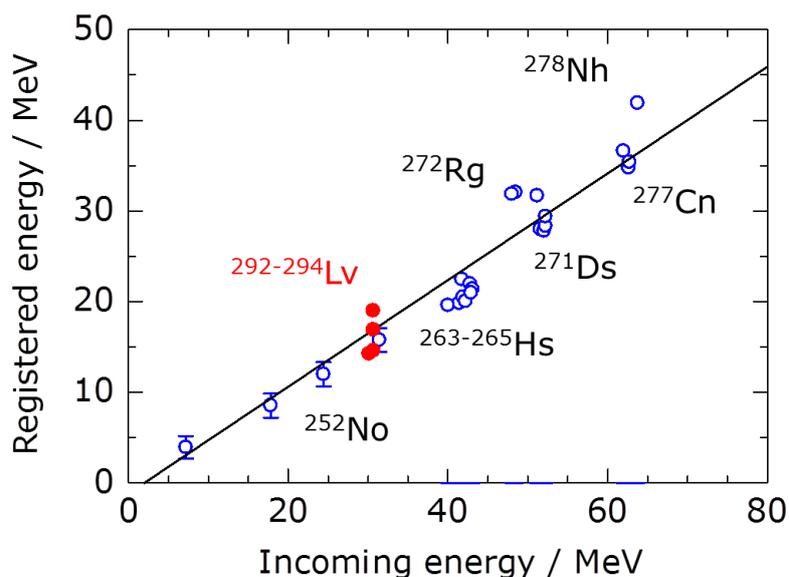


図 4.9.1 SRIM を用いて計算した ER の入射エネルギーと PSD で検出されたエネルギーの関係。実線は青丸で示す理研でこれまでに得られたデータ[11,13-19]を一次関数でフィッティングした結果である。赤丸は Z=116 番元素の計算値である。

図中の実線は青丸で示す理研でこれまでに得られたデータ[13-19,31]を一次関数でフィッティングした結果である。赤丸の入射エネルギー（図中の Incoming energy）は Z=116 番元素について前節に示した方法で、標的中心で合成された ER が標的から飛び出し、真空隔壁と 2 台の TOF 検出器を通過して PSD に入射する ER のエネルギーを求めた計算値である。実際に PSD で測定されたエネルギー（Registered energy）は図 5.1.4 に示した値で、ビームのエネルギーおよび核種で前述の 1)~4) の場合に分け、それぞれの平均をとった値

である。上図から、観測された L_V の ER はこれまでに得られたデータから求めた半経験式に合っており、この式も他核種への応用が可能であることが分かった。

参考文献

- [1] Table of Isotopes, 8th ed., edited by R. B. Firestone and V. S. Shirley (Wiley, New York, 1998).
- [2] E. K. Hulet, *Phys. At. Nucl.* **57** (1994) 1099.
- [3] S. Hofmann, D. Ackermann, S. Antalic, H. G. Burkhard, V. F. Comas, R. Dressler, Z. Gan, S. Heinz, J. A. Heredia, F. P. Heßberger, J. Khuyagbaatar, B. Kindler, I. Kojouharov, P. Kuusiniemi, M. Leino, B. Lommel, R. Mann, G. Münzenberg, K. Nishio, A. G. Popeko, S. Saro, H. J. Schött, B. Streicher, B. Sulignano, J. Uusitalo, M. Venhart and A. V. Yeremin, *Eur. Phys. J. A* **32** (2007) 251.
- [4] H. Bartsch, K. Huber, U. Kneißl and H. Sattler, *Nucl. Instr. Meth.* **121** (1974) 185.
- [5] Yu. Ts. Oganesian, *Sov. J. Atom. Energy* **28** (1970) 502.
- [6] C. E. Bemis Jr., R. L. Ferguson, F. Plasil, R. J. Silva, F. Pleasonton and R. L. Hahn, *Phys. Rev. C* **15** (1977) 705.
- [7] F. P. Heßberger, G. Münzenberg, S. Hofmann, P. Armbruster, Y. K. Agarwal, W. Reisdorf, K. Poppensieker, K. -H. Schmidt, J. R. H. Schneider, W. F. W. Schneider, H. J. Schött, C. -C. Sahm, D. Vermeulen and B. Thuma, *J. Less-Common Met.* **122** (1986) 445.
- [8] Yu. A. Lazarev, Yu. V. Lobanov, R. N. Sagaidak, V. K. Utyonkov, M. Hussonnois, Yu. P. Kharitonov, I. V. Shirokovsky, S. P. Tretyakova and Yu. Ts. Oganessian, *Phys. Scr.* **39** (1989) 422.
- [9] R. -D. Herzberg, N. Amzal, F. Becker, P. A. Butler, A. J. C. Chewter, J. F. C. Cocks, O. Dorvaux, K. Eskola, J. Gerl, P. T. Greenlees, N. J. Hammond, K. Hauschild, K. Helariutta, F. Heßberger, M. Houry, G. D. Jones, P. M. Jones, R. Julin, S. Juutinen, H. Kankaanpää, H. Kettunen, T. L. Khoo, W. Korten, P. Kuusiniemi, Y. Le Coz, M. Leino, C. J. Lister, R. Lucas, M. Muikku, P. Nieminen, R. D. Page, P. Rahkila, P. Reiter, Ch. Schlegel, C. Scholey, O. Stezowski, Ch. Theisen, W. H. Trzaska, J. Uusitalo and H. J. Wollersheim, *Phys. Rev. C* **65** (2001) 014303.
- [10] K. Nishio, S. Hofmann, H. Ikezoe, F. P. Heßberger, D. Ackermann, S. Antalic, V. F. Comas, Z. Gan, S. Heinz, J. A. Heredia, J. Khuyagbaatar, B. Kindler, I. Kojouharov, P. Kuusiniemi, B. Lommel, M. Mazzocco, S. Mitsuoka, Y. Nagame, T. Ohtsuki, A. G. Popeko, S. Saro, H. J. Schött, B. Sulignano, A. Svirikhin, K. Tsukada, K. Tsuruta and A. V. Yeremini, *J. Nucl. Radiochem. Sci.*, **8** (2007) No. 2, 73.
- [11] M. Takeyama, D. Kaji, K. Morimoto, Y. Wakabayashi, F. Tokanai and K. Morita, *JPS Conf. Proc.*, Vol.11 (2016) 030004.
- [12] J. F. Ziegler, SRIM-2000, <http://www.srim.org/>.

- [13] N. Sato, Doctoral Dissertation, Tohoku University, 2008.
- [14] D. Kaji, Doctoral Dissertation, Niigata University, 2003.
- [15] K. Morita, K. Morimoto, D. Kaji, H. Haba, E. Ideguchi, J. C. Peter, R. Kanungo, K. Katori, H. Koura, H. Kudo, T. Ohnishi, A. Ozawa, T. Suda, K. Sueki, I. Tanihata, H. Xu, A. V. Yeremin, A. Yoneda, A. Yoshida, Y.-L. Zhao, T. Zheng, S. Goto and F. Tokanai, *J. Phys. Soc. Jpn.* **73** (2004) 1738.
- [16] T. Sumita, Doctoral Dissertation, Tokyo University of Science, 2012.
- [17] K. Morita, K. Morimoto, D. Kaji, T. Akiyama, S. Goto, H. Haba, E. Ideguchi, R. Kanungo, K. Katori, H. Koura, H. Kudo, T. Ohnishi, A. Ozawa, T. Suda, K. Sueki, H. Xu, T. Yamaguchi, A. Yoneda, A. Yoshida and Y. Zhao, *J. Phys. Soc. Jpn.* **73** (2004) 2593.
- [18] K. Morita, K. Morimoto, D. Kaji, T. Akiyama, S. Goto, H. Haba, E. Ideguchi, K. Katori, H. Koura, H. Kikunaga, H. Kudo, T. Ohnishi, A. Ozawa, N. Sato, T. Suda, K. Sueki, F. Tokanai, T. Yamaguchi, A. Yoneda and A. Yoshida, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76** (2007) 045001.
- [19] K. Morita, K. Morimoto, D. Kaji, H. Haba, K. Ozeki, Y. Kudou, T. Sumita, Y. Wakabayashi, A. Yoneda, K. Tanaka, S. Yamaki, R. Sakai, T. Akiyama, S. Goto, H. Hasebe, M. Huang, T. Huang, E. Ideguchi, Y. Kasamatsu, K. Katori, Y. Kariya, H. Kikunaga, H. Koura, H. Kudo, A. Mashiko, K. Mayama, S. Mitsuoka, T. Moriya, M. Murakami, H. Murayama, S. Namai, A. Ozawa, N. Sato, K. Sueki, M. Takeyama, F. Tokanai, T. Yamaguchi and A. Yoshida, *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** (2012) 103201.
- [20] Yu. S. Tsyganov, *Nucl. Instr. and Meth. A* **582** (2007) 696-700.
- [21] Yu. S. Tsyganov and A. N. Polyakov, *Nucl. Instr. and Meth. A* **558** (2006) 329.
- [22] S. Hofmann, F. P. Heßberger, D. Ackermann, G. Münzenberg, S. Antalic, P. Cagarda, B. Kindler, J. Kojouharova, M. Leino, B. Lommel, R. Mann, A.G. Popeko, S. Reshitko, S. Saro, J. Uusitalo and A. V. Yeremin, *Eur. Phys. J. A* **14** (2002) 147.
- [23] T. Sato, K. Niita, N. Matsuda, S. Hashimoto, Y. Iwamoto, S. Noda, T. Ogawa, H. Iwase, H. Nakashima, T. Fukahori, K. Okumura, T. Kai, S. Chiba, T. Furuta and L. Sihver, *J. Nucl. Sci. Technol.* **50:9** (2013) 913-923.
- [24] H. Haba, D. Kaji, H. Kikunaga, Y. Kudou, K. Morimoto, K. Morita, K. Ozeki, T. Sumita, A. Yoneda, Y. Kasamatsu, Y. Komori, K. Ooe and A. Shinohara, *Phys. Rev. C* **83** (2011) 034602.
- [25] K. Morita, K. Morimoto, D. Kaji, H. Haba, K. Ozeki, Y. Kudou, N. Sato, T. Sumita, A. Yoneda, T. Ichikawa, Y. Fujimori, S. Goto, E. Ideguchi, Y. Kasamatsu, K. Katori, Y. Komori, H. Koura, H. Kudo, K. Ooe, A. Ozawa, F. Tokanai, K. Tsukada, T. Yamaguchi and A. Yoshida, *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** (2009) 064201.

- [26] H. Haba, D. Kaji, Y. Kudou, K. Morimoto, K. Morita, K. Ozeki, R. Sakai, T. Sumita, A. Yoneda, Y. Kasamatsu, Y. Komori, A. Shinohara, H. Kikunaga, H. Kudo, K. Nishio, K. Ooe, N. Sato and K. Tsukada, *Phys. Rev. C* **85** (2012) 024611.
- [27] Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, Yu. V. Lobanov, F. Sh. Abdullin, A. N. Polyakov, I. V. Shirokovsky, Yu. S. Tsyganov, G. G. Gulbekian, S. L. Bogomolov, B. N. Gikal, A. N. Mezentsev, S. Iliev, V. G. Subbotin, A. M. Sukhov, O. V. Ivanov, G. V. Buklanov, K. Subotic, M. G. Itkis, K. J. Moody, J. F. Wild, N. J. Stoyer, M. A. Stoyer, R. W. Lougheed, C. A. Laue, Ye. A. Karelin and A. N. Tatarinov, *Phys. Rev. C* **63** (2000) 011301.
- [28] Yu. Ts. Oganessian, *J. Phys. G* **34** (2007) R165.
- [29] Yu. Ts. Oganessian and V. K. Utyonkov, *Nucl. Phys. A* 944 (2015) 62.
- [30] S. Hofmann, S. Heinz, R. Mann, J. Maurer, G. Münzenberg, S. Antalic, W. Barth, H. G. Burkhard, L. Dahl, K. Eberhardt, R. Grzywacz, J. H. Hamilton, R. A. Henderson, J. M. Kenneally, B. Kindler, I. Kojouharov, R. Lang, B. Lommel, K. Miernik, D. Miller, K. J. Moody, K. Morita, K. Nishio, A. G. Popeko, J. B. Roberto, J. Runke, K. P. Rykaczewski, S. Saro, C. Scheidenberger, H. J. Schött, D. A. Shaughnessy, M. A. Stoyer, P. Thörle-Pospiech, K. Tinschert, N. Trautmann, J. Uusitalo and A. V. Yeremin, *Eur. Phys. J. A* **52** (2016) 180.
- [31] D. Kaji, K. Morita, K. Morimoto, H. Haba, M. Asai, K. Fujita, Z. Gan, H. Geissel, H. Hasebe, S. Hofmann, M. Huang, Y. Komori, L. Ma, J. Maurer, M. Murakami, M. Takeyama, F. Tokanai, T. Tanaka, Y. Wakabayashi, T. Yamaguchi, S. Yamaki and A. Yoshida, *J. Phys. Soc. Jpn.* **86** (2017) 034201.
- [32] H. Haba, TASCAs Workshop TASCAs08 (2008).
- [33] http://astro.uconn.edu/Info/NorthcliffSchilling_ELoss_Table.pdf
- [34] <https://staff.aist.go.jp/t.ihara/weight.html>
- [35] S. Hofmann, S. Heinz, R. Mann, J. Maurer, J. Khuyagbaatar, D. Ackermann, S. Antalic, W. Barth, M. Block, H. G. Burkhard, V. F. Comas, L. Dahl, K. Eberhardt, J. Gostic, R. A. Henderson, J. A. Heredia, F. P. Heßberger, J. M. Kenneally, B. Kindler, I. Kojouharov, J. V. Kratz, R. Lang, M. Leino, B. Lommel, K. J. Moody, G. Münzenberg, S. L. Nelson, K. Nishio, A. G. Popeko, J. Runke, S. Saro, D. A. Shaughnessy, M. A. Stoyer, P. Thörle-Pospiech, K. Tinschert, N. Trautmann, J. Uusitalo, P. A. Wilk and A. V. Yeremin, *Eur. Phys. J. A* **48** (2012) 62.
- [36] S. Hofmann, D. Ackermann, S. Antalic, H.G. Burkhard, V.F. Comas, R. Dressler, Z. Gan, S. Heinz, J.A. Heredia, F.P. Heßberger et al., *Eur. Phys. J. A* **32** (2007) 251.
- [37] V. E. Viola, K. Kwiatkowski and M. Walker, *Phys. Rev. C* **31** (1985) 1550. *Nucl. Sci. Technol.* 50:9 (2013) 913-923.

第5章 まとめ

本論文では、超重核の崩壊様式の一つである自発核分裂に対する検出技術の向上を目的として、シリコン半導体検出器中に打ち込まれた超重核の自発核分裂に対する検出応答について研究を行った。

原子番号が104以上の超重元素（超アクチノイド元素）は天然に存在が知られておらず、加速器から供給される重イオンビームを標的に照射し核融合反応によって人工合成することではじめて物理・化学の研究対象となる。核子多体系である超重元素の強いクーロン斥力によって核融合反応が阻害されるため、反応によってはpb（ピコバーン： $10^{-12} \times 10^{24} \text{ cm}^2$ ）レベルの極めて小さな生成断面積となる場合がある。典型的な実験条件では一日（単位時間）あたりの生成量に限りがあるため、精度のよい観測を原子レベルで行う必要がある。超重元素の主要な崩壊様式はアルファ崩壊と自発核分裂であり、核種固有な崩壊情報（崩壊エネルギー、半減期）を得ることで核種同定が行われる。その際、崩壊連鎖が既知核へ到達するか否かが重要となる。既知核へ到達する前に自発核分裂事象を起こしてしまった場合、質量分割ならびに電荷分割の多様性から核分裂片の運動エネルギーは幅広く分布するため、分裂片の運動エネルギー測定から核種同定を行う事は困難であり、励起関数測定やクロス反応等の検証が別途必要となる。実際、中性子過剰なアクチノイドを標的とした重イオン核融合反応（ホットフュージョン）による未知超重核合成実験において、これまでに報告された崩壊連鎖は全て既知核へ到達する前に自発核分裂が起こっており、自発核分裂に対する高度検出技術の開発が重要な研究課題の一つとなっている。

理化学研究所（理研）におけるこれまでの超重元素研究では、箱形に配置した5台のシリコン半導体検出器（Si-box）を用いて分裂片の運動エネルギーを測定し、崩壊エネルギーと半減期に関する情報を得るだけであった。箱形の底面のみ位置有感型検出器（PSD）で、残りの4台は位置情報のとれないパッド型検出器（SSD）である。核反応によって生成した超重核はPSD内で停止し、その位置で起こる自発核分裂によって生じる2つの分裂片が互いに180度方向に飛び出すことで、PSDとSSDによって運動エネルギーが観測される。本論文では、PSD内での停止位置（埋め込みの深さ）によってPSDとSSDへのエネルギー付与バランスが変わる可能性がある事に着目し、下記に挙げる三つのモデルについての検証ならびにシミュレーションによる評価を行った。① 2つの分裂片がPSD単独で検出する場合、② 1つの分裂片がPSDで検出され片方はSi-Box外にエスケープする場合、③ 1つの分裂片がPSDで検出され片方はSSDで検出される場合である。

Si-box中での核分裂に対する応答性の研究は標準線源を用いたオフライン実験が困難であるため、自発核分裂に対する分岐比が大きく（26%）、半減期が短い（ $T_{1/2} = 2.3 \text{ s}$ ） ^{252}No を人工合成することで行った。理研重イオン線形加速器で ^{48}Ca を加速し ^{206}Pb 標的に照射して、 ^{252}No を合成した。合成した ^{252}No は、気体充填型反跳分離装置を用いて入射ビームやバックグラウンドとなる荷電粒子からその大半を分離し、2台の飛行時間検出器とSi-Boxから構成される焦点面検出器へと収集した。親-娘核間の検出位置、崩壊エネルギー、半減期についての相関関係から、 ^{252}No の同定を行った。本論文で測定した $2.2 \pm 0.1 \text{ s}$ という半減期は、文献値（ $T_{1/2} = 2.3 \text{ s}$ ）とよく一致した。Si-box直前に1.5~5.5 μm までの種々の厚みをもったMYLAR膜を設置し、そこを通過する ^{252}No の運動エネルギーを低減させることでPSDに打ち込まれる ^{252}No の飛程（深さ方向の距離）を調整しながら、 ^{252}No 由来の分裂片の運動エネ

ルギーを測定した。 ^{252}No の飛程が短くなる(検出器表面に近づく)につれて、PSDとSSDへのエネルギー付与のバランスが変化し、PSDとSSDの両方(モデル③)にエネルギー付与する割合が増加した。原子力研究開発機構で開発されたモンテカルロ計算コードPHITSを用いてSi-boxの検出器の幾何学的配置を再現し、100 MeVの ^{120}Sn を核分裂片として仮定して(^{252}No の対称核分裂成分)、PSD内から等方的に発射させ、シリコン半導体検出器中の核分裂に対する応答性を評価した。この計算により、 ^{252}No の発射位置が検出器表面に近づくにつれて変化するPSDとSSDへのエネルギー付与バランスを再現することができた。PSDおよびSSDの各検出器でのエネルギー付与の総和は、先行研究で報告されている ^{252}No の自発核分裂の全運動エネルギー(TKE = 194.3 MeV)より低い事がわかった。これは、シリコン半導体検出器に特有な波高欠損の影響(不感層、プラズマ効果等)によると考えられる。埋め込みの深さ x μm に対してTKE補正值(文献値との差)の変化を調べたところ、モデル①および②の場合に対してTKE補正值 [MeV] = $-9.397x + 73.31$ 、③の場合に対してTKE補正值 [MeV] = $-1.815x + 32.52$ の補正式を得た。さらに、 ^{252}No 合成実験ならびに理研で行ったZ = 108~113合成実験のERについて波高欠損の影響を調べ、SRIMコードを用いて計算したPSDに入射するエネルギーXに対するSi-boxで検出されるエネルギーYの半経験式 $Y = 0.5884X - 1.157$ を得た。

ホットフュージョンである $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca}, xn)^{296-x}\text{Lv}$ 反応による116番元素(リバモリウム: Lv)の合成実験において、上述のモデルに基づいて解析を行った。PSDとSSDへのエネルギー付与バランスを調べる事で、核分裂性である ^{248}Cm 標的起源と超重核由来の自発核分裂を明確に選別することができた。核反応における運動力学から蒸発残留核の反跳エネルギーを計算し、Si-boxに入射するまでのエネルギー損失の計算から埋め込み深さを求め、その深さにおけるTKE補正值を用いて、 $^{296-x}\text{Lv}$ の崩壊連鎖で観測した超重核の自発核分裂におけるTKEを求めた。その結果、 $^{284,286}\text{Cn}$ 、 $^{280,281}\text{Ds}$ に対するTKE、 245 ± 19 、 246 ± 14 、 195 ± 22 、 226 ± 4 MeVが各々得られ、先行研究で得られている報告値と良い一致を示すことが分かった。Viola-Seaborgらによつてまとめられたfissility parameter ($Z^2/A^{1/3}$)に対するTKEの二次元分布と比較も行った。また観測されたLvのERはこれまでに得られたデータから求めた半経験式に合っており、この式も他核種への応用が可能であることが分かった。

以上の結果から、本論文で開発した自発核分裂事象の判別方法ならびにTKE値の補正方法は、今後の超重元素研究に幅広く応用できることが示された。

付録 A 半導体検出器 (Si-box) のエネルギー校正方法

A.1 α 線源を用いた Si-box のエネルギー校正方法

入射粒子やその崩壊で生じる α 線、核分裂片のエネルギーとその入射位置を決定するために、実験ごとに Si-box のエネルギー校正を行う必要がある。本節ではビーム実験の前に、 α 線源を用いて行った半導体検出器 (PSD および SSD) のエネルギー校正試験について示す。

A.1.1 PSD のエネルギー校正方法

第 3 章に示したように PSD は 1 本が 3.75 mm × 58 mm のストリップ 16 本から構成されており、入射粒子や崩壊で生じる α 線、核分裂片のエネルギー、位置を検出する。ストリップ 16 本のエネルギー校正は、各ストリップの上下 (up, down) と、その up, down の α 崩壊 (0-40 MeV) のための低エネルギー回路 (High Gain: HG) および自発核分裂 (0-400 MeV) のための高エネルギー用回路 (Low Gain: LG) に対してそれぞれ行った。

まず、HG のエネルギー校正のために、0-10V の定電圧を出力する波形発生装置 (BNC 社、PB-4) を用いて ADC (Analog to Digital Converter) のペDESTAL を求め、ADC のゼロ点補正を行った。図 A.1.1 は、PSD ストリップ番号 1-8 の up 側で HG に用いられる回路に、電圧 1 から 9 V まで 1 V の間隔でパルサーからの信号を入力したときの、ADC チャンネルに対するパルサー信号のヒストグラムである。

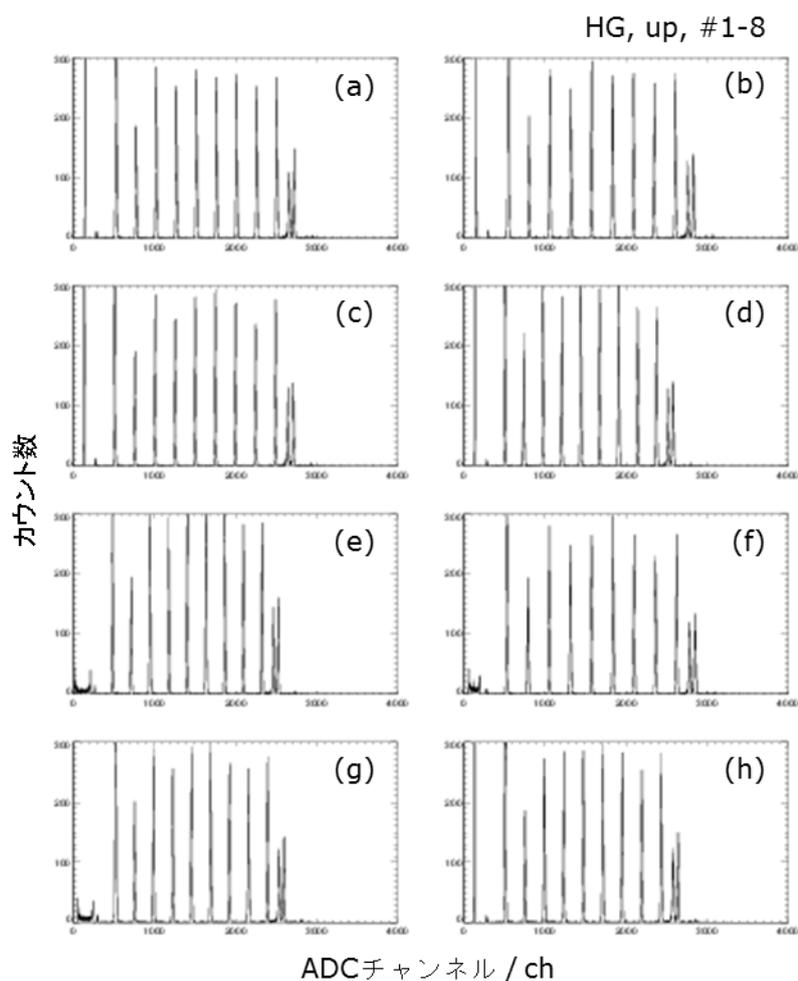


図 A.1.1 PSD の up 側で HG に用いられる回路に、電圧 1 から 9 V まで 1 V の間隔でパルサーからの信号を入力したときの、ADC チャンネルに対するパルサー信号のヒストグラム。(a)PSD のストリップ番号 1、(b)ストリップ番号 2、(c)ストリップ番号 3、(d)ストリップ番号 4、(e)ストリップ番号 5、(f)ストリップ番号 6、(g)ストリップ番号 7、(h)ストリップ番号 8。

図中の各電圧におけるパルサー信号のヒストグラムをガウス関数でフィッティングし、中心値を求めた。電圧 x に対するガウス分布の中心値 y を一次関数 $y=ax+b$ でフィッティングすることによってペDESTAL b を求めることができる。求めた HG における各ストリップの up 側と down 側のペDESTAL の値を表 A.1.1 に示す。

表 A.1.1 HG の各ストリップに対するペDESTALの値。

PSD ストリップ番号	ペDESTAL (up 側) [ch]	ペDESTAL (down 側) [ch]
1	280.322	286.630
2	291.840	253.671
3	265.967	271.029
4	275.324	270.278
5	255.762	288.213
6	269.177	254.595
7	289.307	264.989
8	273.693	276.421
9	288.366	275.904
10	265.002	252.247
11	280.489	281.719
12	285.625	256.176
13	293.637	280.695
14	269.648	269.076
15	272.033	259.269
16	277.593	256.546

次に、Si-box の前に ^{241}Am 標準線源を設置し、 ^{241}Am 線源から放出される α 線 (5.486 MeV) を用いて各ストリップの up 側および down 側について、ADC1 チャンネルあたりのエネルギーを求めた。図 A.1.2 に HG の PSD ストリップ番号 1 において up 側と down 側で検出された α 線の信号を示す。

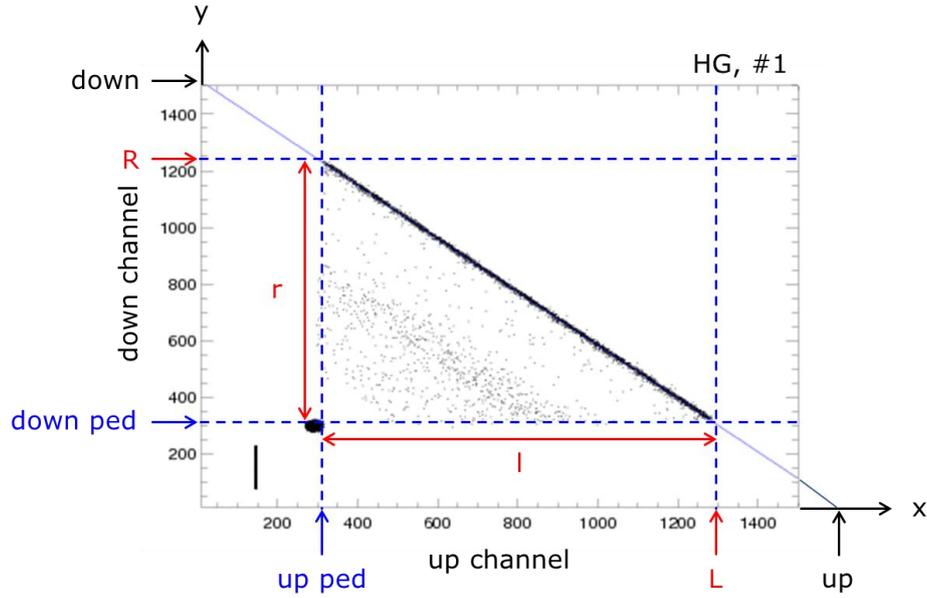


図 A.1.2 HG における PSD ストリップ番号 1 の up 側と down 側で検出された α 線の信号。横軸は up 側の信号、縦軸は down 側の信号である。

up 側から down 側にかけて均等に α 線の信号が分布しており、これを一次関数 $y=-ax+b$ でフィッティングしたとき、 x 軸と交わる点を up、 y 軸と交わる点を down とする。up 側の端で α 線が検出されたときの ADC のチャンネルを L 、down 側の端で検出されたときのチャンネルを R とすると、それぞれの値からペDESTAL (up 側: $up\ ped$, down 側: $down\ ped$) を引いた値 l および r は

$$l = L - up\ ped = \frac{up (down - down\ ped)}{down} - up\ ped \quad (A.1.1)$$

$$r = R - down\ ped = \frac{down (up - up\ ped)}{up} - down\ ped \quad (A.1.2)$$

より求めることができる。 ^{241}Am の α 線エネルギー 5.486 MeV は $l[\text{ch}]$ および $r[\text{ch}]$ に対応するので、5.486 MeV を式(A.1.1)ならびに(A.1.2)で計算した値で割ることによって ADC1 チャンネルあたりのエネルギーを求めることができる。表 A.1.2 に HG の up 側および down 側について求めた 1 チャンネルあたりのエネルギーを示す。

表 A.1.2 HG の各ストリップに対する 1 チャンネルあたりのエネルギー。

PSD ストリップ番号	1 チャンネルあたりの エネルギー (up 側) [keV]	1 チャンネルあたりの エネルギー (down 側) [keV]
1	5.385	5.464
2	5.397	5.177
3	5.479	5.688
4	5.721	6.044
5	5.850	5.718
6	5.147	5.378
7	5.538	5.254
8	5.407	5.534
9	5.581	5.771
10	5.639	5.379
11	5.381	5.870
12	5.599	6.055
13	5.390	5.543
14	5.785	5.374
15	5.808	5.943
16	5.284	5.706

求めたペDESTAL [ch] ならびに ADC1 チャンネルあたりのエネルギー [keV] より、次式で HG のエネルギー E_{HG} [keV] を求めることができる。

$$E_{HG} [keV] = (E_{up}[ch] - ped_{up}[ch]) \times ew_{up}[keV] + (E_{down}[ch] - ped_{down}[ch]) \times ew_{down}[keV] \quad (A.1.3)$$

ここで、 ped はペDESTAL、 ew は ADC1 チャンネルあたりのエネルギーを表す。up 側で検出されたエネルギーと down 側で検出されたエネルギーを足して、ストリップごとのエネルギーを求める。ここまでのエネルギー校正によって得られた PSD の HG における 16 ストリップの ^{241}Am の α 線エネルギースペクトルを図 A.1.3 に示す。

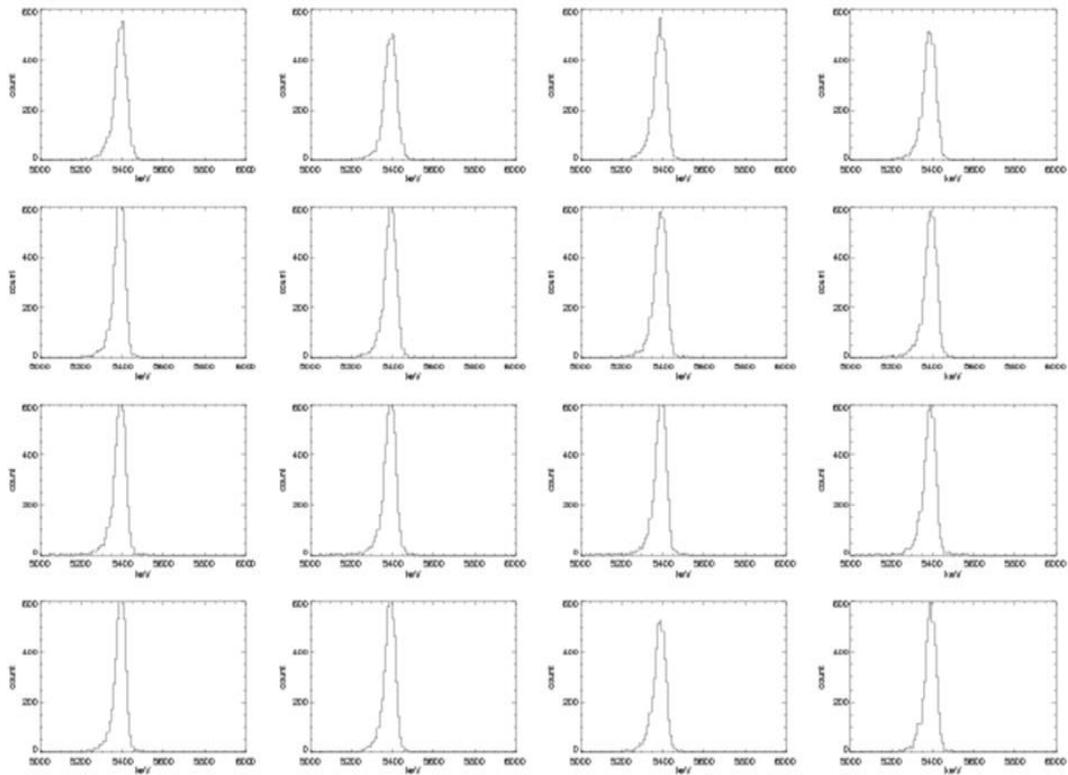


図 A.1.3 PSD の HG における全ストリップの ^{241}Am の α 線エネルギースペクトル。1 行目左側から順にストリップ 1~4、2 行目に 5~8、3 行目に 9~12、4 行目に 13~16 を示す。

各ストリップにおいて ^{241}Am の α 線のエネルギーピークがほぼ同じ位置 (5.486 MeV) にあることが分かる。最後に α 崩壊の分岐比が高く、短寿命の ^{254}No (α 線エネルギー : 8.093 MeV、半減期 $T_{1/2} : 55 \text{ s}$ [1]) を $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{254}\text{No}$ 反応によって合成し PSD に打ち込んで、各ストリップの ADC1 チャンネルあたりのエネルギーを微調整することによって、エネルギー校正を行った。 ^{254}No についてのストリップごとの HG のエネルギースペクトルを図 A.1.4 に示す。

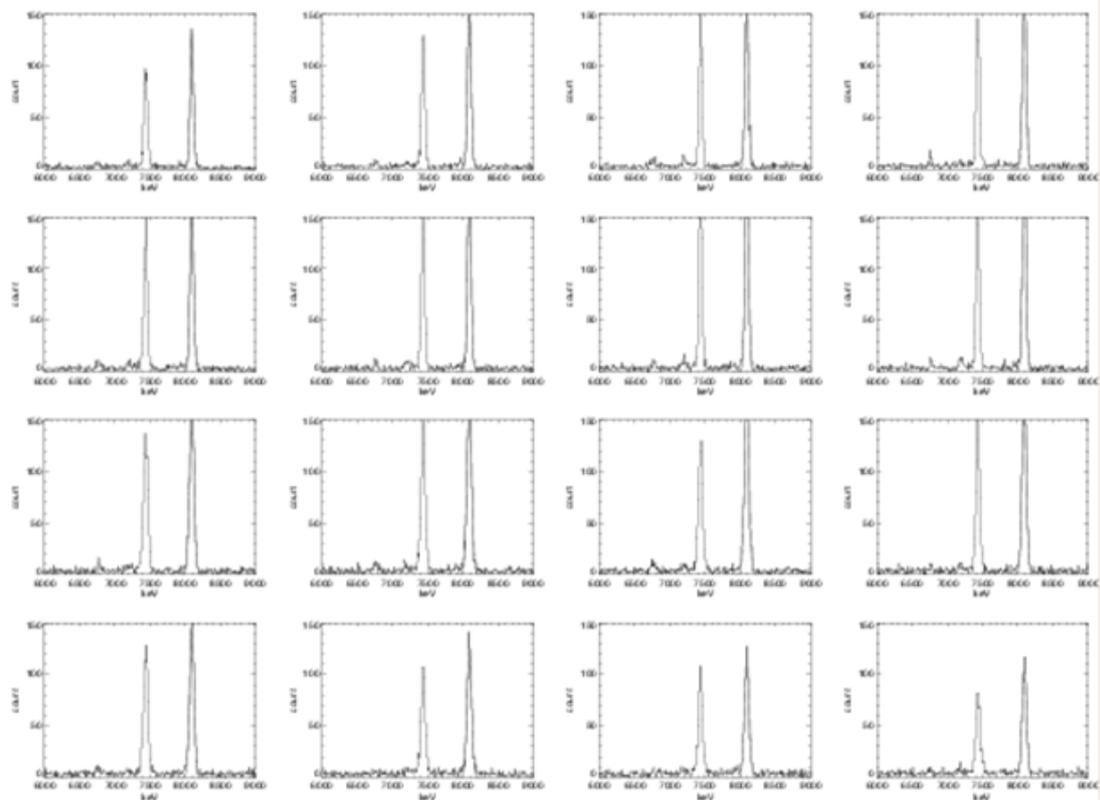


図 A.1.4 PSD の HG における全ストリップの ^{254}No の α 線エネルギースペクトル。1 行目左側から順にストリップ 1~4、2 行目に 5~8、3 行目に 9~12、4 行目に 13~16 を示す。高エネルギー側のピークは ^{254}No (8.093 MeV)、低エネルギー側はその娘核の ^{250}Fm (7.430 MeV [1]) である。

各ストリップにおいて高エネルギー側に ^{254}No (8.093 MeV)、低エネルギー側にその娘核の ^{250}Fm (7.430 MeV [1]) のエネルギーピークが確認できる。表 A.1.2 の ADC の 1 チャンネルあたりのエネルギーを、 ^{254}No の α 線エネルギーに合わせて微調整した結果を表 A.1.3 に示す。

表 A.1.3 ^{254}No の α 線エネルギーに合わせたときの HG の各ストリップに対する 1 チャンネルあたりのエネルギー。

PSD ストリップ番号	1 チャンネルあたりの エネルギー (up 側) [keV]	1 チャンネルあたりの エネルギー (down 側) [keV]
1	5.698	5.731
2	5.637	5.420
3	5.794	5.940
4	5.986	6.353
5	6.150	5.991
6	5.408	5.639
7	5.802	5.517
8	5.694	5.825
9	5.840	6.063
10	5.905	5.642
11	5.686	6.136
12	5.913	6.324
13	5.671	5.796
14	6.022	5.667
15	6.084	6.268
16	5.646	5.968

表 A.1.3 の 1 チャンネルあたりのエネルギーを用いて ^{254}No の α 線のエネルギーを求め、測定されたエネルギースペクトルに対してガウス関数でフィッティングを行った。表 A.1.4 にガウス分布の中心値および FWHM の値を示す。

表 A.1.4 HG エネルギー校正後の ^{254}No に対するエネルギーピークを中心値ならびに FWHM の値。

PSD ストリップ番号	ピークを中心値 [keV]	FWHM [keV]
1	8093.34	59.1194
2	8093.06	61.5628
3	8093.35	56.0554
4	8092.85	55.7849
5	8093.08	59.3973
6	8093.37	57.8187
7	8093.33	57.7495
8	8092.73	57.7321
9	8092.91	77.1481
10	8093.01	78.3542
11	8093.17	75.6088
12	8092.75	72.0407
13	8093.31	77.3374
14	8093.23	77.0878
15	8093.00	78.7510
16	8093.11	75.0089

全ストリップについて測定されたエネルギースペクトルの中心値は ^{254}No の α 線エネルギーに一致し、FWHM は 56-79 keV であった。

PSD の HG のエネルギー校正を行った後、LG についてもエネルギー校正を行った。図 A.1.5 に PSD ストリップ番号 1 における HG で検出されたエネルギーと LG で検出されたエネルギーの関係を示す。

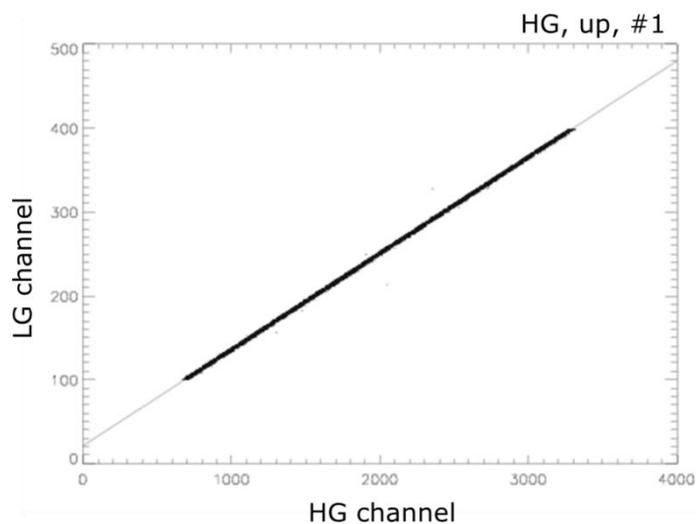


図 A.1.5 PSD ストリップ番号 1 において HG で検出されたエネルギー [ch] と LG で検出されたエネルギー [ch] の関係。

HG で検出されたエネルギー [ch] と LG で検出されたエネルギー [ch] の比例関係を一次関数 $y=ax+b$ でフィッティングし、ゲイン比 a を求めた。表 A.1.4 に求めた PSD における HG と LG のゲイン比 a および LG のペダスタル b [ch] を示す。ゲインは HG を α 線のエネルギー領域、LG を自発核分裂 (SF) のエネルギー領域に合わせた。

表 A.1.4 HG で検出されたエネルギー [ch] と LG で検出されたエネルギー [ch] の関係から求めた、各ストリップのゲイン比および LG のペDESTAL。

PSD ストリップ 番号	ゲイン比 (up 側)	LG のペDESTAL (up 側) [ch]	ゲイン比 (down 側)	LG のペDESTAL (down 側) [ch]
1	0.114688	20.7176	0.114818	9.98435
2	0.115643	16.5865	0.11154	29.006
3	0.113661	8.23855	0.113816	22.9795
4	0.114628	17.3184	0.114227	4.94636
5	0.112964	9.26975	0.118874	14.1301
6	0.115677	12.5778	0.114642	13.7416
7	0.114242	10.3715	0.115052	23.3925
8	0.114666	13.4982	0.114432	6.00581
9	0.115907	10.8076	0.115126	12.7907
10	0.113386	18.0653	0.114215	12.9819
11	0.115861	17.4881	0.113972	15.4811
12	0.116234	11.347	0.109764	21.6153
13	0.114622	23.5799	0.115649	19.3494
14	0.112972	16.758	0.114407	20.0137
15	0.113759	18.4216	0.113986	7.60713
16	0.11343	15.1178	0.115701	8.35576

ゲイン比 a およびペDESTAL b [ch] を用いて LG のエネルギー E_{LG} [keV] を求めることができる。

$$\begin{aligned}
 E_{LG} [keV] = & \left\{ \frac{E_{up}[ch] - ped_{HG,up}[ch]}{HGLG_{up}} - ped_{LG,up}[ch] \right\} \times ew_{HG,up}[keV] \\
 & + \left\{ \frac{E_{down}[ch] - ped_{HG,down}[ch]}{HGLG_{down}} - ped_{LG,down}[ch] \right\} \\
 & \times ew_{HG,down}[keV] \quad (A.1.4)
 \end{aligned}$$

ここで、 ped はペDESTAL、 $HGLG$ はゲイン比、 ew は ADC1 チャンネルあたりのエネルギーを表す。式(A.1.4)を使用して、up 側で検出されたエネルギーと down 側で検出されたエネルギーを足し合わせてストリップごとのエネルギーを求めた。

A.1.2 SSD のエネルギー校正方法

SSD は PSD を囲うように 4 台を箱型に配置しており、PSD から飛び出した粒子のエネルギーを検出することができる。4 台の SSD についても PSD と同様にパルサーで ADC の

ペDESTALを求めた。図 A.1.6 は、SSD 1-4 で HG に用いられる回路に、電圧 1 から 9 V まで 1 V の間隔でパルサーからの信号を入力したときの、ADC チャンネルに対するパルサー信号のヒストグラムである。

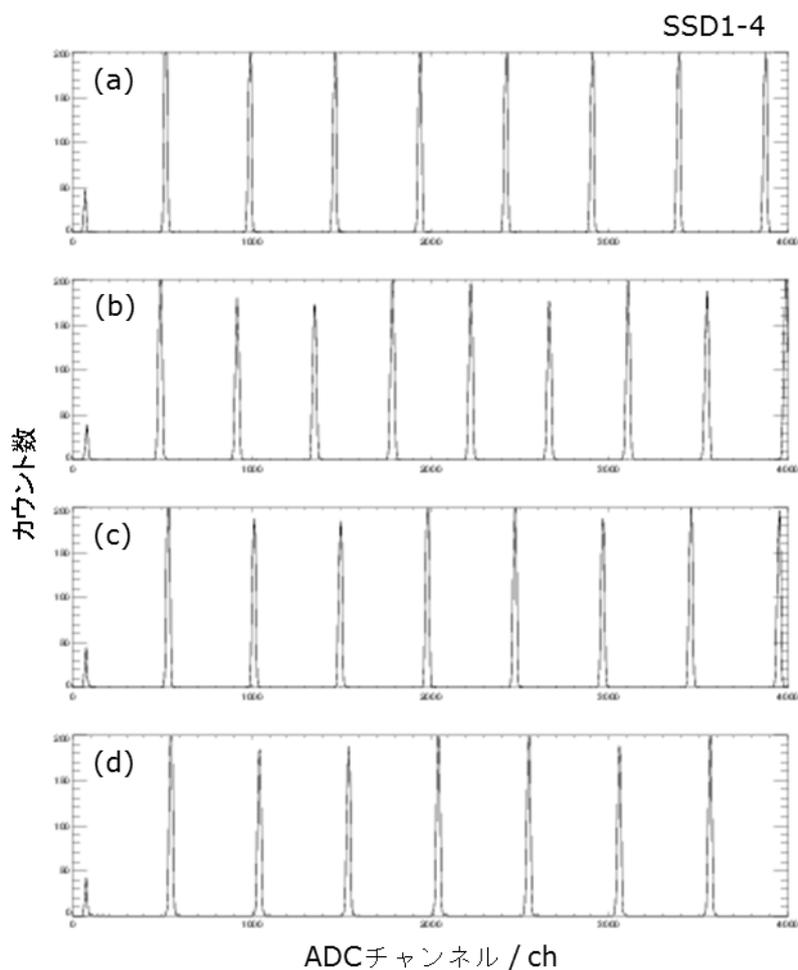


図 A.1.6 SSD で HG に用いられる回路に、電圧 1 から 9 V まで 1 V の間隔でパルサーからの信号を入力したときの、ADC チャンネルに対するパルサー信号のヒストグラム。(a)SSD 1、(b)SSD2、(c)SSD3、(d)SSD4。

図中の各電圧におけるパルサー信号のヒストグラムをガウス関数でフィッティングし、中心値を求めた。電圧 x に対するガウス分布の中心値 y を一次関数 $y=ax+b$ でフィッティングすることによってペDESTAL b を求めることができる。求めた HG における各 SSD のペDESTAL の値を表 A.1.5 に示す。

表 A.1.5 HG の各 SSD に対するペDESTALの値。

SSD 番号	ペDESTAL [ch]
1	65.6489
2	58.0494
3	66.4993
4	68.8189

次に、Si-box の前に設置した ^{241}Am 標準線源の α 線を用いて ADC1 チャンネルあたりのエネルギーを求めた。図 A.1.7 に SSD1 における ^{241}Am の信号を示す。

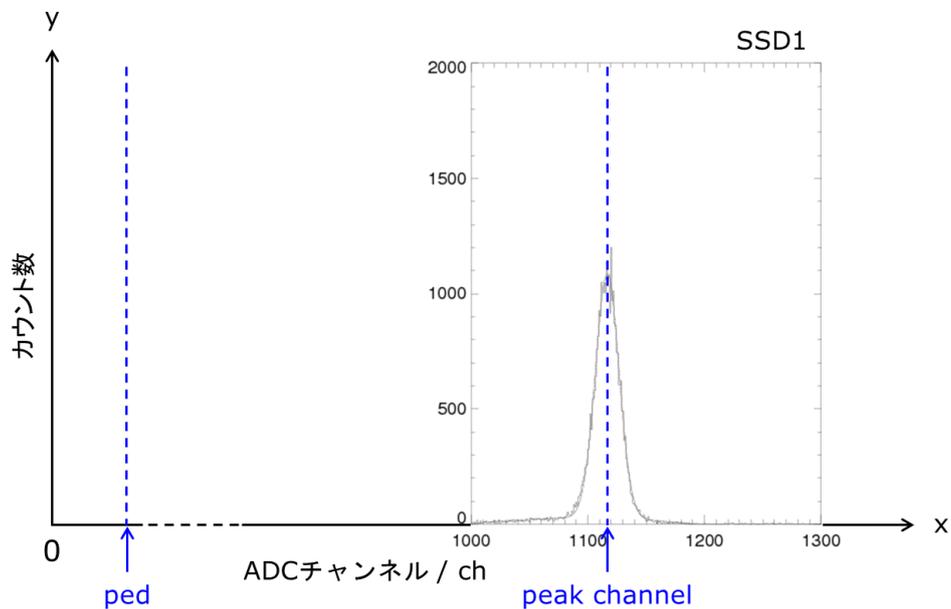


図 A.1.7 SSD1 における ^{241}Am (5.486 MeV) の信号。

^{241}Am の α 線エネルギー 5.486 MeV は図中のヒストグラムをガウス関数でフィッティングしたときの中心値 *peak channel* からペDESTAL *ped* を引いた値に対応するので、5.486 MeV を $\textit{peak channel} - \textit{ped}$ で割ることによって ADC1 チャンネルあたりのエネルギーを求めることができる。表 A.1.6 に SSD における HG の 1 チャンネルあたりのエネルギーを示す。

表 A.1.6 各 SSD の HG に対する 1 チャンネルあたりのエネルギー。

SSD 番号	1 チャンネルあたりのエネルギー [keV]
1	5.094
2	5.072
3	5.100
4	4.868

最後に PSD と同様に ^{254}No を打ち込んで、各 SSD の ADC1 チャンネルあたりのエネルギーを微調整することによって、エネルギー校正を行った。 ^{254}No についての SSD ごとの HG のエネルギースペクトルを図 A.1.8 に示す。

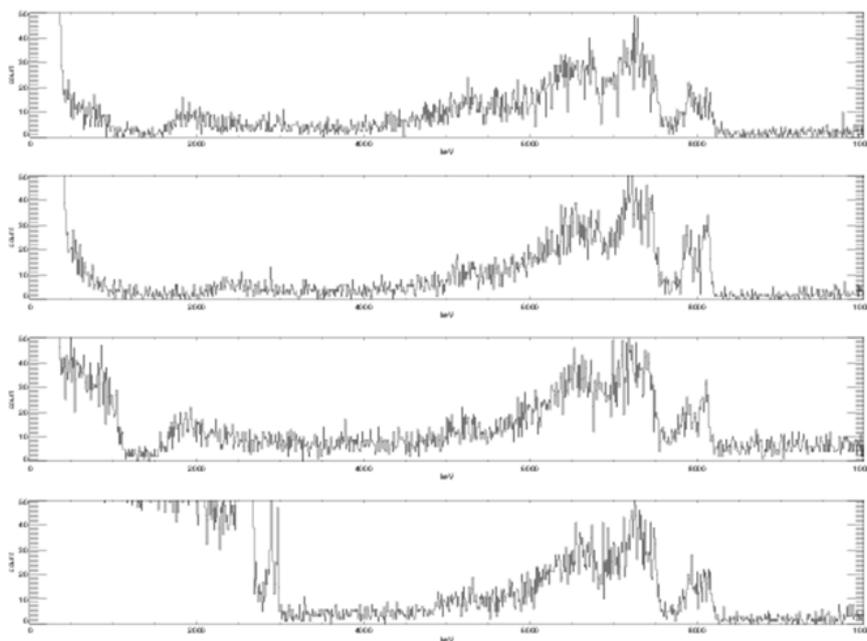


図 A.1.8 各 SSD の HG における ^{254}No の α 線エネルギースペクトル。1 列目から順に SSD1~4 を示す。高エネルギー側のピークは ^{254}No (8.093 MeV)、低エネルギー側はその娘核の ^{250}Fm (7.430 MeV) である。

各ストリップにおいて高エネルギー側に ^{254}No (8.093 MeV)、低エネルギー側にその娘核の ^{250}Fm (7.430 MeV) のエネルギーピークが確認できる。表 A.1.6 の ADC の 1 チャンネルあたりのエネルギーを、 ^{254}No の α 線エネルギーに合わせて微調整した結果を表 A.1.7 に示す。

表 A.1.7 ^{254}No の α 線エネルギーに合わせたときの HG の各 SSD に対する 1 チャンネルあたりのエネルギー。

SSD 番号	1 チャンネルあたりのエネルギー [keV]
1	5.130
2	5.031
3	5.069
4	4.873

表 A.1.5 のペDESTAL ならびに表 A.1.7 の 1 チャンネルあたりのエネルギーを用いて、次式より SSD ごとの HG のエネルギーを求めた。

$$E_{SSD,HG} [keV] = (E_{SSD}[ch] - ped_{SSD}[ch]) \times ew_{SSD}[keV] \quad (A.1.5)$$

ここで、 ped はペDESTAL、 ew は ADC1 チャンネルあたりのエネルギーを表す。

PSD の HG のエネルギー校正を行った後、LG についてもエネルギー校正を行った。図 A.1.9 に PSD ストリップ番号 1 における HG で検出されたエネルギーと LG で検出されたエネルギーの関係を示す。

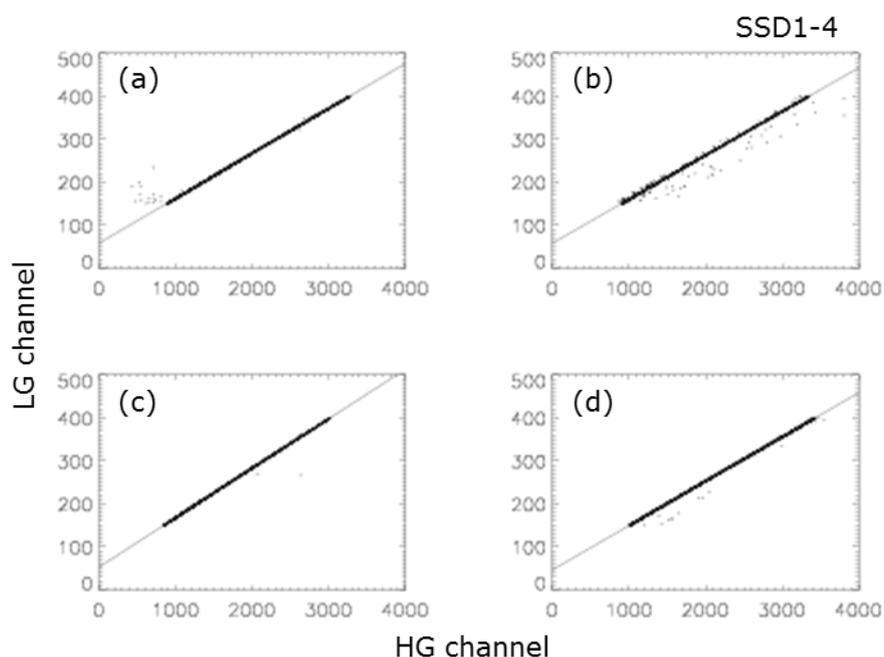


図 A.1.9 各 SSD において HG で検出されたエネルギー [ch] と LG で検出されたエネルギー [ch] の関係。(a)SSD 1、(b)SSD2、(c)SSD3、(d)SSD4。

HG で検出されたエネルギー [ch] と LG で検出されたエネルギー [ch] の比例関係を一次関数 $y=ax+b$ でフィッティングし、ゲイン比 a を求めた。表 A.1.8 に求めた SSD における HG と LG のゲイン比 a および LG のペDESTAL b [ch] を示す。

表 A.1.8 HG で検出されたエネルギー [ch] と LG で検出されたエネルギー [ch] の関係から求めた、各ストリップのゲイン比および LG のペDESTAL。

SSD 番号	ゲイン比	LG のペDESTAL [ch]
1	0.105765	59.2874
2	0.102809	60.0685
3	0.115270	54.9222
4	0.103780	48.4274

ゲイン比 a およびペDESTAL b [ch] を用いて LG のエネルギー $E_{SSD,LG}$ [keV] を求めることができる。

$$E_{SSD,LG} [keV] = \left\{ \frac{E_{SSD}[ch] - ped_{SSD,HG}[ch]}{HGLG_{SSD}} - ped_{SSD,LG}[ch] \right\} \times ew_{SSD,HG}[keV] \quad (A.1.4)$$

ここで、 ped はペDESTAL、 $HGLG$ はゲイン比、 ew は ADC1 チャンネルあたりのエネルギーを表す。式(A.1.6)を使用して SSD ごとのエネルギーを求めた。

A.2 しきい値の決定方法

本実験では SSD でのしきい値を 0.5 MeV とし、PSD と SSD で検出された α 線および SF について、SSD で検出されたエネルギーが 0.5 MeV 以上の場合には PSD と足し合わせて SF のトータルエネルギーとし、それ以下の場合には PSD のみのトータルエネルギーを SF のエネルギーとした。以下にその決定方法を示す。 ^{252}No のエネルギースペクトルより、 α 線のエネルギーを 8.3-8.5 MeV、SF のエネルギーを 100 MeV 以上とする。このときの α 線ならびに SF のエネルギースペクトルと各 SSD のスペクトルを図 A.2.1、A.2.2 に示す。

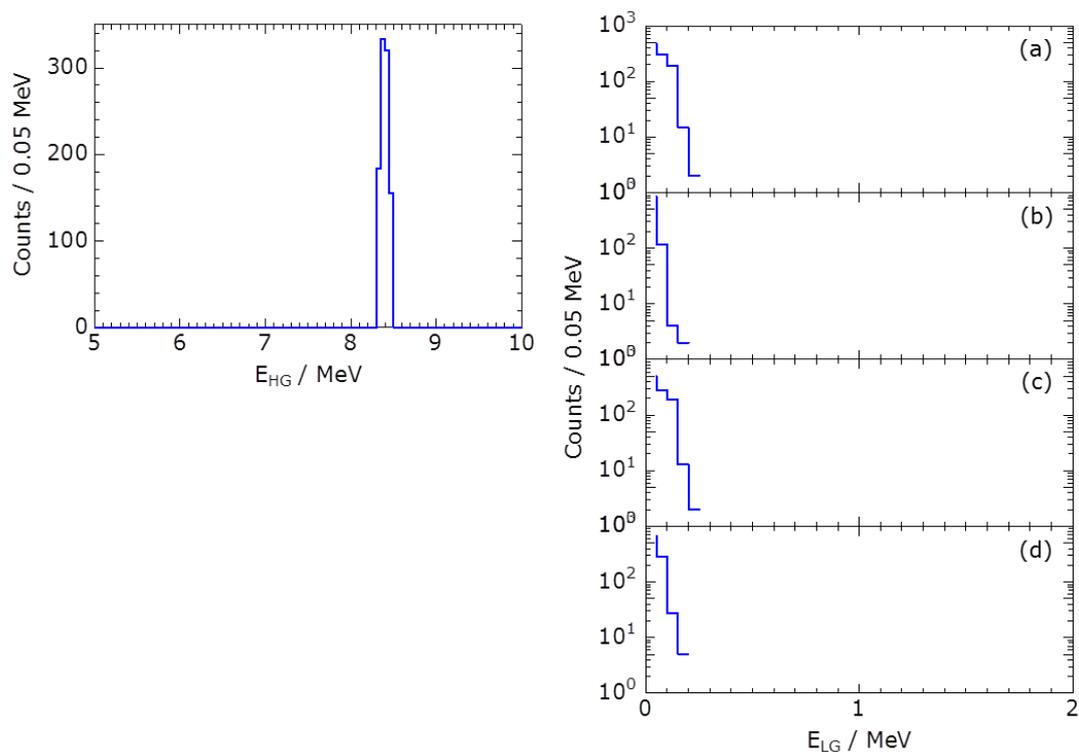


図 A.2.1 左： ^{252}No の α 線エネルギー 8.3-8.5 MeV でのエネルギースペクトル (HG)、右：左のスペクトルに対する SSD の LG のエネルギースペクトル。(a) SSD0、(b) SSD1、(c) SSD2、(d) SSD3。

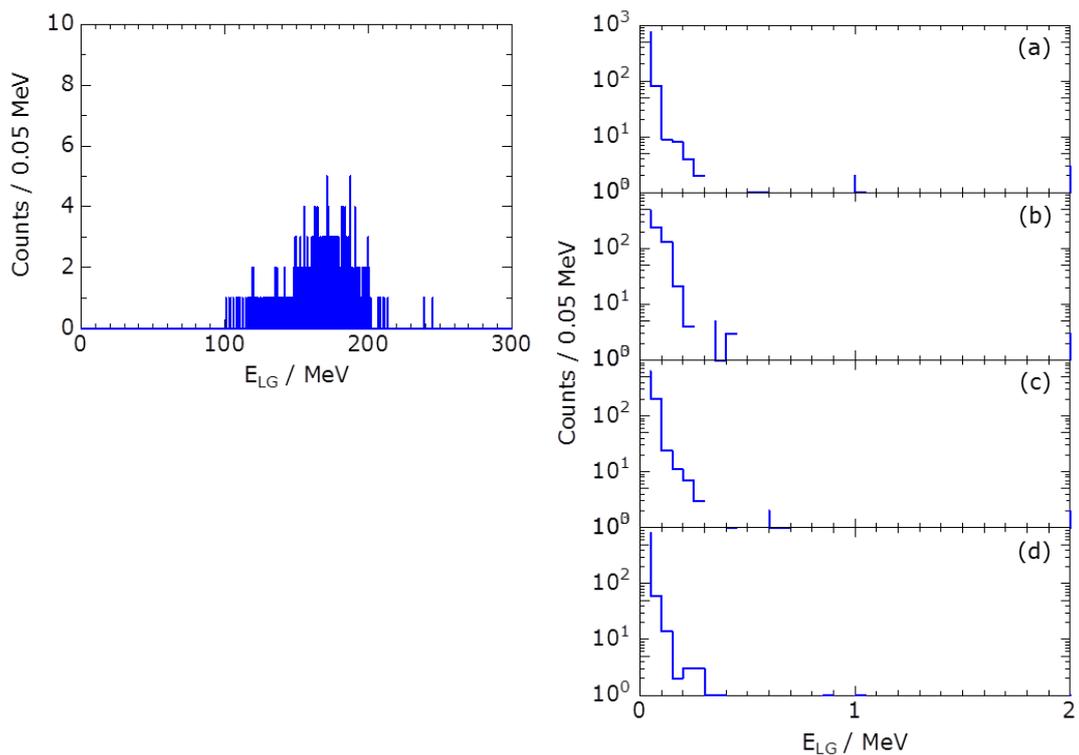


図 A.2.2 左： ^{252}No の SF エネルギー100 MeV 以上でのエネルギースペクトル (LG)、右：左のスペクトルに対する SSD の LG のエネルギースペクトル。(a) SSD0、(b) SSD1、(c) SSD2、(d) SSD3。

SSD のエネルギースペクトルを見ると、0-0.4 MeV あたりにピークがあることが分かる。これらのイベントをペダスタルと考え、このピークをガウス関数でフィッティングし、99.9% 除くことができる 5σ の値を計算すると α 線では 0.22 MeV、SF では 0.46 MeV であった。よって、しきい値を 0.5 MeV に決定した。

謝辞

本研究を遂行し博士論文をまとめるにあたり、指導教官である門叶冬樹先生には終始適切なご助言をいただき、また丁寧なご指導を賜りました。本当にどうもありがとうございました。

本研究を遂行するにあたり、多くのご指導を賜り辛抱強く見守って下さいました、理化学研究所の加治大哉先生、ならびに森本幸司先生に心より感謝いたします。

理化学研究所の超重元素研究グループに受け入れてくださり、またご指導を賜り温かく見守って下さいました、理化学研究所の森田浩介先生に深く感謝いたします。

本論文の作成にあたり、亀田恭男先生、ならびに郡司修一先生には副査としてご助言をいただきました。どうもありがとうございました。

共同研究者である理化学研究所の羽場宏光さん、原子力研究機構の浅井雅人さんには多くのアドバイスをいただきました。同じく共同研究者である理化学研究所の長谷部裕雄さん、吉田敦さん、九州大学の藤田訓裕さんには実験でお世話になり、また励ましをいただきました。超重元素研究グループで学位を取得された園田望さん、住田貴之さんには学位論文から多くを学ばせていただき、また励ましをいただきました。理化学研究所でともに過ごした若林泰生さん、山木さやかさん、村上昌史さん、田中謙吾さん、小森有希子さん、田中泰貴さんには実験をはじめ日常生活でも大変お世話になりました。リニアック棟オペレーターの皆さんには実験で大変お世話になりました。深く感謝しております。

大学同期の佐々木未来さんには解析についてのアドバイス、励ましをいただきました。どうもありがとうございました。